



HAL
open science

Interaction entre un tourbillon et une couche limite. Application au contrôle d'écoulement

Sébastien Prothin

► **To cite this version:**

Sébastien Prothin. Interaction entre un tourbillon et une couche limite. Application au contrôle d'écoulement. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2010. Français. NNT: . tel-00531178

HAL Id: tel-00531178

<https://theses.hal.science/tel-00531178>

Submitted on 26 Feb 2011

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

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

Ecole Centrale de Nantes

ÉCOLE DOCTORALE

"Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture"

Année 2010

N°B.U. :

Thèse de DOCTORAT

Spécialité : Dynamique des fluides et transferts

Présentée et soutenue publiquement par :

SEBASTIEN PROTHIN

le 4 Octobre 2010

à l'institut de Recherche de l'école Navale – EA3634, Lanvéoc Poulmic

TITRE

**Interaction entre un tourbillon et une couche limite
Application au contrôle d'écoulement**

JURY

Président :	Laurent DAVID	Professeur des Universités, LEA – UMR6609, Futuroscope
Rapporteurs :	Marianna BRAZA Philippe DRUAULT	Directrice de Recherche CNRS, IMFT - UMR5502 Toulouse Maître de Conférence, IJLRA, UPMC - Paris6
Examineurs :	Yves GAGNE Michel VISONNEAU Jean-Yves BILLARD Henda DJERIDI	Professeur des Universités, LEGI – UMR5519, Grenoble Directeur de Recherche CNRS, LMF – UMR6598, Nantes Professeur des Universités, IRENav – EA3634, Lanvéoc Professeur des Universités, LEGI – UMR5519, Grenoble

Directeur de thèse : Jean-Yves Billard
Co-Directrice de thèse : Henda Djeridi
Laboratoire : IRENav – EA3634

N°ED 498-47

A ma mère, à Aurore,

Remerciements

Aux très nombreuses personnes qui ont contribué à l'aboutissement de cette recherche, et c'est pour moi son enseignement le plus heureux. Qu'elles soient toutes ici remerciées.

Une première pensée envers mes deux directeurs de thèse, « papa et maman », comme on dit du côté de la presqu'île. Le professeur Jean-Yves Billard avec qui j'ai beaucoup appris, il a su me guider tout au long de cette étude, et a été plus qu'un directeur, il a été un binôme de choix quand il s'agissait de l'expérience, de la critique du résultat, du choix de la mesure, il a été et je l'espère restera, un père scientifique et un ami. Le professeur Henda Djeridi, présentée comme une tortionnaire, sanguinaire avide de pouvoir... qui s'est révélée être une excellente directrice de thèse, avec qui j'ai passé des moments mémorables, que se soit sur l'île de Capri, face à la mer bleue et le soleil plombant, ou l'île de Ré avec les longues heures de travail au bord de la piscine... Mais Henda c'est aussi des heures de travail, de rédaction et de critiques scientifiques. Je tenais à m'excuser publiquement quand à mes instabilités oratoires qui, je pense, lui ont donné des sueurs froides. Ces deux directeurs ont su, grâce à leur grand professionnalisme, me préserver de la bêtise qu'est la rancune humaine, et ont su me donner goût à la mécanique et ce pour de nombreuses années. En espérant de nombreuses collaborations scientifiques et humaines, je les remercie pour ces trois années.

Remerciements également au personnel de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale ou j'ai passé les trois ans de cette thèse, je tenais à faire un clin d'œil particulier à certains de ces membres qui ont su me faire passer la pilule de la joute militaire. Je pense particulièrement à Rozenn Desmare, dont la bonne humeur ferait sourire un garde royal de la reine. Je pense également, aux services du secrétariat avec Magalie Lamandé et Christine Rohou, au Sefer, au Cr2i, Régis le Gallo, Vennec le Mener, Rémy Thibault, Thomas Devogele, Joseph Poupin, Christophe Claramunt, Marie Coz, Christophe Thomas, Pierre Loic le Guet, Jean Michel Perron, Patrice Cordillet, Valerie Labat, Delphine Dare, et Biloute ! euh Abdel Boudraa.

On ne peut remercier l'IRENav sans faire un détour par ses piliers que sont les doctorants, je pense à, sans ordre privilégié, Georges, Emery, Imad, Sobhi, Abdel, David, Jean-Marie, Mathieu et Mathieu. Et plus particulièrement, Thierry le Pors, Marie-Laure Gobert, Laurent Etienne, Thomas Breteau, et Géraldine Del Mondo pour les longues soirées gastronomiques et les bons moments passés et futurs... Je tiens également à remercier, Jean Jacques Lasserre de la société Dantec Dynamics, sans qui les mesures auraient été très difficiles, il a su convaincre, et déplacer du matériel et des hommes pour me permettre des mesures de qualité.

Rien n'aurait été possible sans le soutien de ma mère, je tenais à dédier un paragraphe de ces remerciements à elle, que je n'ai jamais remerciés. Sans elle, je n'aurais jamais pu atteindre ce niveau d'étude et de vie, elle a su m'inculquée les principes qui font de moi ce que je suis aujourd'hui, et s'est sacrifiée pour que jamais je ne manque de rien. Elle a fait de moi un fils fier de sa mère, et pour tous cela je ne la remercierais jamais assez. Je remercie également, ma famille qui n'a jamais compris exactement ce que je faisais durant toutes ces années. Particulièrement, mon père qui a su me dépêtrer des soucis financiers inhérents aux étudiants.

Enfin, tous ces remerciements ne sont rien à côté de ceux dûs à Aurore, que j'ai rencontrée lors de cette thèse. En quelques mots, forcément insuffisants, merci pour ta présence, ton écoute, ta patience, ton soutien, permanents pendant ces derniers mois. Merci pour ta joie de vivre qui a su si bien me changer les idées quand j'en avais besoin. Merci de m'avoir aimé malgré tous les travers auxquels ce métier peut mener, et tu les connais aussi bien que moi. Merci d'être telle que tu es, tu m'as fourni un équilibre sans lequel je serais certainement tombé depuis longtemps. Je dirais qu'il y a eu en fait deux thèses, une avant toi et l'autre après, tu m'as soutenu pendant la fin de mes travaux qui auraient été très difficiles sans ton soutien. Les moments passés et à venir, en ta compagnie, ont été et seront les piliers de ma réussite...

Je terminerais ces remerciements, par cette citation :

*« In natura, ogni cosa ha sempre una ragione.
Se si capisce questo, non è necessaria l'esperienza. »*

Leonardo Da Vinci.

*« Dans la nature, tout a toujours une raison.
Si tu comprends cette raison, tu n'as plus besoin de l'expérience. »*

Léonard De Vinci.

C'est pour cela que je reste et resterais un « Disciple de l'expérience ».

Tables des Matières

Remerciements	1
Table des Matières	5
Notations et Indices	7
Chapitre 1	
<i>Introduction</i>	9
Références du Chapitre 1	14
Chapitre 2	
<i>Moyens expérimentaux</i>	17
2.1. Tunnel Hydrodynamique	18
2.1.1. Caractéristiques principales	18
2.1.2. Veine d'essais	19
2.1.3. Germe de cavitation	20
2.2. Hydrofoils utilisés	20
2.2.1. Profil aval (bidimensionnel)	21
2.2.2. Profil amont (tridimensionnel)	21
2.2.3. Incertitude de mise en incidence	21
2.3. Moyens de mesures	22
2.3.1. Balance hydrodynamique	22
2.3.2. Vélocimétrie Laser Doppler	24
2.3.3. Vélocimétrie par Image de Particules	28
Références du Chapitre 2	34
Chapitre 3	
<i>Caractérisation du Tourbillon</i>	37
3.1. Choix du tourbillon et condition de génération	38
3.1.1. L'hélice comme générateur de tourbillon	38
3.1.2. Les « vortex generator »	39
3.1.3. L'aile tridimensionnelle comme générateur de tourbillon	39
3.2. Caractéristiques du tourbillon marginal	40
3.2.1. Le tourbillon marginal	40
3.2.2. Modèles de tourbillon	42
3.2.3. Profils de vitesse tangentielle et axiale	46
3.2.4. Evolution des paramètres du tourbillon	51
Références du Chapitre 3	54

Chapitre 4	
<i>Caractérisation de la couche limite</i>	57
4.1. Configuration d'étude	58
4.2. Paramètres globaux	58
4.2.1. Coefficients d'effort moyen	58
4.2.2. Fluctuations d'efforts	60
4.2.3. Hystérésis au décrochage	60
4.3. Caractéristiques de la couche limite	62
4.3.1. Grandeurs intégrales et lois de paroi	62
4.3.2. Profils de vitesse tangentielle et discussion sur l'auto-similarité	68
4.4. Grandeurs turbulentes	76
Références du Chapitre 4	79
Chapitre 5	
<i>Interactions Tourbillon / Couche limite</i>	81
5.1. Paramètres d'interactions	82
5.2. Effet de l'interaction sur les efforts globaux	82
5.2.1. Coefficients de portance et de traînée	82
5.2.2. Fluctuations d'efforts	85
5.3. Effet de la couche limite sur le tourbillon	86
5.3.1. Trajectoire du tourbillon	86
5.3.2. Caractéristiques du tourbillon (circulation, rayon, stabilité)	87
5.3.3. Eclatement tourbillonnaire	89
5.4. Effet du tourbillon sur la couche limite	92
5.4.1. Grandeurs intégrales	92
5.4.2. Lois de paroi	94
5.4.3. Quantités turbulentes	98
Références du Chapitre 5	105
Chapitre 6	
<i>Interactions Tourbillon / Décollement</i>	107
6.1. Caractérisation du décollement sans tourbillon	108
6.1.1. Champs de vitesse moyenne et coefficient de backflow	108
6.1.2. Champs turbulents dans le sillage	111
6.2. Interactions	113
6.2.1. Champs de vitesse moyenne en interaction (inflow/outflow)	113
6.2.2. Champs turbulents dans le sillage	115
6.3. Dynamique tourbillonnaire et POD	117
6.3.1. Analyse spectrale avec et sans tourbillon	117
6.3.2. Analyse POD avec et sans tourbillon	120
Références du Chapitre 6	132
Conclusion	135
Annexe 1	
<i>Thickness effect of NACA foils on hydrodynamic global parameters, boundary layer states and stall establishment</i> (C. Sarraf, H.Djeridi, S.Prothin, J.Y.Billard)	139

Notations et indices

A	coefficient logarithmique de la loi de paroi $A=\ln(10)/\kappa$	[]
A_{Mellor}	coefficient logarithmique de la loi de paroi corrigée de Mellor	[]
a	rayon de cœur du tourbillon	[m]
B	constante d'intégration de la loi de paroi	[]
B_s	blocage solide de veine	$B_s = \frac{h_p}{H}$
C	longueur de corde du profil aval NACA0015	[m]
C_{ell}	longueur de corde du profil amont NACA0020	[m]
C_D	coefficient de traînée	$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho S U_{inf}^2}$
C_{D0}	coefficient de traînée à incidence nulle	[]
C_L	coefficient de portance	$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho S U_{inf}^2}$
C_f	coefficient de frottement local	[]
C_p	coefficient de pression	[]
D	force de trainée	[]
d	distance normale du tourbillon à la paroi	[m]
G	paramètre de gradient de pression de Clauser	[]
f	fréquence [Hz]	[]
h_p	projection verticale de l'hydrofoil	[m]
H_{12}	facteur de forme de couche limite 1	[]
h	facteur de forme de couche limite 2	[]
L	force de portance	[]
l	paramètre d'hélicité du tourbillon de Batchelor	[m]
p, p', P	pression statique, composante fluctuante, composante moyenne	[Pa],[kg.m ⁻²]
p_v	pression de vapeur saturante	[Pa],[kg.m ⁻²]
Q	critère Q	$Q = \frac{1}{2}(\Omega^2 - S^2)$
Re	nombre de Reynolds basé sur C et U_{inf}	[]
Re_θ	nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement	$Re_\theta = \frac{U_e \delta_2}{\nu}$
S	surface du profil	[m ²]
St	nombre de Strouhal	[]
t/c	épaisseur du relative du profil	[]
U, U', U_t	composantes de la vitesse tangente à la paroi	[m.s ⁻¹]
U^+	vitesse réduite, adimensionnalisation interne	[]
U_e	vitesse externe	[m.s ⁻¹]
U_{inf}	vitesse de référence (entrée de veine)	[m.s ⁻¹]
U_τ	vitesse de frottement	[m.s ⁻¹]
U_o	vitesse axiale du tourbillon	[m.s ⁻¹]
V, V', U_n	composantes de la vitesse normale à la paroi	[m.s ⁻¹]
W, W'	composantes de la vitesse selon la direction z de l'envergure	[m.s ⁻¹]
W_o	paramètre de stabilité du tourbillon	[]
X, Y, Z	système d'axe du repère veine	[m]

α	angle d'incidence	[°]
α_M	paramètre de Mellor	[°]
β_{ES}	paramètre de gradient de pression de East et Sawyer	[]
β_{ZS}	paramètre de gradient de pression de Zagarola et Smith	[]
δ	épaisseur conventionnelle de couche limite	[m]
δ_1	épaisseur de déplacement	[m]
δ_2 ou θ	épaisseur d'énergie cinétique	[m]
η	coordonnée réduite adimensionnalisation externe	Y/δ
Γ	circulation du tourbillon	[m ² s ⁻¹]
κ	constante de loi de paroi de von Kármán	[]
μ	viscosité dynamique	[Pa.s], [kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	viscosité cinématique	[m ² .s]
ν_t	viscosité cinématique apparente ou turbulente	[m ² .s]
Π	paramètre d'intensité de sillage de Coles	[]
ρ	masse volumique	[kg.m ⁻³]
σ	nombre de thomas (cavitation)	$\sigma = \frac{p - p_v}{\frac{1}{2}\rho U_{inf}^2}$
τ	contrainte totale	[Pa], [kg.m ⁻²]

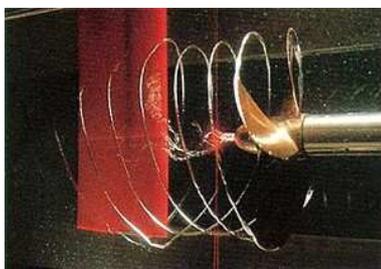
Chapitre 1

Introduction

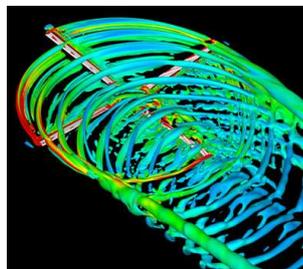
Le contexte général de ce travail de thèse s'insère dans le cadre des études des profils portants en hydrodynamique à haut nombre de Reynolds. En effet, ces corps portants sont souvent utilisés comme safran de gouvernail des navires, comme profils de pales d'hélices dans les turbomachines ou encore dans les systèmes de propulsion et sont donc soumis à des contraintes de fonctionnement extrêmes telles que :

- Les fonctionnements à grandes incidences, générant des décollements massifs, des vibrations induites et des pertes de performances des turbines,
- Les fonctionnements en régime cavitant générant, entre autre, des effets de compressibilité et d'érosion,
- Les fonctionnements en interaction avec d'autres obstacles ou en écoulement non-uniforme.

Quelque soit leur utilisation, il est important de bien comprendre leur comportement hydrodynamique et en particulier les états de couche limite qui s'y développent, le phénomène de décrochage statique ou dynamique ainsi que son contrôle, et ce dans le but de mieux appréhender les cas d'interactions complexes en écoulement non-uniforme ou en présence de structures tourbillonnaires pour le couplage fluide/structure entre autre. En effet ce type d'interaction conduit à des configurations d'écoulement particulièrement complexes, on peut citer par exemple le cas d'un tourbillon d'ogive en aval d'une hélice en interaction avec le safran de gouvernail, le cas d'un tourbillon d'apex en interaction avec un fuselage ou le cas d'une torche en aval d'une turbine Francis (voir Figure I.1). On se trouve dans tous les cas dans la situation d'un écoulement tri dimensionnel, instationnaire, à grand nombre de Reynolds ($>10^6$) pour lesquelles les banques de données expérimentales sont peu fournies et les modélisations numériques délicates à mettre en œuvre.



*Interaction
Hélice / Gouvernail
(Insean)*



*Interaction
sillage de rotor / fuselage
(Onera)*



*Interaction
dans les turbines hydrauliques
(EPFL)*

Figure I.1 : Exemple de configurations d'écoulements en interaction complexe

Notre objectif est donc de définir une configuration expérimentale suffisamment simple pour être analysée sur le plan théorique mais cependant représentative des interactions physiques complexes présentes dans les exemples industriels qui viennent d'être présentés. La configuration choisie dans le cadre de ce travail de thèse est celle d'un tourbillon longitudinal généré par un foil de forme en plan elliptique positionné en amont d'un profil de type NACA bidimensionnel et l'étude a été menée dans un tunnel hydrodynamique pour une plage de nombre de Reynolds de l'ordre du million. Bien que cette configuration soit assez simple elle nécessite cependant une bonne connaissance de l'écoulement de couche limite sur le profil NACA en présence d'un gradient de pression adverse, des caractéristiques du tourbillon marginal généré par le foil tri dimensionnel pour ensuite décrire leurs interactions mutuelles.

L'étude des corps portants s'est tout d'abord intéressée à leur géométrie, on peut citer par exemple les travaux de *Abbott* (1959) qui rassemble une grande partie de la base de données expérimentales du NACA (*National Advisory Committee for Aeronautics*). Ces travaux ont eu pour objectif la définition des formes à donner à un profil pour obtenir les meilleures performances. Dans cette approche les profils sont définis *ex nihilo* et l'on en déduit, souvent de façon expérimentale, le champ de pression généré.

Avec le développement important du calcul numérique, une nouvelle approche, illustrée par les travaux d'*Eppler* (1990), où la spécification ne concerne plus la géométrie du profil mais le champ de pression qu'il va générer, a vu le jour. Le calcul numérique permet de remonter à la géométrie qui permettra de générer ce champ de pression. Bien évidemment des contraintes doivent être introduites pour rendre le profil géométriquement acceptable. Dans ces deux approches successives de la conception d'un profil portant, le dessin ou le champ de pression est choisi pour un point de fonctionnement (incidence de fonctionnement α_0) identifié et une analyse directe des performances, autour de ce point de fonctionnement (incidence variable autour de α_0) permet de connaître les caractéristiques du profil dans un domaine de fonctionnement donné.

A l'heure actuelle, même si les comportements globaux des profils portants sont bien connus, la problématique reste ouverte pour les profils à haut nombre de Reynolds pour lesquels :

- les effets de gradient de pression adverse engendrent un débat sur l'universalité (ou auto-similarité) des quantités moyennes et turbulentes de la couche limite *Bushmann et Gad el Hak* (2003),
- le point de transition laminaire/turbulent n'est pas encore correctement prédit par les modèles numériques (on peut citer les travaux récents de *Menter et al.* 2006),
- les effets d'instationnarité (décollement massif et instabilité de von Karman) ne sont pas correctement pris en compte dans les modèles numériques,

Sur ces points, on notera que peu de données sont disponibles concernant les couches limites turbulentes ou transitionnelles soumises à des effets de courbure et donc à des gradients de pression adverses. On peut citer les travaux de *Liepmann* (1943), *Tulapurkara et al.* (2001) et *Studer* (2005) qui s'intéressent aux effets de la courbure de la paroi sur la transition et les distributions de vitesse moyenne. La majeure partie de la littérature sur ce sujet s'intéresse à des cas de couche limite sur plaque plane où le gradient de pression adverse est introduit par un ralentissement de l'écoulement lié à la géométrie de la veine d'essais. Ce type de gradient de pression a été étudié par *Clauser* (1954), *Coles* (1956, 1962) et plus récemment par *Cutler et Johnston* (1989) qui recherchent pour ces écoulements des

conditions d'équilibre et d'autosimilarité de la couche limite et des lois de sillage dans la zone d'intermittence de frontière. Si les avancées significatives concernent les champs de vitesse moyenne, le débat reste ouvert concernant les quantités turbulentes. On remarquera sur ce thème les travaux de *East et Sawyer* (1979), d'*Elsberry et al.* (2000) ou d'*Aubertine et Eaton* (2005), qui discutent plus précisément de l'effet du gradient de pression sur les quantités turbulentes. L'ensemble de ces travaux a abouti à un débat relatif à l'universalité des lois d'autosimilarité (*Bushmann et Gad el Hak* 2003), qui a été repris récemment par *Maciel et al.* (2010) qui proposent une solution sur la normalisation des champs de vitesse à partir des idées avancées par *Zagarola et Smits* (1998).

Concernant les effets d'instationnarité des corps mis à grande incidence ou des corps épais de type cylindre, la principale caractéristique de cette classe d'écoulement est l'établissement de l'instabilité de von Kàrmàn qui persiste à haut nombre de Reynolds en régime turbulent. De nombreuses études ont été dédiées à la dynamique du lâcher tourbillonnaire résultant de l'instabilité globale, aux tourbillons longitudinaux (instabilité secondaire) ou encore aux tourbillons de petite échelle de Kelvin Helmholtz (instabilité convective dans la couche cisailée) ainsi qu'aux interactions non-linéaires entre le mouvement organisé et le mouvement chaotique (*Williamson* 1992, *Persillon and Braza* 1998, *Cantwell and Coles* 1983, *Perrin et al.* 2005 entre autre). Cependant on trouve assez peu de travaux relatifs au décrochage statique des corps portants et à la boucle d'hystérésis des efforts inhérente à l'établissement de l'instabilité de von Kàrmàn. Ce phénomène d'hystérésis est associé à deux types d'écoulement (partiellement décollé et massivement décollé) engendrant une topologie particulière de lâcher dissymétrique (tourbillon de bord de fuite et de bord d'attaque, *Hoarau et al.* 2003). On peut notamment citer les travaux de *Mittal and Saxena* (2000), *Bourgoyne et al.* (2003 et 2005) concernant la prédiction de la boucle d'hystérésis et la quantification des fluctuations de pression et des sources de bruit hydro-acoustique associées. Mais cette problématique est en fait inhérente à la simulation des écoulements turbulents instationnaires et à leur prédiction qui a suscité ces dernières années un engouement certain dans la communauté des mécaniciens des fluides. En effet, les profils mis à grande incidence engendrent des instationnarités et des structures cohérentes qui conduisent à ne plus considérer l'écoulement turbulent fluctuant comme aléatoire mais comme instationnaire. Les différentes approches mises en œuvre de type LES sont très coûteuses et de nouvelles approches de type OES (*Braza et al.* 2005, *Hoarau et al.* 2005) ont vu le jour dernièrement et ont conduit à reconsidérer les échelles de temps et de longueur de la turbulence pour une approche de macro-simulation.

Cette revue bibliographique non exhaustive démontre bien que même en configuration d'écoulement uniforme sur corps portants le débat reste ouvert et qu'il semble encore difficile de bien appréhender les cas d'interactions complexes en écoulement amont non-uniforme ou en présence de structures tourbillonnaires pour le couplage fluide/structure ou le contrôle des performances entre autre. Cependant, la communauté a mené en parallèle une autre approche qui consiste, partant d'un profil existant, à apporter une amélioration des performances dans un domaine de fonctionnement donné et donc de s'affranchir des instationnarités inhérentes au décollement. On ne cherche plus dans ce cas à apporter des modifications de la géométrie du corps portant mais à modifier l'écoulement incident (ou de l'écoulement sur le corps) par un phénomène de contrôle. C'est le développement de toutes les stratégies de contrôle d'écoulement qui connaissent un développement important ces dernières années. Les techniques mises en œuvre sont extrêmement variées et font appel tant à des méthodes dites « actives », qui introduisent de l'énergie extérieure dans le liquide, qu'à des méthodes

« passives » qui cherchent à modifier localement l'écoulement pour améliorer les performances globales du profil.

Parmi les techniques actives on distinguera l'utilisation de parois mobiles, *Modi et al.* (1989), des méthodes basées sur l'aspiration ou de soufflage, *Wynanski* (1997), *McCormick* (2000), les méthodes acoustiques, *Collins* (1979), thermiques, *Chang* (1976) ou électromagnétiques *Gad-el-Hak* (2000). L'intérêt de ces méthodes est à la fois d'améliorer les performances du profil au point de fonctionnement et autour de celui-ci mais également de contrôler le décollement et pour cela de stabiliser la couche limite en ajoutant / supprimant de la quantité de mouvement en utilisant des structures tourbillonnaires générées à l'aide de jets synthétiques, *Wynanski* (2004).

En ce qui concerne les techniques passives elles sont utilisées tant pour les écoulement non portant pour diminuer la traînée en modifiant l'écoulement dans les zones décollées en aval du corps que dans le cas des écoulements portants ou des générateurs de tourbillon (vortex generators) sont utilisés depuis de nombreuses années dans des applications aérodynamiques comme les ailes d'avions ou les pales d'éoliennes, *Velte et al.* (2008) ou *Angèle et Grewe* (2007).

En dépit de ces applications industrielles très prometteuses peu de données sont disponibles concernant l'impact d'un vortex longitudinal simple sur les caractéristiques locales et globales de l'écoulement. Cette configuration « académique » a été étudiée par *Shabaka et al.* (1985) qui dispose son générateur de tourbillon dans la couche limite, et qui se développe sur une paroi plane en présence d'un gradient de pression adverse généré par la géométrie de la paroi opposée de la soufflerie. Dans cette expérience le tourbillon, que l'on qualifiera de longitudinal, en ce sens qu'il se développe dans la direction principale de l'écoulement, est généré à une distance de la paroi égale à l'épaisseur de couche limite au niveau du générateur. Les résultats de ce travail mettent en évidence des modifications de l'écoulement dans la couche limite tant en ce qui concerne l'écoulement moyen que les quantités turbulentes. Ce travail a été poursuivi par l'étude de l'impact d'une paire de tourbillons dans une configuration classique de générateur de tourbillons employé pour contrôler un écoulement, *Mehta et Bradshaw* (1988).

La configuration que nous avons retenue se distingue de celle de *Mehta et Bradshaw* sur deux points principaux :

- D'une part la couche limite que nous souhaitons contrôler est générée sur un profil portant et correspond donc à ce titre à une couche limite « naturelle » pour laquelle le gradient de pression varie en fonction à la fois de la géométrie de la paroi et de l'incidence du profil ;
- D'autre part le tourbillon amont est généré hors de la couche limite, à une distance initiale d'environ dix fois l'épaisseur de la couche limite.

Cette configuration a été retenue en particulier car elle correspond, dans le domaine de l'hydrodynamique navale, à une disposition classique tourbillon d'ogive issu d'une hélice de propulsion avec le safran de gouvernail. Les règlements internationaux concernant les capacités manœuvrières des navires étant très stricts sur les efforts devant être générés par l'appareil à gouverner nous nous sommes posé la question de savoir quel pouvait être l'impact du tourbillon d'ogive sur les performances du gouvernail. D'un point de vue plus fondamental nous avons cherché à déterminer les modifications de l'écoulement dans la couche limite associée à la présence du tourbillon qu'il s'agisse des modifications de l'écoulement moyen responsable d'éventuelles modifications des efforts générés par le profil ou des

caractéristiques de la turbulence que l'on associera aux fluctuations des efforts et aux échanges de quantité de mouvement entre les différentes zones de la couche limite.

Ainsi, dans notre application le tourbillon longitudinal est généré par un foil de forme en plan elliptique (NACA0020) positionné en amont du profil bidimensionnel (NACA0015) sur lequel les mesures de couche limite sont réalisées. Le tourbillon longitudinal délimite ainsi sur le profil bidimensionnel deux zones, l'une dans laquelle il amène sur le profil du fluide extérieur à la couche limite et que nous définirons par la suite comme la zone d'inflow et, par opposition une seconde zone que nous définirons comme la zone d'outflow. En raison des difficultés que nous avons rencontrées dans la mesure des quantités turbulentes et aussi en raison de leur intérêt limité concernant les applications de contrôle où les générateurs de vortex sont disposés par paires générant des tourbillons contra rotatifs limitant au strict minimum la zone d'outflow, ces mesures ont principalement été réalisées dans la zone d'inflow.

La présentation du travail commence par le détail du dispositif expérimental et des techniques expérimentales mises en œuvre. Cette description fait l'objet du chapitre 2 de ce mémoire.

En préalable à la description des interactions entre l'écoulement tourbillonnaire amont et l'écoulement de couche limite sur le profil bidimensionnel, le travail présenté s'est tout d'abord attaché à décrire de façon précise les caractéristiques des deux écoulements de base indépendamment l'un de l'autre :

- L'écoulement dans le tourbillon longitudinal qui a été caractérisé par vélocimétrie laser doppler et qui est décrit dans le chapitre 3.
- L'écoulement dans la couche limite non perturbée par la présence du tourbillon qui est présenté dans le chapitre 4.

Les interactions entre ces deux écoulements font l'objet des chapitres 5 et 6 où l'on s'est focalisé tout d'abord sur les interactions aux faibles incidences dans le chapitre 5 puis aux incidences plus importantes qui conduisent au décollement de la couche limite dans le chapitre 6. Dans les deux cas l'analyse des interactions porte sur les modifications observées d'une part dans l'écoulement tourbillonnaire et d'autre part dans l'écoulement de couche limite avant le décollement ou lors du décollement.

Le travail est complété par un bilan des résultats obtenus et des perspectives envisageables qui font l'objet de la conclusion.

Références du Chapitre

- Abbott I. H. 1959.** “Theory of Wing Sections. Including a Summary of Airfoil Data”. *Dover Publications, Inc.*
- Angele K. P., Grewe F. 2007.** “Instantaneous behaviour of streamwise vortices for turbulent boundary layer separation control.” *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 129(2).
- Aubertine C.D. and Eaton J.K. 2005.** “Turbulence development in a non-equilibrium turbulent boundary layer with mild adverse pressure gradient”. *J. Fluid Mech.*, vol. 532, pp. 345 – 364.
- Bourgoyne D.A., Hamel J., Ceccio S.L., Dowling D.R., Cutbirth J. M. 2002.** “Hydrofoil near wake structures and dynamics at high Reynolds number”. *Proc. 24th Symp. On Naval hydrodynamics*, Fukouka, Japan.
- Braza M. perrin R., Hoarau Y. 2006.** “turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds number” *Journal of fluids and structures*. Vol. 22, pp 757-771.
- Bushmann. M.H., Gad-el-Hak M. 2003.** “Debate Concerning the Mean-Velocity Profile of a Turbulent Boundary Layer”. *AIAA* Vol. 41, n°4.
- Chang P.K. 1976.** “Control of Flow Separation” *Hemisphere*, Washington, DC.
- Clauser F. H. 1954.** “Turbulent boundary layer in adverse pressure gradients”. *J. Aero. Sci.* pp.91-108.
- Coles D. 1956.** “The law of the wake”. *J. Fluid Mech.* Vol. 1, pp191-226.
- Collins F.G. 1979.** “Boundary layer control on wings using sound and leading edge serrations.” *AIAA*, pp. 1979–1875.
- Cutler A.D., Johnston J.P. 1989.** “The relaxation of a turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient”. *J. Fluid Mech.* Vol.200, pp367-387.
- East L. F., Sawyer W. G. 1979.** “Turbulent boundary layers - Experiments, Theory and modelling”. *AGARD conference proceedings N°271*. pp. 6-1, 6-19.
- Elsberry K., Loeffler J. and Wygnanski I. 2000.** “An experimental study of a boundary layer that is maintained on the verge of separation”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 423, pp. 227–261.
- Gad-el-Hak M. 2000.** “Flow Control, Passive, Active and Reactive Management”, *Cambridge Univ. Press*, Cambridge, UK.
- Gilarranz J.L., Traub L.W., and Rediniotis O.K. 2005.** “A new class of synthetic jet actuators – part II: application to flow separation control”. *Journal of Fluids Engineering*, 127:377-387.

Hoarau Y. 2002. “Analyse physique par simulation numérique et modélisation des écoulements décollés instationnaires autour de surfaces portantes. *Thèse de doctorat*, Institut National Polytechnique de Toulouse.

Hoarau Y., Braza M., Tzabiras G., Allain C., Berton E., Favier D., and Maresca C. 2002. “Prediction of turbulent unsteady aerodynamic flows with a pronounced periodic character.” *In IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows*, Toulouse, France.

Hoarau Y., Braza M., Revell A., Laurence D., and Barthet A. 2005. “Physical analysis and modelling of turbulent unsteady flows around a wing. *In Bluff Body Wakes and Vortex induced vibrations, BBIV4*, Santorini, Greece.

Liepmann H. W. 1943. “Investigations on laminar boundary layer stability and transition on curved boundaries”. *NACA report N°*.

Maciel Y., Rossignol K-S., Lemay J. 2006. “A study of a turbulent boundary layer in stalled-airfoil-type flow conditions”. *Exp. Fluids*, 41, pp. 573-590.

McCormick D.C. 2000. “Boundary layer separation control with directed synthetic jets.” *AIAA paper*, 2000-0519, January 2000.

Menter F. R. 1994. “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”. *AIAA Journal*, 32(8):1598-1605.

Menter F.R., Langtry R., Völker S. 2006. “Transition Modelling for General Purpose CFD Codes”. *Flow Turbulence Combust*, 77: 277–303.

Mehta R. D. & Bradshaw P. 1985. “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 2. Vortex pair with common flow upwards”. *J. Fluid Mech.* 188, 529-546.

Mittal S. , Saxena P. 2000. “Prediction of Hysteresis Associated with the Static Stall of an Airfoil”. *AIAA Journal*. Vol.38 no.5 (933-935).

Modi V.J., Mokhtarian F., Fernando M., Yokozimo T. 1989. “Moving surface boundary layer control as applied to 2-d airfoils”, *AIAA paper*, pp. 89–0296.

Shabaka I. M. M. A., Mehta R. D. & Bradshaw P. 1985. “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 1. Single vortex”. *J. Fluid Mech.* 155, 37–57.

Tulapurkara E. G., Khoshnevis A. B., Narasimhan J. L. 2001, “Wake-boundary layer interaction subject to convex and concave curvatures and adverse pressure gradient”. *Exp. In Fluids*, Vol. 31, N°6, pp. 697-707.

Velte C.M., Hansen M.O.L. and Cavar D.2008. “Flow analysis of vortex generators on wing sections by stereoscopic particle image velocimetry measurements”. *Environ. Res. Lett.* 3.

Williamson, C.H.K. 1989. “Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers.” *J. Fluid Mech.* 206, p579.

Wynanski I. 1997. “Boundary layer flow control by periodic addition of momentum”, *in: 4th AIAA Shear Flow Control Conference*, Silvertree Hotel Snowmass Village, CO, June 29 – July 2 1997.

Wynanski I. 2004. ”The variables affecting the control of separation by periodic excitation”. *AIAA paper 2004-2505*.

Zagarola M. V. & Smits A. J. 1998. “*Mean-flow scaling of turbulent pipe flow*”. *J. Fluid Mech.*, vol. 373, pp. 33-79.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

Sommaire

2.1. Tunnel Hydrodynamique

- 2.1.1. Caractéristiques principales
 - a) Principe
 - b) Gamme d'utilisation
 - c) Incertitude sur les paramètres de l'écoulement de référence
- 2.1.2. Veine d'essais
- 2.1.3. Germe de cavitation

2.2. Hydrofoils utilisés

- 2.2.1. Profil aval (bidimensionnel)
- 2.2.2. Profil amont (tridimensionnel)
- 2.2.3. Incertitude de mise en incidence

2.3. Moyens de mesures

- 2.3.1. Balance hydrodynamique
 - a) Incertitudes
 - b) Etalonnage
 - c) Traitement des fluctuations d'efforts
 - d) Phénomène de confinement
- 2.3.2. Vélocimétrie Laser Doppler
 - a) Principe
 - b) Incertitudes et biais de mesure
 - c) Incertitudes sur la localisation de la paroi
 - d) Sources d'erreurs liées à la technologie
- 2.3.3. Vélocimétrie par Image de Particules
 - a) Principe
 - b) L'ensemencement
 - c) Le Laser
 - d) Les caméras
 - e) L'acquisition des images
 - f) Le traitement des images
 - g) L'inter-corrélation
 - h) Le post-traitement

2.1. Tunnel Hydrodynamique

2.1.1. Caractéristiques principales

Les différents essais réalisés pour ce travail ont été conduits dans le tunnel hydrodynamique de l'École Navale dont une vue générale est présentée **figure 2.1**.

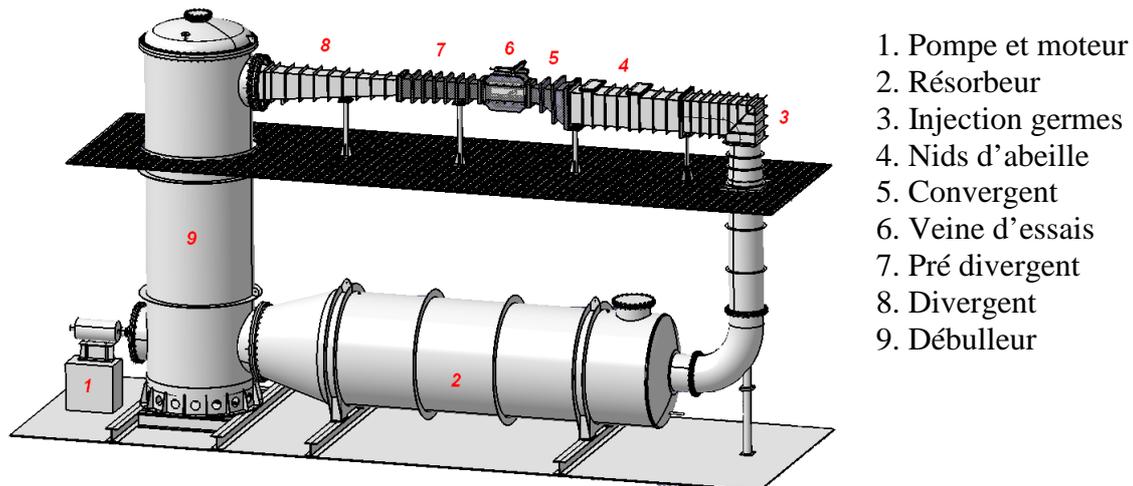


Figure 2.1 : Vue générale du tunnel hydrodynamique de l'école navale

Le tunnel fonctionne en circuit fermé. Son fonctionnement est contrôlé par deux boucles d'asservissement indépendantes dont la première asservit le moteur de pompe qui assure le maintien de la vitesse de l'écoulement dans la veine et la seconde régule la pressurisation de l'installation. Le fluide est de l'eau du réseau général.

a) Principe

Un convergent dont le taux de contraction est $1/9^{\text{ème}}$ est utilisé pour augmenter la vitesse du fluide en amont de la veine d'essais. La vitesse est calculée à partir de la différence de pression statique mesurée de part et d'autre du convergent asymétrique par deux capteurs de pression absolue Paroscientifique™.

Deux grilles de type nid d'abeille sont placées en amont du convergent pour réduire le taux de turbulence de l'écoulement (2%) dans la gamme des vitesses de l'étude. La stabilité nominale en pression est assurée à $\pm 2,5$ mbar grâce à deux vannes de régulation double actions montées en cascade et pilotées par un régulateur YOKOGAWA™.

En aval de la veine d'essais, un pré-divergent en plexiglas et un divergent en inox permettent de ralentir le fluide avant son entrée dans le débulleur. Les angles d'ouverture respectifs de ces divergents sont $2,5^\circ$ et 5° .

b) Gamme d'utilisation

Le système est dimensionné pour que la gamme de vitesse en fonctionnement stabilisé s'étende de 2,5 m/s à 18 m/s.

La gamme de pression statique dans la veine d'essais s'étend de 30 mbar à 3 bars.

c) Incertitude sur les paramètres de l'écoulement de référence

En pratique, quand les barres d'incertitudes ne sont pas tracées, les incertitudes moyennes à considérer sont :

$$\Delta U_{ref} = \pm 0,02 \text{ m/s}$$

$$\Delta P_{ref} = \pm 300 \text{ Pa}$$

Concernant le nombre de cavitation σ , l'incertitude moyenne sur les paramètres de vitesse et de pression génère une incertitude maximale d'environ 4%. Le système de régulation produit des fluctuations lentes de ce paramètre à environ 0,1 Hz dont l'étendue maximale est $\sigma \pm 0,02$.

2.1.2. Veine d'essais

Les caractéristiques géométriques et le détail des dimensions de la veine d'essais sont représentés sur la **figure 2.2**.

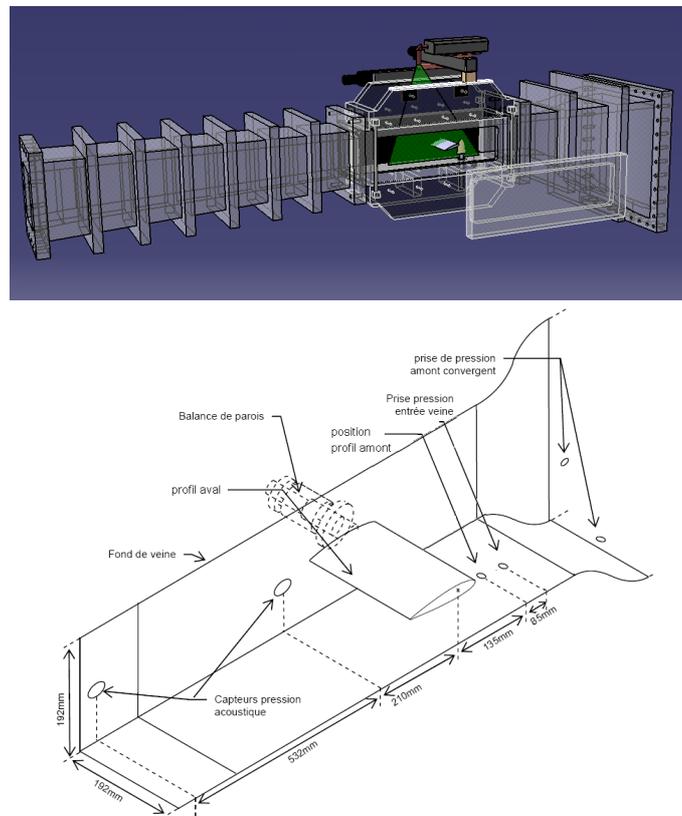


Figure 2.2 : Configuration de la veine d'essais

La longueur utile de la veine est de 1m et sa section carrée a 192mm de côté. Trois des cotés sont en plexiglas transparent et le fond de veine est peint en noir mat pour éviter la réflexion des rayons laser utilisés en vélocimétrie.

Le toit de veine est du coté de moindre courbure du convergent asymétrique. Il est utilisé comme référence des directions des écoulements non perturbés. Le plancher de veine a une ouverture par rapport au plafond, mesurée à $0,22^\circ \pm 0,01^\circ$ destinée à minimiser l'influence du développement des couches limites de paroi sur la section débitante.

Deux systèmes de mise en incidence sont également intégrés à la veine, de manière à pouvoir varier les incidences des profils étudiés (cf. 2.2.3).

Une campagne de mesure de la vitesse de l'écoulement amont a été réalisée par LDV à l'entrée de veine, pour vérifier que l'influence du convergent sur la direction des vecteurs vitesses est négligeable et pour quantifier les taux de turbulence. Les taux de turbulence ont pour valeurs :

$$\begin{aligned} (\overline{u'^2})^{1/2} / U_{\text{ref}} &= 1.8 \% \\ (\overline{v'^2})^{1/2} / U_{\text{ref}} &= 2 \% \end{aligned}$$

Ils sont équivalents à ceux habituellement mesurés en tunnel hydrodynamique. Les fluctuations dans le temps des vitesses de contrôle du tunnel, des pressions et des autres paramètres de régulation sont enregistrées au cours des campagnes de mesures d'efforts à une fréquence de 100 Hz. L'écart type des fluctuations de vitesse de contrôle au cours des campagnes d'effort reste généralement inférieur à 3% quand l'écoulement n'est pas le siège de phénomènes instationnaires particulièrement intenses (décollements, lâché tourbillonnaire intense).

2.1.3. Germe de cavitation

Les germes de cavitation sont essentiellement des inclusions de gaz et de vapeur piégées au sein du liquide (voir *Franc et al.* (1995)). Ils constituent des points d'amorce de rupture à partir desquels s'initie le changement de phase liquide/vapeur.

Le taux de germe a une influence importante sur l'apparition de la cavitation (*Katz et O'Hern* (1986), *Franc et al I* (1995), *Leroux* (2003) observe que la cavitation par bulles est très sensible à la teneur en germe contrairement à l'apparition de la cavitation par poches attachées.

Pour assurer la répétitivité des observations de la cavitation, les essais ont été précédés d'une procédure de dégazage similaire à celle classiquement utilisée au GTH. Cette opération active les germes dont la teneur finale bien que quantitativement inconnue est faible et reproductible d'un essai à l'autre. Les modalités de la procédure sont décrites en détail par *Navaza* (2002).

2.2. Hydrofoils utilisés

L'étude expérimentale présentée ici, met en jeu l'interaction entre deux profils d'aile, un profil *Amont* tridimensionnel (générateur de vortex) et un profil *Aval* où seront menées les mesures de couche limite et de décollement. Les 2 profils utilisés sont des profils de la série NACA à 4 digits, la ligne de corde qui relie le bord d'attaque au bord de fuite à une longueur C.

Les distributions d'épaisseur NACA00XX correspondent à des profils symétriques d'épaisseur relative XX par rapport à la ligne de corde dont le point d'épaisseur maximale est placé à l'abscisse relative $x/C=0,3$. Un des paramètres principaux est l'épaisseur relative t/C à partir de laquelle les autres paramètres tels que le rayon de bord d'attaque r et l'angle de bord de fuite 2ε peuvent être recalculés. La distribution d'épaisseur sur la ligne de corde est donnée par l'équation suivante selon *Abbott* (1959).

$$\pm y = \frac{t}{0.2}(a_1x^{1/2} + a_2x + a_3x^2 + a_4x^3 + a_5x^4)$$

avec $a_1=0,2969$; $a_2=-0,1260$; $a_3=-0,3516$; $a_4=0,2843$ et $a_5=-0,1015$.

2.2.1. Profil aval (bidimensionnel)

Le profil aval utilisé est un NACA 0015 (configuration bidimensionnelle) avec une corde de 100 mm et une envergure de 192 mm. Les hydrofoils sont fabriqués en acier inoxydable. Outre la résistance mécanique et la résistance à la corrosion, cette matière a l'avantage d'être facilement polissable.

L'axe de la mèche de support du foil est placé à $x/c = 0,25$. Cette implantation minimise le moment résultant des efforts hydrodynamiques dans les conditions d'utilisation nominales.

2.2.2. Profil amont (tridimensionnel)

Le profil amont utilisé est un NACA 0020 de 54 mm de corde et d'envergure fini de 81 mm. Le profil a une forme en plan elliptique, et est utilisé en tant que générateur de vortex, dont les caractéristiques sont connues.

L'axe de la mèche de support du foil est placée à $x/c = 0,50$. Cette implantation permet d'obtenir une position fixe de l'extrémité libre du profil pris comme origine des repères et lieu de départ du tourbillon marginal utilisé dans cette étude. Un système mécanique permet sa mise en incidence et sa translation verticale, permettant ainsi de modifier la position et l'intensité du tourbillon marginal.

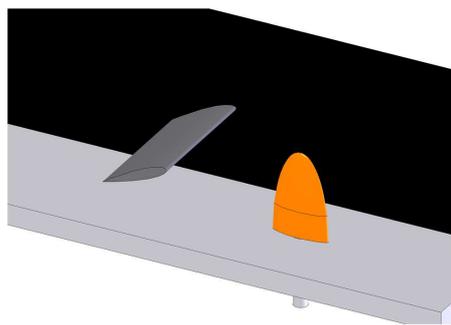


Figure 2.3 : Profil utilisé lors de cette étude.
Gauche : Profil aval (Bidimensionnel). Droite : Profil amont (tridimensionnel)

2.2.3. Incertitude de mise en incidence

Le profil aval est monté en liaison pivot à mi hauteur sur la paroi de fond de veine. Une attention particulière est portée aux jeux de la liaison pour interdire les décalages angulaires lors des changements de signe du moment résultant. Le réglage de l'incidence

nulle est réalisé par réglage du parallélisme entre la corde du profil et le toit de veine qui est la référence de direction de l'écoulement amont. Le procédé assure une incertitude sur le calage angulaire initial évaluée par répétitions à $\pm 7'$. La mise en incidence est mesurée par un rapporteur d'angle solidaire de la mèche du profil dont la précision est $1'$ d'angle.

Le profil amont quant à lui, est monté de la même manière, mais sur le plancher de veine, permettant ainsi une configuration de profil transverse limitant ainsi les perturbations dues à son sillage sur le profil aval.

2.3. Moyens de mesures

2.3.1. Balance hydrodynamique

Les efforts sur le profil aval sont mesurés à l'aide d'une balance hydrodynamique immergée. Les profils sont montés en liaison encastrement avec la douille de la balance (**figure 2.4**). La balance mesure trois moments de flexions grâce à trois ponts de jauges de contraintes répartis sur les 8 pattes de déformations.

La balance est complètement immergée. Son corps est donc libre de se déplacer sans qu'aucun organe d'étanchéité ne vienne dégrader la qualité des mesures d'efforts. Les jauges de contraintes sont alimentées en tension stabilisée $0/+5v$.

Les gammes de mesures des efforts de portance, de traînée et de couple sont limitées respectivement à 170 daN, 18 daN et 4,7 daN.m. Les signaux enregistrés pour bâtir les diagrammes C_L , C_D et C_M sont échantillonnés à 2048Hz sur des périodes de 30 secondes.

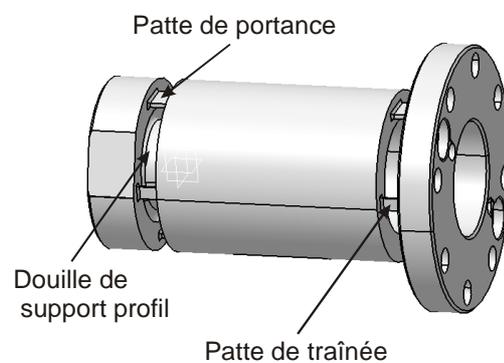


Figure 2.4 : Vue de la balance hydrodynamique.

a) Incertitudes

Pour réduire l'influence des fluctuations lentes des vitesses de références inhérentes au système de régulation, celle-ci est coupée pendant les mesures d'effort. Les variations de vitesse sont gérées en manuel par l'utilisateur.

b) Etalonnage

L'incertitude d'étalonnage rapportée à l'étendue des mesures d'effort est de 0,2% pour la portance et la traînée, et de 0,5% pour le couple.

La balance hydrodynamique immergée a été étalonnée contradictoirement par la société *Sixaxe S.A.* et à l'IRENav selon la méthode présentée initialement par *Cazenave (2002)* et utilisée par *Leroux (2003)* et *Brient (2004)* Une matrice d'étalonnage est calculée par minimisation des écarts quadratiques et une matrice d'erreur d'étalonnage est bâtie à partir des résidus.

c) *Traitement des fluctuations d'efforts*

La balance a une très bonne sensibilité mais en contre partie sa rigidité est faible. Une fréquence de coupure mécanique limite la gamme d'études des composantes fluctuantes. La fréquence de coupure apparaît expérimentalement à 80 Hz. Un calcul de structure réalisé par la société *Sixaxes S.A* à partir du modèle numérique CAO du corps de balance confirme cette valeur de 80Hz.

d) *Phénomène de confinement*

Le phénomène de confinement doit être pris en compte pour comparer les coefficients d'efforts à ceux mesurés en écoulement libre.

Le confinement regroupe trois principaux phénomènes couramment appelés blocages :

- Une diminution de la section débitante est provoquée par le développement des couches limites sur les parois de la veine. Ce phénomène est déjà corrigé par la conception de la veine.
- La présence du profil lui-même provoque le blocage solide qui consiste en une diminution de la section débitante qui peut devenir non négligeable. Ce phénomène augmente les vitesses débitantes et donc les efforts mesurés.
- Les plancher et plafond de la veine provoquent le blocage de sillage en empêchant les lignes de courant de se développer naturellement dans la direction transverse. Les vitesses dans le sillage voire dans le sillage proche du profil sont maintenues élevées. Les conséquences sont une augmentation de la traînée et éventuellement de la portance.

Le paramètre de blocage solide $B_s = hp/H$ est le rapport entre la surface frontale du profil et la section débitante de la veine. Selon *Barlow et al. (1999)* le blocage solide devient significatif quand le paramètre de blocage B_s dépasse 0,1. Le coefficient de blocage du NACA0015 placé dans la veine vaut 0,08 à 0°.

Quand le profil subit le phénomène de décollement ou de décrochage B_s doit être une fonction de l'incidence.

En écoulement non confiné, la vitesse de référence U_{ref} est utilisée pour construire la pression dynamique $1/2\rho U_{ref}^2 S$ d'adimensionnalisation des efforts. En écoulement libre, cette vitesse est à la fois égale à la vitesse infinie amont et à la vitesse infinie transverse. En milieu confiné la vitesse liée à la génération des efforts est la vitesse infinie transverse qui est supérieure à la vitesse infinie amont.

Théoriquement il faudrait mesurer cette vitesse mais dans la pratique elle est très peu différente de la vitesse débitante dans chaque section de la veine (dans l'hypothèse où les épaisseurs de déplacement des couches limites sont négligeables).

La correction simplifiée proposée par *Barlow et al.* est aussi basée sur le calcul d'une survitesse effective à substituer à la vitesse infinie amont pour obtenir les coefficients d'efforts et de pressions du milieu infini. La réduction de la section débitante n'est pas constante le long du profil mais *Barlow et al.* remarquent que la survitesse effective vaut

généralement un quart de celle calculée à partir de la conservation de débit. Le coefficient de blocage β_s s'exprime alors sous la forme de l'équation suivante :

$$\beta_s = \frac{H}{H - \frac{3}{4}t}$$

Les coefficients d'effort corrigés sont obtenus selon l'équation :

$$C_f = \frac{F}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot S \cdot U_{ref}^2} \cdot \frac{1}{\beta_s^2}$$

Cette méthode a le mérite de mettre en évidence le rôle de l'épaisseur relative et limite le nombre de coefficients empiriques utilisés.

2.3.2. Vélocimétrie Laser Doppler

Les mesures LDV de vitesse des écoulements ont été réalisées à l'aide de deux systèmes :

Un système deux composantes, trois faisceaux BSAFlow distribués par Dantec à Laser Argon Spectra-Physics.

Un système deux composantes, quatre faisceaux FlowExplorer distribués par Dantec.

a) Principe

Le principe de mesure est basé sur la diffusion de la lumière par des particules traversant un réseau d'interfranges dans la zone de croisement des faisceaux.

La fréquence Doppler des particules (fréquence de scintillement) est directement proportionnelle à la composante de vitesse normale au réseau de franges et à la distance interfrange. Le sens de déplacement des particules est déterminé grâce au défilement des franges d'interférences obtenu en décalant la fréquence des deux faisceaux incidents. Le système est configuré pour réaliser des mesures en rétro-diffusion.

Les deux systèmes se composent ainsi :

Le premier, comporte trois faisceaux cohérents dont un bleu, un vert et un commun. Les longueurs d'ondes des faisceaux bleus et verts sont, pour le bleu $\lambda_B=488\text{nm}$ et pour le vert $\lambda_V=514.5\text{nm}$. La distance focale du système optique dans l'air est de 360mm. Le volume de mesure mesurant $0.05 \times 0.05 \times 0.2$ mm.

Le deuxième, comporte quatre faisceaux cohérents dont deux rouges et deux infrarouges. Les longueurs d'ondes des faisceaux sont, pour le rouge $\lambda_R=660\text{nm}$ et pour le l'infrarouge $\lambda_I=785\text{nm}$. La distance focale du système optique dans l'air est de 300mm. Le volume de mesure mesurant $0.1 \times 0.1 \times 1$ mm.

Le déplacement du volume de mesure est assuré par un système Charlyrobot™ qui permet de déplacer la tête optique en translation selon trois axes avec une précision micrométrique.

L'écoulement estensemencé avec des particules réfléchissantes de polyamide de tailles micrométriques 10-20 μm .

Le signal lumineux émis par les particules est acheminé par la fibre optique jusqu'aux photomultiplicateurs qui le transforme en courant électrique traité par deux « Burst Spectrum Analyser ».

Des grilles de mesure ont été générées autour des hydrofoils et dans leur sillage (cf. 4.3). Les mesures de couche limite sont réalisées en déplaçant la sonde optique selon la direction y de la normale locale au profil. Un raffinement de la grille est effectué près de la paroi, permettant ainsi une meilleure définition de la couche limite. Les plans de mesure sur le profil aval, sont placés à différentes positions en envergure de façon, d'une part, à être suffisamment éloigné de la face de la veine, et d'autre part, pour pouvoir étudier l'influence de la distance au tourbillon. Les grilles de mesure pour les profils de vitesse dans le tourbillon marginal sont déterminées à partir de la recherche de la position de celui-ci (cf. 3.2). Lors des mesures, le plan contenant les faisceaux est mis en rotation autour de l'axe optique du système pour être placé parallèlement au plan tangent du profil à la station de mesure. Cette méthode consiste à placer les directions de mesure des composantes de vitesse à 45° de la normale à la paroi (**figure 2.5**) Les composantes U_n et U_t des vitesses de couche limite sont reconstruites par application d'une matrice rotation.

Un léger tilt (4°) est donné à la tête laser, permettant ainsi des mesures en proche paroi sans que les faisceaux soient coupés par la paroi. L'angle étant suffisamment petit pour éviter la distorsion des volumes de mesure due à la réfraction, et suffisamment grand pour permettre une mesure proche paroi. Ce tilt est corrigé, *in fine*, sur les composantes mesurées, afin d'obtenir les composantes réelles.

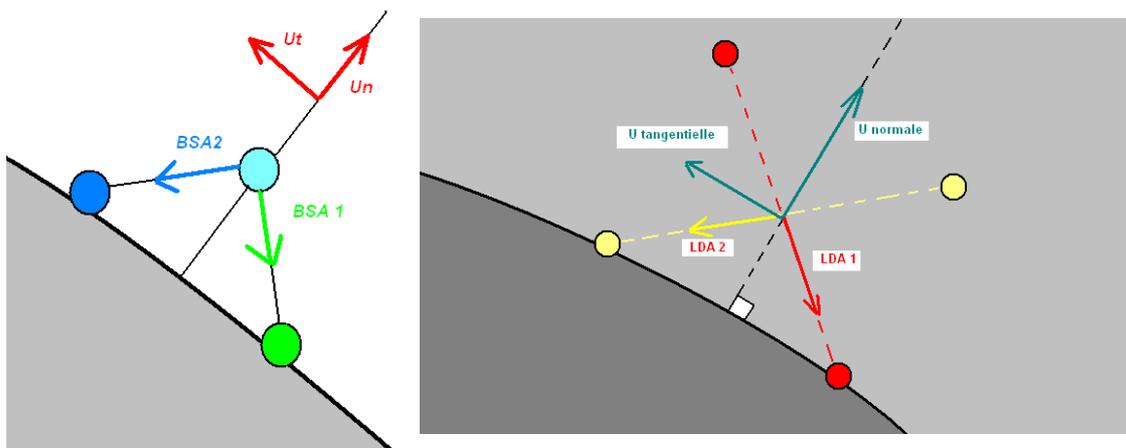


Figure 2.5 : Position des faisceaux Laser sur les hydrofoils pour les deux configurations systèmes (3 et 4 faisceaux).

b) Incertitudes et biais de mesure

La vélocimétrie Laser Doppler (LDV) est un outil très utilisé pour acquérir les grandes quantités d'échantillons de vitesse nécessaires à l'étude statistique de la turbulence. Le système est non intrusif et a une résolution spatiale supérieure aux autres systèmes de mesures. La principale motivation d'utilisation du système LDV plutôt que de la vélocimétrie par image de particules (PIV) réside dans sa capacité à réaliser des mesures précises en proche paroi dans des écoulements de couche limite à grand nombre de Reynolds.

Les sources d'incertitudes sont nombreuses. Parmi les plus communes se distinguent les incertitudes de positionnement du volume de mesure, les biais de mesures (*Buschave, George et Lumley (1979)*) et les incertitudes dues au système lui-même (optique et

électronique). Les méthodes expérimentales sont décrites dans ce paragraphe avec les incertitudes attachées aux positionnements et aux principaux biais. Le système optique quant à lui est réglé par le constructeur qui assure la qualité du croisement des faisceaux et de la focalisation.

L'origine des espaces de mesure est placée en coïncidence avec l'extrémité du profil amont. L'incertitude de ce pré-réglage est évaluée à 0.25 mm dans les directions longitudinale et verticale et 1mm dans la direction transverse. Cette influence étant négligeable dans la mesure où toutes les acquisitions ont été faites avec la même origine, et par conséquent, les différents profils ont une origine commune.

Une incertitude supplémentaire est introduite par le réglage de l'incidence du profil. L'incertitude globale de pré-positionnement de la grille de mesure est forte et une procédure de recalage systématique dans la direction normale est nécessaire pour que les mesures en couche limite soient exploitables.

c) Incertitudes sur la localisation de la paroi

Il est difficile de lier le référentiel géométrique du système de mesure LDV et celui des hydrofoils avec la précision micrométrique nécessaire à la détermination des paramètres de couche limite. La précision de la localisation initiale des points de mesure n'est pas suffisante, on a donc procédé à posteriori à un recalage en position systématique dans la direction normale.

Le « contact » entre la paroi et le volume de mesure produit une altération significative et identifiable du signal. La position de cette altération sur la grille de mesure initiale est utilisée pour repositionner la paroi dans le repère du Laser. Après que le volume de mesure ait touché la paroi, le rapport signal sur bruit diminue très fortement. Le taux de validation des échantillons de mesure n'est pas complètement nul mais chute à l'ordre du pourcent. Le taux d'acquisition moyen chute lui aussi fortement. Il y a ainsi peu d'ambiguïté sur le contact entre le volume de mesure et la paroi.

La diminution du taux d'acquisition est due en partie à l'occultation d'une portion du volume de mesure et à une altération de la zone d'interférence par réflexion du faisceau commun sur la paroi qui n'est pas dans le plan tangent à la paroi.

Pendant la phase de contact, les vitesses moyennes s'écartent systématiquement de la distribution physique en produisant une ré-augmentation avant l'extinction complète des faisceaux.

Très peu d'échantillons constituent ces mesures singulières (quelques dizaines à quelques centaines contre 6000 à 8000 pour les derniers points validés). La **figure 2.6** montre un profil de mesure brut standard où le phénomène est identifiable.

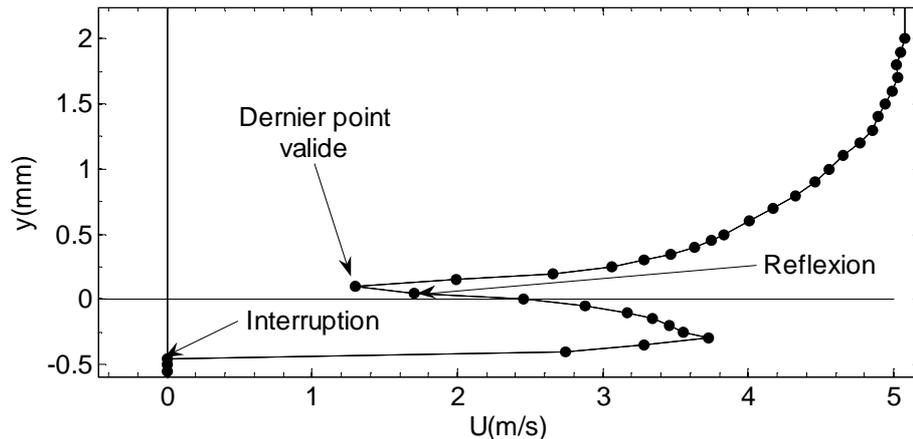


Figure 2.6 : Exemple d'un profil brut de vitesses longitudinales.

Il reste à déduire de la position du dernier point valide la valeur du recalage en position de la paroi. Pour cela l'hypothèse est faite a posteriori que la mesure est significativement altérée quand 1/3 du diamètre médian de l'ellipsoïde de mesure est occulté par la paroi :

La distribution diamétrale de l'énergie lumineuse du faisceau est quasi gaussienne. Le diamètre efficace caractérisant le volume de mesure dans le plan (x,y) vaut $50\mu\text{m}$. Le pas de déplacement dans la direction y est fixé à $50\mu\text{m}$. La distance moyenne calculée qui sépare la paroi du centre du volume de mesure du dernier point valide vaut $33\mu\text{m} \pm 25$ (**figure 2.7**). Une valeur y_0 de recalage systématique arrondie à $30\mu\text{m}$ pour le système trois faisceaux et $50\mu\text{m}$ pour le quatre faisceaux, est appliquée lors des dépouillements des mesures. L'incertitude de positionnement de la paroi vaut $25\mu\text{m}$.

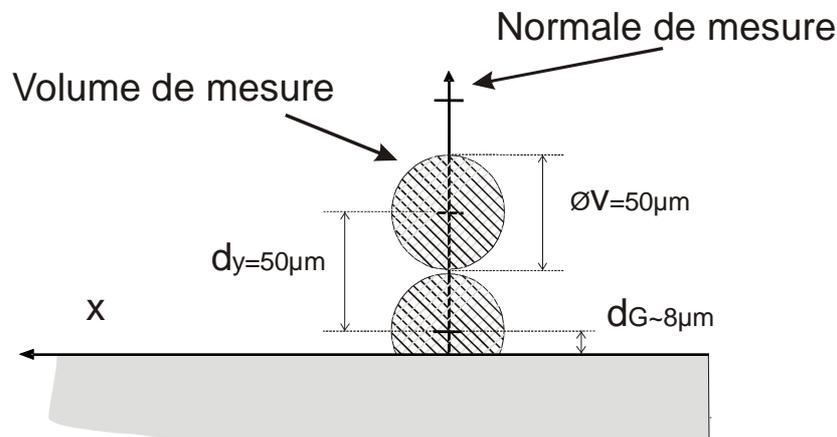


Figure 2.7 : Modélisation de la position de la paroi par rapport au dernier point de mesure validé.

d) Sources d'erreurs liées à la technologie

Le procédé de mesure de vitesse par vélocimétrie est très répandu. Ses avantages et ses limitations sont connus en écoulement monophasique (*McLaughlin et Tiederman* (1973), *Durst* (1976), *Buschave et George et Lumley* (1979), *Degraaff et Eaton* (2001)) et en écoulement diphasiques (*Durst et Zaré* (1975), *Börner et al.* (1984), *Groen et al.* (1999), *Rivière et al.* (2003)).

Les biais de mesure les plus significatifs rencontrés au cours de l'étude sont décrits dans ce paragraphe.

Le rapport signal sur bruit est optimisé par réglage des paramètres de puissance Laser, de tension des photomultiplicateurs, des gains appliqués. Le « Burst Spectrum Analyser » fait une transformée de Fourier rapide des bursts Doppler contrôlée par le paramètre « record length » (nombre d'échantillons complexes, Dantec 1989).

Pendant le temps d'acquisition des échantillons de vitesses instantanées limité à 60 secondes le nombre d'échantillons minimum enregistré dans la couche visqueuse est d'environ 8000 (Le nombre d'échantillon maximum est limité et 10 000 par point de mesure). Les 8000 échantillons suffisent à assurer une bonne convergence statistique des moyennes et des écarts types.

2.3.3. Vélocimétrie par Image de Particules

La PIV (Particle Image Velocimetry) est une technique optique non intrusive de mesure de vitesse dans un écoulement. Elle permet d'accéder aux 2 composantes de vitesse instantanées dans un plan. En comparaison avec la mesure de type LDV de type « point par point » (cf. 2.3.2), cette technique permet d'obtenir une carte topologie de l'écoulement, et ainsi obtenir des données sur un champ fluide. Dans le cas de notre étude, la technique utilisée est la PIV stéréoscopique basée sur même principe que la PIV classique, mais utilisant 2 caméras et permettant ainsi de récupérer les 3 composantes de vitesses dans un plan.

L'objectif n'étant pas d'exposer les diverses applications et évolutions de la PIV, nous décrivons brièvement dans ce paragraphe le principe de la mesure ainsi que le matériel et les procédures utilisées.

Pour une revue exhaustive sur le sujet, le lecteur peut se référer à des articles de synthèse tels que *Adrian* (1990), *Westerweel* (1997), *Raffel et al.* (2000) ou *Lecordier* (2003) pour la PIV 2D-2C. Et pour une revue des différents montages et applications possibles de la PIV stéréoscopique, le lecteur peut se reporter *Prasad* (2000).

a) Principe

Le principe général consiste à ensemençer l'écoulement à l'aide de particules appelées traceurs. Le plan de mesure est alors éclairé par une source Laser en deux instants successifs. A chaque impulsion Laser, une ou plusieurs caméras digitales synchronisées au système Laser sont placées autour du plan de mesure réalisant des acquisitions de doublets d'images de particules. Chacune des deux images d'un doublet est divisée en un nombre de sous-fenêtres sur lesquelles on détermine par inter-corrélation des niveaux de gris le déplacement des particules entre les deux instants. La connaissance de l'intervalle de temps dt entre deux images permet de remonter aux vitesses de l'écoulement. A l'aide d'une calibration préalable et à une recombinaison des champs des différentes caméras, on remonte aux trois composantes de vitesse dans le plan.

Le schéma de la **figure 2.8a** illustre le principe de la mesure PIV 2D-2C, la **figure 2.8b** quant à elle illustre le principe de la mesure stéréoscopique à deux caméras (dans le cas de notre étude une des deux caméras était placée à 0° , pour des raisons d'accès optique).

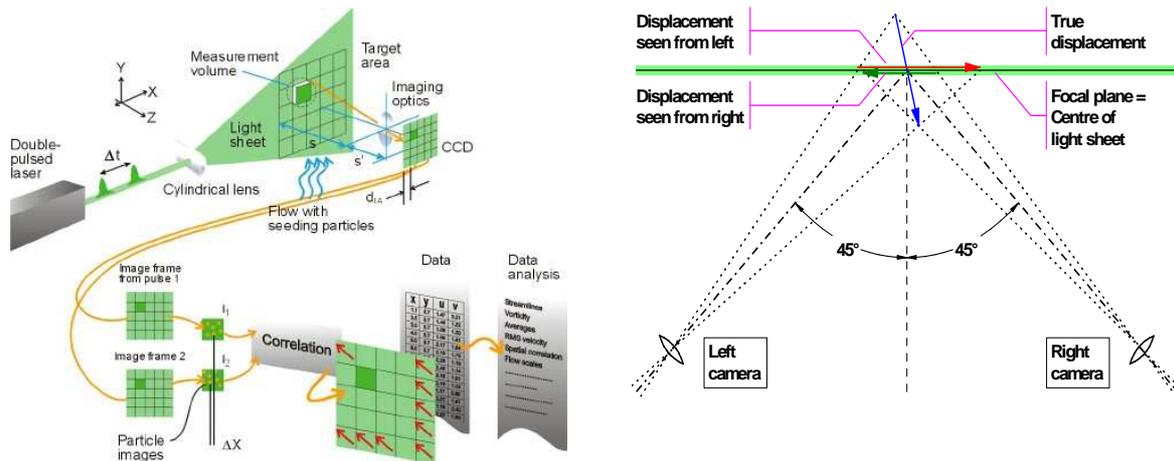


Figure 2.8 (www.dantecdynamics.com)

a : principe de la mesure PIV 2D-2C

b : principe de la mesure PIV 2D-3C

b) L'ensemencement

Les particules doivent répondre à plusieurs critères : en premier lieu, elles doivent être de taille suffisamment petite pour suivre l'écoulement sans le perturber. Elles doivent également diffuser correctement la lumière du laser. Enfin, contrairement aux techniques de visualisation, l'ensemencement doit être réparti de façon homogène dans l'écoulement afin de pouvoir obtenir une information de vitesse sur tout le domaine mesuré.

Dans notre étude, l'ensemencement utilisé est composé de billes de verre argentées de 10 μm de diamètre. La concentration est fixée de sorte que le nombre de particules par fenêtre d'interrogation soit environ égal à 10.

c) Le Laser

Le laser utilisé doit délivrer une énergie suffisante, répartie le plus uniformément possible dans le plan de mesure pour que les particules diffusent suffisamment sa lumière. L'intensité lumineuse doit permettre une bonne détection des particules et résulte du choix conjoint de la puissance LASER, de l'épaisseur de la nappe et de la durée des impulsions. En outre, l'orientation (orthogonalité par rapport aux caméras d'acquisition) et l'homogénéité de la nappe restent des paramètres essentiels.

Le laser utilisé est un laser Nd-YAG pulsé, double cavité, de marque *DualPower TR 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 ($dt = 20\mu\text{s}$).

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.

d) Les caméras

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 placées à une distance d'environ 1m du plan de mesure et sont équipées de monture de type Scheimpflug et d'objectif de focale 105mm. La **figure 2.8** illustre le montage expérimental utilisé lors des mesures.

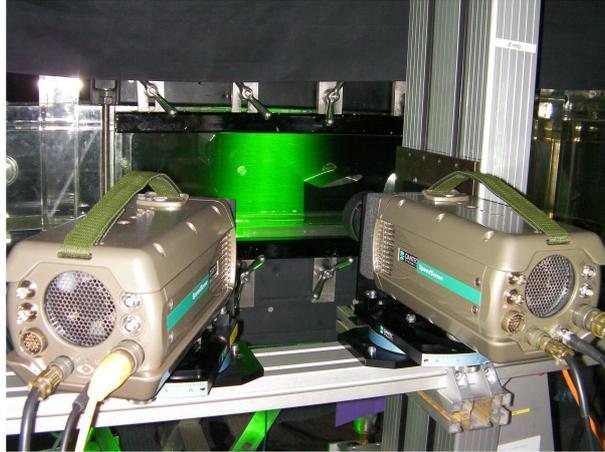


Figure 2.9 : Montage des caméras pour la mesure PIV 2D-3C

La monture de Scheimpflug permet de travailler dans des conditions où le plan objet, le plan de l'objectif et le plan image ont un axe commun. Cette configuration permet une mise au point sur tout le plan, au prix d'un grandissement qui n'est pas uniforme. Les images sont donc étirées et une calibration précise doit être établie afin de passer du plan image au plan objet. Willert (1997), dans son étude, explique que le placement des caméras de chaque côté du plan objet a pour effet d'étirer dans le même sens sur chaque caméra, ce qui permet un plus grand recouvrement des régions vues par chaque caméra que si celles-ci étaient placées du même côté du plan. Or, pour des raisons d'accès optique, nos caméras ont été placées du même côté du plan objet, mais avec une caméra en configuration 2D (perpendiculaire au plan objet) comme présenté sur la **figure 2.9**.

La reconstruction est effectuée dans le plan objet à partir des déplacements enregistrés sur chaque caméra et projetés sur le plan objet. Les équations utilisées sont similaires à celles employées par Willert (1997) :

$$dx = \frac{dX_B \cdot \tan \alpha_A - dX_A \cdot \tan \alpha_B}{\tan \alpha_A - \tan \alpha_B}$$

$$dy = \frac{dY_A + dY_B}{2} + \frac{dX_B - dX_A}{2} \cdot \frac{\tan \beta_B - \tan \beta_A}{\tan \alpha_A - \tan \alpha_B}$$

$$dz = \frac{dX_B - dX_A}{\tan \alpha_A - \tan \alpha_B}$$

où dX_A , dY_A , dX_B , dY_B sont les déplacements vus par chaque caméra A et B et projetés dans le plan objet et où α_A , β_A , α_B , β_B , sont les angles entre l'axe normal au plan objet et l'axe formé par le point de mesure et le centre optique de la caméra.

Avant d'effectuer les mesures, une phase de calibration est nécessaire pour déterminer les fonctions de passage qui permettent de projeter les déplacements du plan image sur le plan objet et de quantifier les valeurs des angles α et β en chaque point du maillage. Celle-ci est effectuée à l'aide d'une mire constituée d'une plaque carrée de 100mm de côté et de 5mm d'épaisseur sur laquelle un motif de 37x37 disques de 1,5mm de diamètre est gravé. Dans un premier temps, la mire, éclairée par une source de lumière blanche, est placée dans le plan de mesure et une image de celle-ci est enregistrée par chaque caméra. La **figure 2.10** représente le montage de la mire.

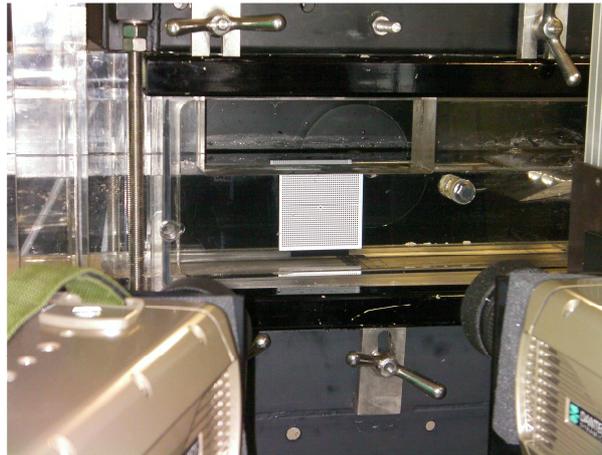


Figure 2.10 : Etalonnage à l'aide de la mire

Dans un deuxième temps, la mire est légèrement déplacée autour de sa position d'origine, et ce pour 5 positions, permettant ainsi, pour chaque position d'augmenter la précision de la fonction de passage. L'acquisition des images de mire permet alors la détermination des angles α et β .

La détection des positions de chaque motif ainsi que la détermination de la fonction de passage entre les coordonnées du plan image et celles du plan objet, est effectuée par le module *calibration* du logiciel *DynamicStudio*. Le modèle d'interpolation utilisé étant un modèle polynomial d'ordre 3.

La profondeur de champ de chaque caméra est estimée de l'ordre du cm. C'est donc bien l'épaisseur de la nappe qui définit l'épaisseur du plan de mesure. Le réglage de l'ouverture du diaphragme est fonction de plusieurs paramètres. Plus le diaphragme est ouvert, plus on laisse passer d'énergie jusqu'au capteur et donc plus l'acquisition se fera sur une grande dynamique de niveau de gris. En revanche, la taille des images de particules aura tendance à diminuer. Or, des images de particules de taille inférieure à 2 pixels peuvent entraîner un défaut classique nommé "peak-locking" qui consiste en un biais du calcul du champ de déplacement vers des valeurs entières de pixels (*Westerweel* (1997)). Le réglage de l'ouverture du diaphragme doit donc amener à des images de particules de taille suffisante pour éviter le "peaklocking" et suffisamment lumineuses pour permettre la corrélation des images.

e) L'acquisition des images

L'ensemble de la chaîne de mesure (laser + caméra) est synchronisé à une fréquence de 1000Hz au moyen du logiciel *DynamicStudio* de la société *Dantec Dynamics*.

La **figure 2.11** indique du point de vue temporel comment l'acquisition des doublets d'images est réalisée. L'acquisition de la première image d'un doublet commence au temps t_{c1} sur une durée **T1** réglable. Pendant ce temps, le premier pulse laser est déclenché à t_{l1} . A l'instant t_{c2} , l'acquisition de la seconde image commence et s'effectue sur une durée **T2** qui correspond au temps d'enregistrement de la première image. Le second pulse est déclenché dans cet intervalle de temps à t_{l2} . L'intervalle de temps **T2**, assez long par rapport à la durée du pulse laser, impose de travailler dans le noir afin de limiter le bruit pouvant être créé par la lumière autre que celle du laser pendant le temps d'intégration de la caméra.

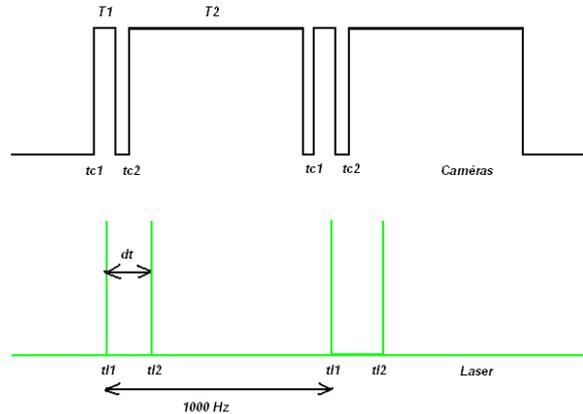


Figure 2.11 : synchronisation de la chaîne PIV 2D-3C

Le temps inter-image $dt = t_{t12} - t_{t11}$ est réglé en fonction des vitesses mesurées et de la taille du champ acquis, ici $25\mu\text{s}$ (temps choisi pour avoir un déplacement moyen des particules dans une fenêtre de corrélation de l'ordre de $2/3$ de celle-ci). Les images acquises par la caméra sont stockées dans la mémoire vive du PC pendant l'acquisition, puis enregistrées sur disque dur.

f) Le traitement des images

Après l'acquisition des différents doublets d'image, un traitement permet de soustraire l'image de fond des images brutes, permettant un meilleur contraste des traceurs. Ce traitement est effectué par le logiciel *DynamicStudio* développé par la société *DantecDynamics*.

g) L'inter-corrélation

Une fois les doublets d'image acquis et traités, on doit déterminer le champ de déplacement des particules d'une image à l'autre. Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel *DynamicStudio*.

Une méthode adaptative multipasses (*Scarano (2000)*) est ici adoptée. Son principe consiste à effectuer un premier calcul de corrélations croisées sur des fenêtres d'interrogation de taille relativement grande. Ces fenêtres sont ensuite scindées en 4 parties égales (sous-fenêtres) sur lesquelles le calcul de corrélation est réitéré.

Préalablement à cette étape, les sous-fenêtres sont décalées du déplacement calculé à la première itération de manière à limiter la perte de particules dans le plan. La procédure peut être prolongée jusqu'à la résolution souhaitée. Dans cette thèse, on a recours à un calcul à trois itérations, d'abord 2 passes avec des fenêtres de 64×64 pixels avec un recouvrement de 50%, puis 2 passes avec des fenêtres de 32×32 pixels avec un recouvrement de 50% et enfin 1 passe avec des fenêtres de 16×16 pixels avec un recouvrement de 50%.

h) Le post-traitement

La perte de particules hors du plan ou encore la présence de réflexions parasites peuvent être à l'origine de vecteurs aberrants. Ces derniers sont détectés puis supprimés à l'aide de critères de validation tel que, par exemple, la « validation par gamme », la «

validation par pic/délectabilité » ou les validations basées sur modèles statistiques (test de la moyenne/médiane locale).

Ici, on a recours à la « validation par pic » dont le principe consiste à écarter les vecteurs dont le rapport premier pic/second pic de corrélation (rapport signal/bruit) est inférieur à une valeur seuil. En particulier, ce seuil est fixé à 1.2, conformément aux suggestions de *Keane & Adrian* (1990).

Références du Chapitre

- Abbott I. H. 1959.** “Theory of Wing Sections. Including a Summary of Airfoil Data”. Dover Publications, Inc.
- Adrian R. J. 1990.** “Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics”. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 22 : 261–304.
- Barlow J. B., Rae W. H. jr, Pope A. 1999.** “Low-Speed wind tunnel testing”. Third edition. Edition Widley-interscience.
- Boerner T., Martin W. W., Leutheusser H. J. 1984.** “Comparative measurements in bubbly two-phase flows using laser-Doppler and hot-film velocimetry”. *J. Chem. Eng. Com.*,28(1-3):29-43.
- Brient A. 2004.** “Etude de l’influence du processus de fabrication sur les performances des propulseurs marins”. *Thèse de doctorat Ecole Centrale de Nantes.*
- Buchhave P., George W.K., Lumley J.L. 1979.** “The measurement of turbulence with the laser-Doppler anemometer”. *Ann. Rev. Fluid Mech.*
- Cazenave G. 2002.** “Etalonnage et validation d’une balance hydrodynamique en régime de cavitation”, Rapport de Projet Personnel en Laboratoire, ENSTA.
- Dantec 1986.** “Anémométrie Doppler à Laser”, *Cours LDA III.*
- DeGraaff D.B. and Eaton J.K. 2000.** “A high-resolution laser Doppler anemometer: design, qualification, and uncertainty . Experiments in fluids”. *N° 30, pp.522-530.*
- Foucault J. M. 2001.** “Some considerations on the accuracy of derivative computation from PIV vector fields”, in 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Gottingen, Germany.
- Franc J.P., Avellan F., Belahadji B., Billard J.Y., Briançon-Marjollet L., Fréchou D., Fruman D.H., Karimi A., Kueny J.L., Michel J.M., 1995.** “La cavitation mécanismes physiques et aspects industriels”. Presse Universitaire de Grenoble.
- Katz J., O’Hern T.J. 1986.** “Cavitation inlarge shear flows”. *J. of Fluids Eng.*, vol. 108, p.373-376.
- Keane R.D. & Adrian R. 1990,** “Optimization of particle image velocimeters”. i. Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology* 1, 1202–1215.
- Lecordier B. 1997.** « Etude de l’interaction de la propagation d’une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules ». Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1997.
- Lecordier B., Demare D., Vervisch L. M. J., Reveillon J. and Trinité M. 2001.** “Estimation of the accuracy of PIV treatments for turbulent flow studies by direct numerical simulation of multi-phase flow”. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :1382–1391.

Lecordier B. and Trinite M. 2003. “Advanced PIV algorithms with image distortion - Validation and comparison from synthetic images of turbulent flows”. In PIV03 Symposium, Busan, Korea.

Leroux J.B. 2003. “Etude expérimentale en tunnel hydrodynamique des instabilités de la cavitation par poche sur hydrofoil par la mesure spatio-temporelle du champ de pression pariétal”. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes – Université de Nantes, IRENav.

Navaza V. 2002. “Influence de la géométrie de pales sur la cavitation de tourbillon marginal. Application aux hélices marines”. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes – Université de Nantes, IRENav.

Pichon T. 1995. “Contribution à l’étude de la cavitation de tourbillon marginal”. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes – Université de Nantes, IRENav.

Prasad A. K. 2000. “Stereoscopic Particle Image Velocimetry”. *Experiment in Fluids*, 29 : 103–116.

Raffel M., Willert C., and Kompenhans J. 2000. “Particle Image Velocimetry”. Springer.

Rivière N., Cartellier A., Lemaitre-Auger P. 2003. “A source of error in the velocity measurement of large spherical bubbles using laser Doppler anemometry”. *Review of scientific instruments*, vol. 74; part 11, pp. 4938-4944.

Scarano F. 2000. “Particle Image Velocimetry development and application. Investigation of coherent structures in turbulent shear flows”. PhD thesis, Universit de Napoli, von Karman Institute for Fluid Mechanics, Naples, Italie.

Westerweel J. 1997. “Fundamentals of digital particle image velocimetry”. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1379–1392.

Willert C. 1997. “Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows”. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1465–1479.

Chapitre 3

Caractérisation du tourbillon

Sommaire

3.1. Choix du tourbillon et condition de génération

- 3.1.1. L'hélice comme générateur de tourbillon
- 3.1.2. Les « vortex generator »
- 3.1.3. L'aile tridimensionnelle comme générateur de tourbillon

3.2. Caractéristiques du tourbillon marginal

- 3.2.1. Le tourbillon marginal
- 3.2.2. Modèles de tourbillon
 - a) Le tourbillon de Rankine
 - b) Le tourbillon de Lamb-Oseen
 - c) Le modèle VM2
 - d) Le tourbillon de Batchelor
 - e) Le tourbillon de Sullivan
- 3.2.3. Profil de vitesse tangentielle et axiale
- 3.2.4. Evolution des paramètres du tourbillon

Le but de ce chapitre, et du chapitre suivant, est de caractériser de manière détaillée les deux objets mis en présence lors de cette étude d'interactions. A savoir, le tourbillon et la couche limite.

Ce chapitre se compose de deux parties distinctes, d'une part les raisons et motivations du choix de l'aile tridimensionnelle comme générateur de vortex, et d'autre part, la caractérisation précise du tourbillon généré. Cette caractérisation a pour but une meilleure compréhension des effets de la couche limite sur le tourbillon qui pourrait intervenir lors de l'interaction.

3.1. Choix du tourbillon et condition de génération

Cette étude porte sur l'interaction entre une couche limite et un tourbillon, dans un premier temps nous allons passer en revue les différentes méthodes de génération de tourbillon, ainsi que les différentes limitations dues au dispositif expérimental, et ainsi justifié du choix effectué. Dans un second temps, nous caractériserons le tourbillon utilisé, dans le cas isolé.

Le type de tourbillon généré est un tourbillon avec un écoulement axial. C'est-à-dire que la vitesse axiale au centre du tourbillon n'est pas égale à la vitesse axiale à l'extérieur. Ces écoulements sont typiques de ceux rencontrés dans le sillage tourbillonnaire des avions (Figure 3.1a) ou en aval d'une ogive d'hélice marine (Figure 3.1b).



Figure 3.1a : Tourbillon marginal

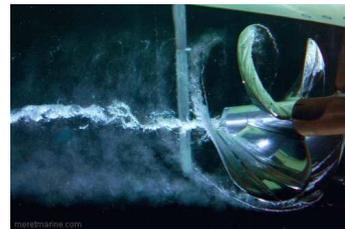


Figure 3.1b : Tourbillon d'ogive

Il existe différents types de générateur de tourbillon, nous allons dans ce paragraphe faire un tour exhaustif de ces manières, avec leurs avantages et inconvénients vis à vis de leur implémentation dans la veine d'essai du tunnel hydrodynamique de l'IRENav.

3.1.1. L'hélice comme générateur de tourbillon

Le but premier de cette thèse étant d'étudier l'interaction entre un tourbillon longitudinal et une couche limite, avec une forte analogie à l'écoulement généré par un tourbillon d'ogive d'hélice avec le safran du gouvernail. Ainsi, l'idée première fut d'utiliser comme générateur de tourbillon, une hélice.

Or, deux problèmes se sont posés. D'une part, l'utilisation d'une hélice dans le tunnel hydrodynamique aurait engendrée des modifications drastiques de celui-ci, pour des raisons d'étanchéité et de similitude de vitesse.

En effet, étant donné les dimensions de la veine d'essais (cf. 2.1.2), pour respecter des conditions de similitude, il aurait fallu une hélice de petit diamètre et par conséquent des vitesses de rotation très importantes, engendrant des problèmes au niveau du phénomène de cavitation. D'autre part, le sujet de l'étude parle bien d'un tourbillon *isolé*, or dans le cas d'une hélice, l'écoulement résultant se compose, certes, d'un tourbillon d'ogive, mais aussi, de tourbillon d'extrémité de pale (visible sur la Figure 3.1b), ainsi que la perturbation, non

négligeable, due à la présence de l'hélice elle-même. C'est pour ces raisons évidentes que cette solution a été écartée.

3.1.2. Les « vortex generator »

Un vortex generator est une surface aérodynamique, constituée d'une arrête vive placée en incidence dans l'écoulement et générant ainsi un, ou plusieurs tourbillons, corotatifs ou contrarotatifs. Le vortex generator est utilisé dans le panorama industriel pour des applications aérodynamiques, comme les avions, l'automobile et sur les pâles d'éolienne. Il existe différents types et formes de vortex generator, quelques-uns sont présentés en Figure 3.2.

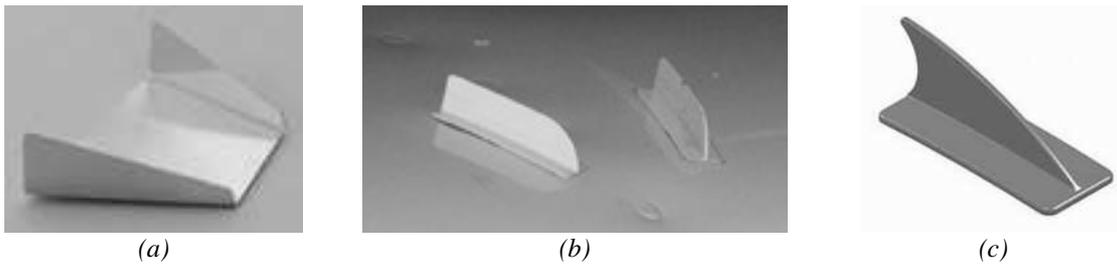


Figure 3.2 : Exemple de vortex generator
 (a) Triangulaire
 (b) Rectangulaire
 (c) Delta

De nombreuses études ont été faites sur les écoulements générés par ce type de générateur, et surtout sur leurs capacités à contrôler les écoulements, on peut par exemple citer *Velte* (2008-2009), *Lögdeberg* (2008), *Angele & al.* (2007). Une description plus précise sera faite de ces études dans les chapitres suivants, dans la mesure où nos résultats seront comparés en partie à celles-ci.

La question posée ici est : « Pourquoi ne pas avoir utilisé ces générateurs pour notre étude ? »

3.1.3. L'aile tridimensionnelle comme générateur de tourbillon

La méthode choisie pour générer le tourbillon consiste à placer une aile à extrémité libre dans l'écoulement, ayant pour conséquence de créer un tourbillon marginal.

Le tourbillon marginal doit son existence à une différence de pression entre l'intrados et l'extrados d'une aile d'envergure finie qui est à l'origine d'un écoulement de contournement (voir Figure 3.3).

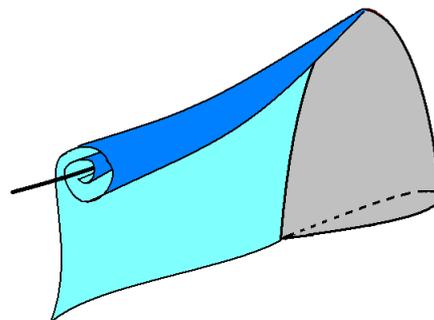


Figure 3.3 : Tourbillon marginal généré par une aile en écoulement.

Le tourbillon marginal se caractérise par une diffusion extrêmement lente et peut persister sur des distances considérables en aval de l'aile qui lui a donné naissance. Pour une analyse précise des mécanismes de la diffusion on pourra se reporter aux travaux de *Uberoi* (1979).

C'est donc cette méthode de génération qui a été utilisée dans cette étude, d'une part, à cause du passif concernant les études au sujet de ce type de tourbillon, et d'autre part, pour la facilité de mise en application dans la veine du tunnel hydrodynamique. En effet, la mise en œuvre d'un système mécanique (voir 2.2.2) nous a permis de pouvoir contrôler les caractéristiques du tourbillon (intensité, position) et ainsi avoir une liberté sur l'interaction avec le profil aval. Le choix concernant le type de profil utilisé (NACA0020), ainsi que la forme en plan (elliptique), s'est inspiré de travaux effectués par *Pichon* (1995) au sein de l'institut de recherche.

Une vérification expérimentale a été effectuée, permettant de vérifier que le sillage de l'aile tridimensionnelle ne venait pas perturber la zone dans laquelle le profil aval serait étudié. Les incidences permettant la génération du tourbillon marginal étaient très faibles par rapport à l'incidence de décollement de celui-ci.

La vérification a montré que la trace de l'aile dans le sillage était très faible, et que par conséquent, l'hypothèse de tourbillon isolé était justifiée.

3.2. Caractéristiques du tourbillon marginal

3.2.1. Le tourbillon marginal

En 1918 une première analyse quantitative simple de l'aile portante tridimensionnelle fut fournie par *Prandtl* (1918). Prandtl développe donc une théorie de la ligne portante qui s'applique, pour des angles d'incidence faibles, à des ailes de grand allongement, λ , défini par :

$$\lambda = \frac{2b}{c_{\max}} = \frac{4b^2}{S}$$

où b est la demi-envergure, c_{moy} la corde moyenne et S la surface de la forme en plan.

Il a ainsi été le premier à concevoir l'existence d'une couche tourbillonnaire libre en aval de l'aile. Dans son analyse, Prandtl introduisit un concept idéal selon lequel cette couche était plane et confondue avec le plan \mathbf{xz} (Figure 3.4).

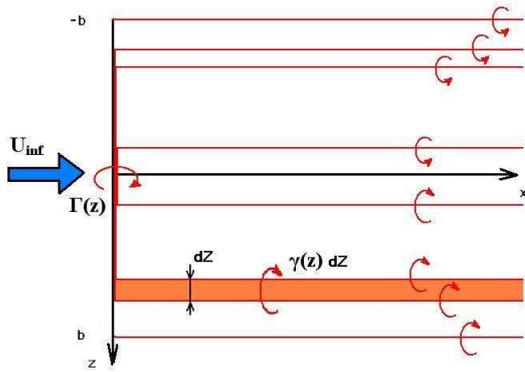


Figure 3.4 : Modèle de Prandtl de l'aile tridimensionnelle composé par la ligne portante et la couche tourbillonnaire libre située dans le plan xz .

Ainsi, de manière identique au cas bidimensionnel, un élément de la couche de largeur dz développe une intensité de circulation selon :

$$\gamma(z)dz = -\frac{d\Gamma(z)}{dz}dz$$

De plus, Prandtl a introduit l'idée que toutes les lignes tourbillonnaires à l'intérieur de l'aile peuvent être fusionnées en une seule ligne, dit ligne portante. La circulation $\Gamma(z)$ le long de ce fil devient selon :

$$\Gamma(z) = \Gamma(0) - \int_0^z \gamma(z)dz$$

Le modèle complet de l'aile tridimensionnelle selon Prandtl se présente alors comme indiqué sur la Figure 3.4. $\Gamma(0)$ étant la circulation à l'emplanture ($z=0$).

L'ensemble des tourbillons longitudinaux libres qui schématisent la nappe vont induire une vitesse \mathbf{v}_i dans tout l'espace. En particulier, pour un point situé sur la ligne portante et de coordonnées $(0,0,z)$, il apparaît une composante verticale $\mathbf{v}_i(0,0,z)$ qui vient se composer avec la vitesse de référence \mathbf{U}_{inf} . Elle s'obtient en sommant les vitesses élémentaires induites en ce point par chacune des demi-lignes tourbillonnaires :

$$v_i(0,0,z) = \int_{-b}^b \frac{\gamma(\eta)d\eta}{4\pi(z-\eta)} = -\frac{1}{4\pi} \int_{-b}^b \frac{d\Gamma(\eta)}{d\eta} \frac{d\eta}{y-\eta}$$

Tout se passe comme si, dans un plan $\mathbf{z} = \text{constante}$, la section de l'aile était placée dans un écoulement uniforme de vitesse à l'infini :

$$\vec{U}(U_{inf}, v_i(z), 0)$$

Cette approche bidimensionnelle de l'écoulement autour de l'aile permet d'obtenir, le long de la trace du plan porteur, l'évolution de la circulation en fonction de la distance \mathbf{z} par résolution de l'équation intégral-différentielle de Prandtl :

$$\Gamma(z) = k_{inf}(z).c(z).U_{inf} \cdot \left[\alpha(z) + -\frac{1}{4\pi U_{inf}} \int_{-b}^b \frac{d\Gamma(\eta)}{d\eta} \frac{d\eta}{y-\eta} \right]$$

où, pour une section $\mathbf{z} = \text{constante}$, α est l'angle d'incidence et k_{inf} est la demi-pente de la courbe d'évolution de portance avec α en allongement infini. Connaissant $\Gamma(z)$, la distribution de la portance, $\mathbf{P}(z)$, et la résistance induite $\mathbf{T}(z)$, sont alors données, pour un tronçon d'épaisseur dz , par :

$$dP(z) = \rho.U_{inf}.\Gamma(z)dz$$

$$dT(z) = -\rho.v_i(z).\Gamma(z)dz$$

La sommation sur tous les tronçons donne l'effort total de portance et de résistance induite :

$$P = \rho U_{\text{inf}} \int_{-b}^b \Gamma(z) dz \quad T = -\rho \int_{-b}^b v_i(z) \Gamma(z) dz$$

Dans notre cas particulier, la loi de variation de corde est elliptique, telle que :

$$c(z) = c_{\text{max}} \sqrt{1 - (z/b)^2}$$

où c_{max} est la corde maximale à l'emplanture, on démontre que la vitesse induite est constante sur toute la ligne portante et que si l'aile n'est pas vrillée, la loi de variation de la circulation est également elliptique :

$$\Gamma(z) = \Gamma_0 \sqrt{1 - (z/b)^2}$$

avec Γ_0 la circulation maximale autour du plan porteur. Pour cette distribution de circulation, les coefficients de portance C_l et de résistance C_d sont alors donnés par :

$$C_l = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho S U_{\text{inf}}^2} = \frac{2\Gamma_0}{U_{\text{inf}} c_{\text{max}}} \quad C_d = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho S U_{\text{inf}}^2} = \frac{C_l^2}{\pi \lambda}$$

On démontre que la résistance induite, obtenue à partir de cette distribution de la circulation, constitue une valeur minimale et que le coefficient de portance peut encore se mettre sous la forme suivante :

$$C_l = \frac{2\pi\lambda}{\lambda + 2} \alpha$$

Dans la théorie de Prandtl, la nappe tourbillonnaire est schématisée par une surface plans s'étendant jusqu'à l'infini aval. Dans la réalité, les bords libres de la nappe tourbillonnaire vont s'enrouler sous l'effet des vitesses induites mutuellement par l'ensemble des tourbillons, pour former deux tourbillons marginaux, dans le cas d'une aile en champ libre.

3.2.2. Modèles de tourbillon

Avant de regarder en détail les profils de vitesse dans le tourbillon, nous allons faire un rapide tour d'horizon des modèles théoriques qui sont utilisés de manière systématique dans les différentes études portant sur les tourbillons.

a) *Le tourbillon de Rankine*

Le tourbillon de Rankine est le modèle le plus simple faisant intervenir un cœur de vortacité de dimension finie. Il est constitué d'un tube de rayon a de vortacité constante. Son profil de vortacité ω , est simplement décrit par la loi :

$$\omega(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{\pi a^2} & r < a \\ 0 & r > a \end{cases}$$

où Γ est la circulation totale du tourbillon. Son profil de vitesse tangentielle \mathbf{U}_θ a pour expression :

$$U_r = 0 \quad ; \quad U_\theta = \begin{cases} \frac{\Gamma}{2\pi a^2} r & r < a \\ \frac{\Gamma}{\pi a^2} \frac{1}{r} & r > a \end{cases} \quad ; \quad U_z = 0$$

De nombreuses études théoriques utilisent ce tourbillon en tirant profit de la simplicité de ce modèle pour expliquer des phénomènes mettant en jeu la notion de cœur de taille finie. Ce modèle est cependant peu réaliste de part la discontinuité de son profil de vorticité qui le rend incompatible avec l'existence de viscosité.

b) *Le tourbillon de Lamb-Oseen*

Le tourbillon de Lamb-Oseen (aussi appelé tourbillon de Burger) qui se caractérise par un profil de vorticité gaussien, est un modèle de tourbillon plus réaliste. Il est solution des équations d'Euler. Ses profils de vorticité et de vitesse sont décrits par les lois suivantes :

$$\omega(r) = \frac{\Gamma}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)$$

$$U_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)\right)$$

On peut montrer que la vitesse tangentielle est maximale pour $\mathbf{r} \approx 1.12\mathbf{a}$. Ce modèle est utile également dans le domaine visqueux : en effet, si l'on rajoute la condition de diffusion visqueuse du rayon de vorticité selon la relation :

$$a^2(t) = 4\nu t$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide, alors ce modèle est une solution autosimilaire des équations de Navier–Stokes bidimensionnelles. Cette propriété justifie l'utilisation de ce modèle dans de très nombreuses études.

c) *Le modèle VM2*

Un autre tourbillon, récemment proposé par *Fabre (Fabre et al., Fabre & Jacquin (2004))* sous le nom de VM2, convient tout particulièrement aux tourbillons de sillage. Il est caractérisé par deux échelles (rayons) caractéristiques \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 .

\mathbf{a}_1 délimite le noyau visqueux contenant la majorité de la vorticité.

\mathbf{a}_2 définit la région contenant toute la circulation.

Il dispose également d'un autre paramètre, $\boldsymbol{\alpha}$ caractérisant la loi de décroissance de la vitesse tangentielle pour $\mathbf{a}_1 < \mathbf{r} < \mathbf{a}_2$.

Le modèle VM2 est défini par :

$$U_{\theta}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{a_2^{\alpha-1}}{a_1^{\alpha+1}} \frac{r}{\left[1 + (1/a_1)^4\right]^{\frac{(1+\alpha)}{4}} \cdot \left[1 + (1/a_2)^4\right]^{\frac{(1-\alpha)}{4}}}$$

d) Le tourbillon de Batchelor

Ce modèle est l'extension tridimensionnelle du tourbillon bidimensionnel de Lamb-Oseen. Les profils de vitesse et de vorticité axiales sont modélisés par des fonctions gaussiennes. C'est en fait une approximation du modèle défini par *Batchelor* (1964) pour décrire le développement des tourbillons présents dans le sillage lointain des avions.

Ce modèle est décrit par les lois :

$$\begin{aligned} U_r &= 0 \\ U_{\theta} &= \frac{K}{r} (1 - \exp(-\alpha r^2)) \\ U_z &= W_1 + W_2 \exp(-\alpha r^2) \end{aligned}$$

où K , W_1 , W_2 et α sont des constantes empiriques ayant pour interprétation physique :

$$\begin{aligned} \Gamma = 2\pi K & \quad ; \quad l = \frac{K}{W_2} \\ U_0 = W_1 + W_2 & \quad ; \quad a = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \end{aligned}$$

où Γ est la circulation du tourbillon, l le pas d'hélicité des lignes tourbillonnaires (Figure 3.5), U_0 la vitesse au centre du tourbillon, et a le rayon du cœur tourbillonnaire.

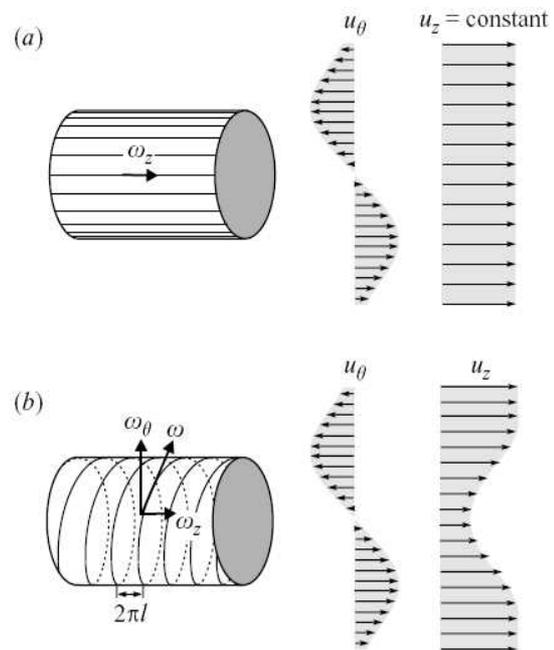


Figure 3.5 : Schéma du champ de vorticité et de la vitesse induite par un modèle de type Lamb-Oseen (a) et par un modèle de type Batchelor (b). (Velte)

En se basant sur des observations expérimentales, *Batchelor* (1964) propose un modèle simple de tourbillon avec écoulement axial :

$$U_r = 0$$

$$U_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \right) ; \quad U_z = U_0 - \frac{\Gamma}{2\pi d} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \right)$$

Le tourbillon de Batchelor est un des modèles réalistes les plus simples pour représenter un tourbillon avec écoulement axial. Il a été l'objet de nombreuses études théoriques et numériques. Lorsque les profils de vorticité s'y prêtent, il est alors pratique d'utiliser ce modèle pour pouvoir comparer, qualitativement et quantitativement, des résultats expérimentaux à des prédictions concernant le même écoulement. C'est ce qui a été fait au cours de cette étude.

e) *Le tourbillon de Sullivan*

Sullivan (1959) a obtenu une solution exacte aux équations de Navier-Stokes sous la forme stationnaire de deux cellules tourbillonnaires.

Cette solution s'écrit :

$$U_r = -\frac{\alpha r}{2} + \frac{6\nu}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha r^2}{4\nu}\right) \right]$$

$$U_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[H\left(\frac{\alpha r^2}{4\nu}\right) / H(\infty) \right]$$

$$U_z = \alpha z \left[1 - 3 \exp\left(-\frac{\alpha r^2}{4\nu}\right) \right]$$

$$p = p_0 - \frac{1}{2} \rho \left\{ \alpha^2 z^2 + \frac{\alpha^2 r^2}{4} + 36 \frac{\nu^2}{r^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha r^2}{4\nu}\right) \right]^2 \right\} + \rho \int_0^r \frac{U_\theta^2}{r} dr$$

$$H(x) = \int_0^x \exp\left\{ -t + 3 \int_0^t [1 - \exp(-s)] s^{-1} ds \right\} dt$$

où Γ est la circulation à l'infini, α est une constante, p_0 est la pression au point $r = 0$, $z = 0$, ν est la viscosité cinématique. Lorsque r tend vers l'infini, le tourbillon de Sullivan coïncide exactement avec le tourbillon Lamb-Oseen.

Au cours de cette étude, on utilisera le modèle de Batchelor pour modéliser les profils de vitesse tangentielle et axiale du tourbillon.

3.2.3. Profil de vitesse tangentielle et axiale

Nous voici capable, grâce à ce modèle de tourbillon, de déterminer les différents paramètres caractérisant celui-ci. Le but de cette partie va être de déterminer, à partir des profils de vitesses tangentielle et axiale, issus de la mesure LDV, les paramètres qui caractérisent le tourbillon (position, circulation, etc.).

Pour des raisons de quantités importantes de paramètres rentrant en compte dans le cadre de cette thèse, il a été décidé de ne générer qu'un seul tourbillon, correspondant à une seule incidence du profil amont. Les mesures présentées dans ce paragraphe concerne donc un tourbillon marginal issu d'une aile avec une incidence égale à $\alpha=8^\circ$, et pour une vitesse amont de $U_{inf}=5.56\text{m/s}$.

Sauf indication contraire, le repère d'espace et les paramètres de positionnement du tourbillon sont donné par la Figure 3.6.

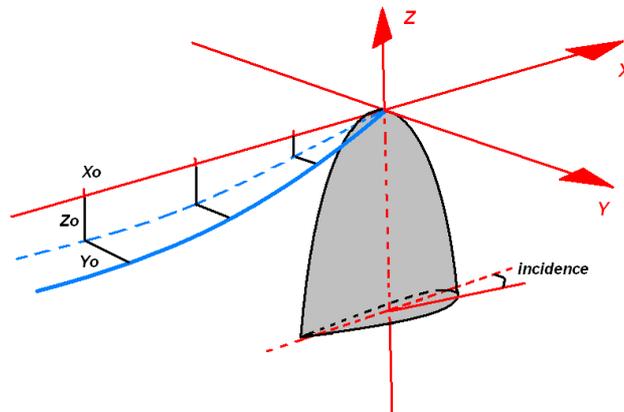


Figure 3.6 : Repère lié aux profil amont et paramètre de positionnement

Les mesures LDV, permettant de récupérer les profils de vitesse dans le tourbillon, ont été effectuées en deux parties :

- La première partie consistait, pour chaque position \mathbf{X}_0 en aval de l'origine, à déterminer la position du centre du tourbillon. La détermination du couple $(\mathbf{Y}_0, \mathbf{Z}_0)$, se déroulait de la manière suivante :

On mesure la composante $U_x=f(z)$ en suivant une verticale passant par $x=\mathbf{X}_0$ et $y=0$. Ce sondage présentant un extremum de vitesse correspondant à la position \mathbf{Z}_0 .

Ensuite, à partir de cette position, on mesure la composante $U_z=f(y)$ en balayant dans la direction y , et ainsi on détermine la position \mathbf{Y}_0 correspondant à la vitesse tangentielle nulle au centre du tourbillon.

Et enfin, pour vérifier notre position \mathbf{Z}_0 , on refait un sondage de la composante $U_x=f(z)$ en suivant une verticale passant par $x=\mathbf{X}_0$ et $y=\mathbf{Y}_0$.

- La seconde consiste, à partir de ce centre à balayer dans la direction y , de part et d'autre de ce centre, et ainsi récupérer $U_z=f(y)$ et $U_x=f(y)$ correspondant, respectivement, aux profils de vitesse tangentielle et axiale du tourbillon.

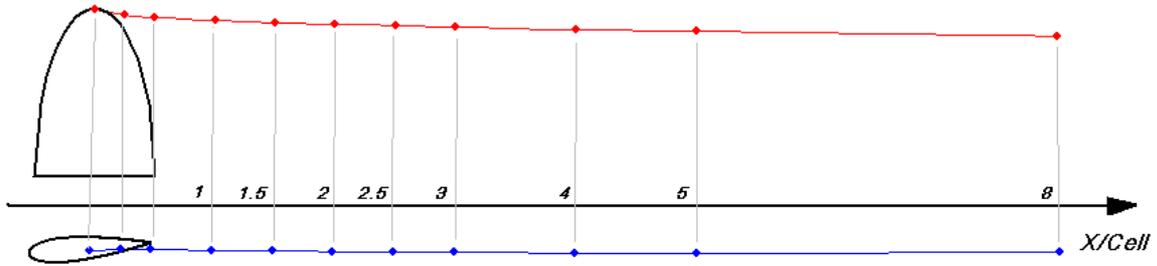
Les profils de vitesse ont été mesurés pour différentes positions en aval de l'aile. Ces positions correspondent à :

$$\mathbf{X}_0 = -13.5, -27, -54, -81, -108, -135, -162, -216, -270, -432 \text{ mm}$$

Soit en valeurs adimensionalisées par la corde maximale de l'aile C_{ell} .

$$X_0 / C_{ell} = -0.25, -0.5, -1, -1.5, -2, -2.5, -3, -4, -5, -8$$

La connaissance des triplets de coordonnées (X_0, Y_0, Z_0) permet de tracer la trajectoire du tourbillon, celle-ci est présentée sur la Figure 3.7.



*Figure 3.7 : Trajectoire du tourbillon marginal en aval de l'aile
 $\alpha=8^\circ$ et $U_{inf}=5.5m/s$*

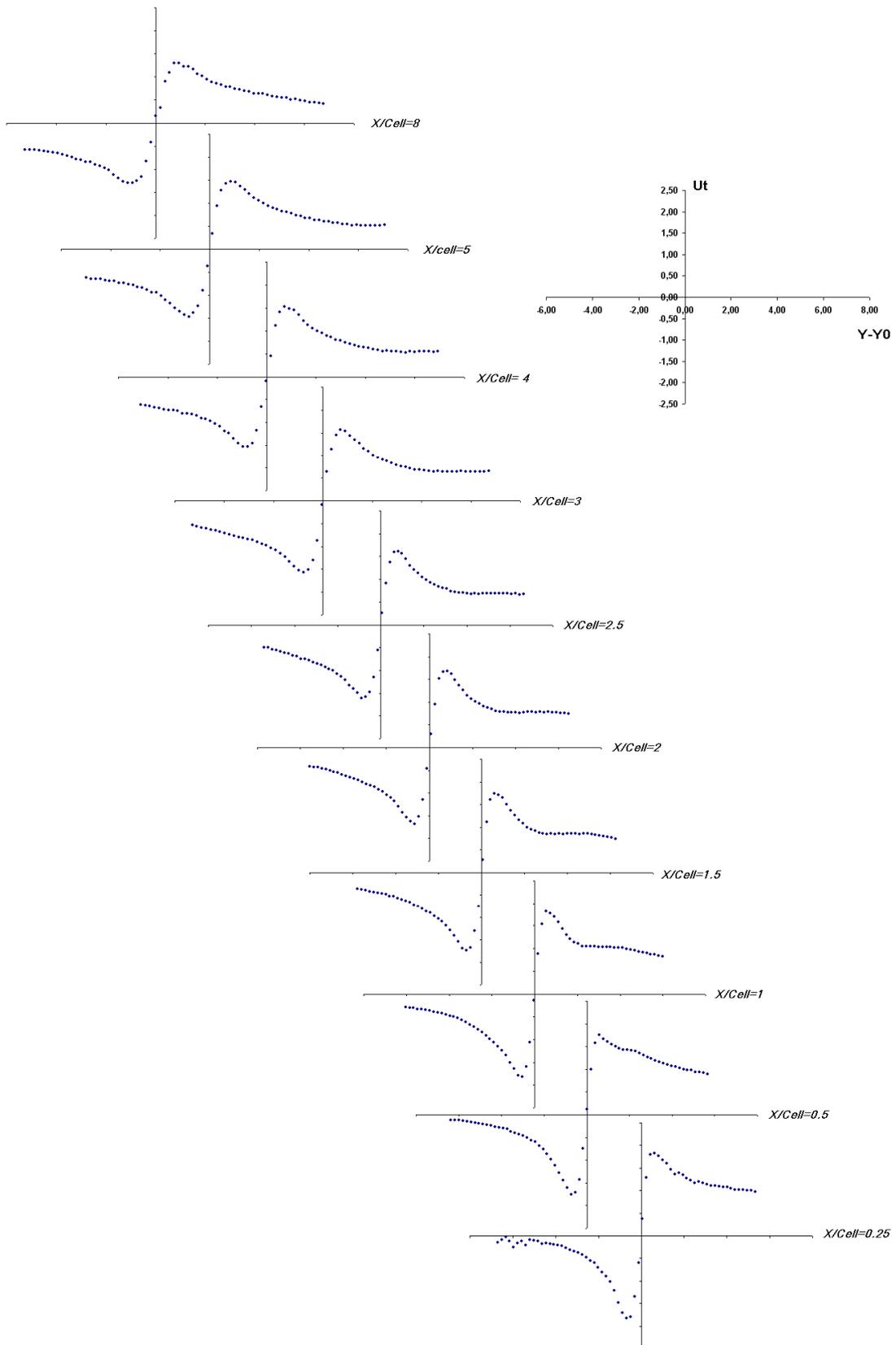


Figure 3.8 : Evolutions de la vitesse tangentielle avec la distance en aval de l'aile $\alpha=8^\circ$ et $U_{inj}=5.5\text{m/s}$

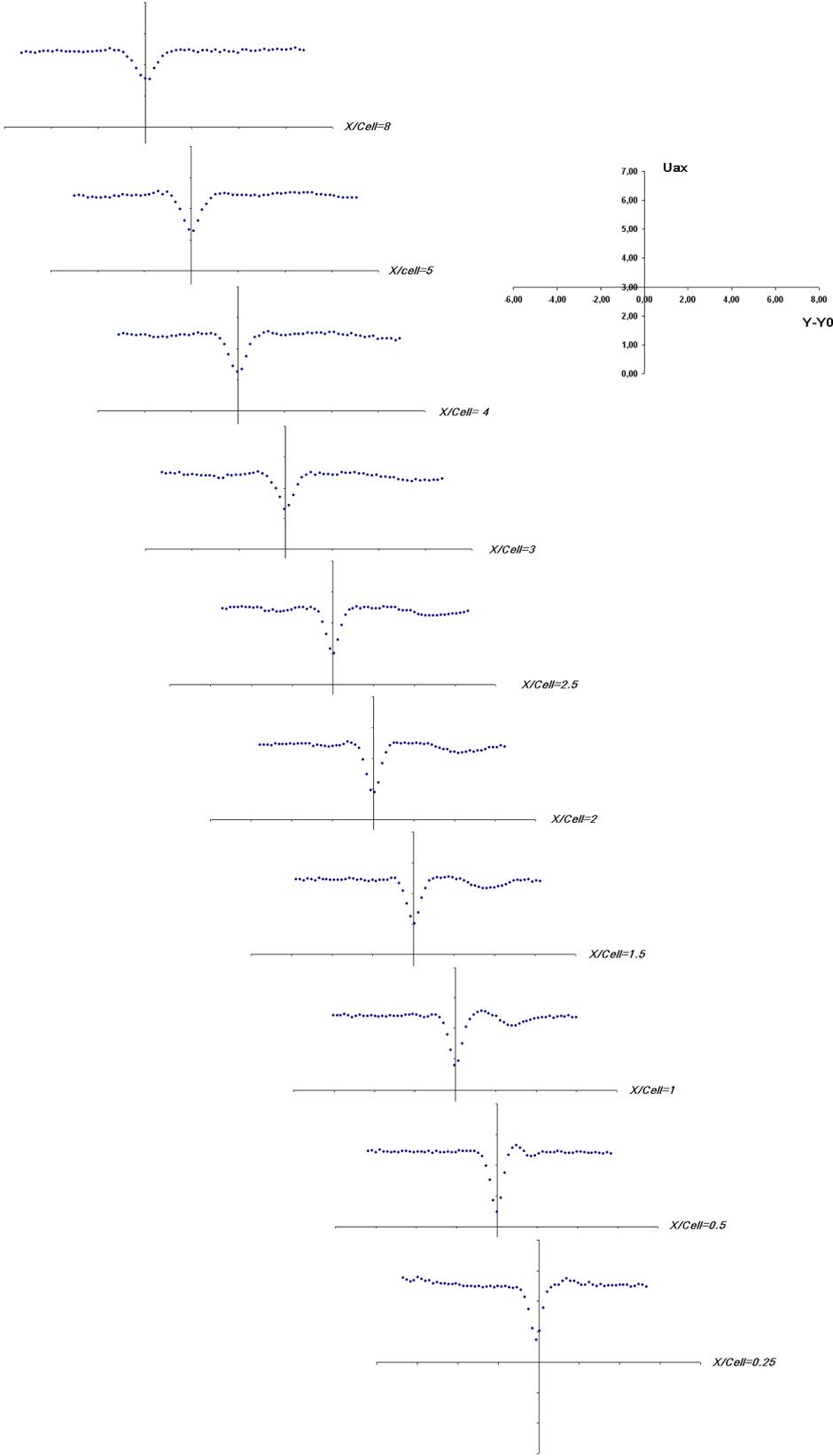


Figure 3.9 : Evolutions de la vitesse axiale avec la distance en aval de l'aile $\alpha=8^\circ$ et $U_{inf}=5.5m/s$

Les Figures 3.8 et 3.9 présentent respectivement les profils de vitesse tangentielle et axiale pour les différentes positions en aval du profil.

On peut voir sur les profils de vitesse tangentielle que l'on observe bien deux zones sur chaque profil, l'une correspondant à une rotation de type « corps solide » dans le cœur du tourbillon, et une zone extérieure où les vitesses évoluent qualitativement en $1/y$. On observe également une diminution de la vitesse tangentielle maximale au fur et à mesure que l'on s'éloigne (1.89 m/s à $X/C_{ell} = 0.25$, pour 1.33 m/s à $X/C_{ell} = 8$), ainsi qu'une augmentation de la zone de cœur. Ceci correspond à la diffusion du tourbillon. La même observation peut être faite sur la vitesse axiale, en effet, la vitesse au centre du tourbillon a tendance à augmenter avec la distance au profil (3.77 m/s à $X/C_{ell} = 0.25$, pour 4.55 m/s à $X/C_{ell} = 8$), ce qui va bien dans le sens d'une diffusion du tourbillon, et un retour de la vitesse vers la vitesse extérieure.

Une analyse plus fine va être faite sur ces différentes évolutions au chapitre suivant, nous allons utiliser le modèle de Batchelor (3.2.2) pour déterminer les caractéristiques du tourbillon et leur évolution en aval de l'aile.

3.2.4. Evolution des paramètres du tourbillon

Nous allons dans cette partie le modèle théorique de Batchelor, pour caractériser l'évolution des paramètres du tourbillon. On rappelle que le modèle de Batchelor (3.2.2.d) est défini par :

$$U_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \right) ; \quad U_z = U_0 - \frac{\Gamma}{2\pi l} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \right)$$

où Γ est la circulation du tourbillon, a le rayon du cœur visqueux, l le pas d'hélicité des lignes tourbillonnaires, U_0 la vitesse au centre du tourbillon.

Nous allons donc approximer les profils de vitesse expérimentaux par les deux expressions théoriques précédentes. En appelant U_{fit} les profils de vitesse définis par les paramètres (Γ, a, l, U_0) , on peut définir un écart entre les profils de vitesse expérimentaux U et le champ de vitesse « fitté »:

$$e(U, U_{fit}) = abs(U - U_{fit})^2$$

Il est alors très facile d'optimiser les paramètres du champ « fitté » afin de minimiser cet écart. On obtient ainsi tous les renseignements concernant le tourbillon. La Figure 3.10 montre le résultat d'un fit effectué sur les profils de vitesse tangentielle et axiale.

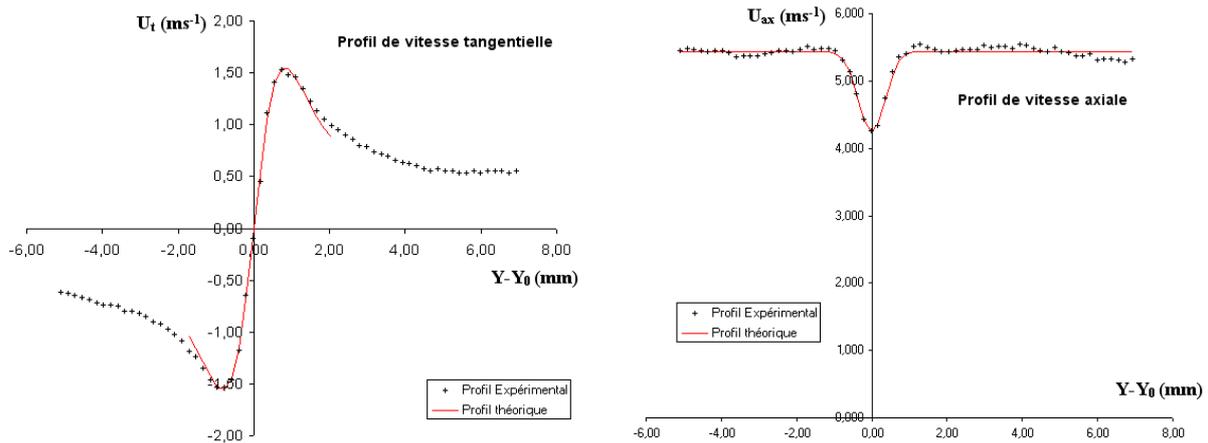


Figure 3.10 : Exemple de fit des profils de vitesse tangentielle (gauche) et axiale (droite) par le modèle de Batchelor $\alpha=8^\circ$ et $U_{inf}=5.5\text{m/s}$ et $X/C_{ell}=4$

Nous allons maintenant nous pencher sur l'évolution de ces différents paramètres en fonction de la distance en aval de l'aile. Les différents paragraphes qui suivent font référence aux résultats présentés sur la Figure 3.11.

En ce qui concerne le rayon du cœur visqueux a , on remarque une augmentation avec la distance en aval de l'aile. Cette diffusion s'accompagne d'une chute de la vitesse tangentielle maximale $U_{t \max}$. La chute de vitesse tangentielle et l'augmentation de la taille du cœur, vont conjointement avec l'augmentation du pas d'hélicité et l'augmentation de la circulation, tous ceci montrant une diffusion du tourbillon, menant in fine à sa déstructuration.

En dehors de la zone proche de l'aile, Batchelor (1964) montre analytiquement que la diminution des vitesses tangentielles maximales avec la distance en aval, résultant de la diffusion du tourbillon, induit un gradient de pression adverse sur l'axe du tourbillon marginal et une diminution de l'excès de vitesse axiale obtenue théoriquement au centre. Cependant, il ne tient pas compte des effets visqueux qui apparaissent lors du passage des filets fluides dans la couche limite sur l'aile, avant d'être entraînés dans la rotation. Moore et Saffeman (1973) montrent que les deux comportements, de type « jet » ou « sillage », peuvent apparaître ou coexister, suivant la distribution de charge à l'extrémité de l'aile. Dans la littérature, ces deux comportements ont pu être observés dans différentes conditions expérimentales.

Dans le cas de notre étude, on se trouve dans un comportement de type sillage, qui se caractérise par la valeur négative de la quantité $\Delta U = U_0/U_{inf} - 1$ (-0.27 en moyenne sur 8 cordes en aval).

Neuf cordes en aval d'une aile rectangulaire de section droite NACA0015, Chigier et Corsiglia (1972) mesurent une survitesse axiale dans une région correspondant au diamètre du noyau visqueux. L'intensité de ce jet varie avec l'angle d'incidence et atteint jusqu'à $\Delta U = 0.1$.

Pour une aile de section droite NACA0012 et de forme en plan trapézoïdale, Lee et Schetz (1985) observent, au contraire, un déficit de vitesse axiale, déficit qui diminue lorsque le nombre de Reynolds varie de $2.1 \cdot 10^5$ à $1.5 \cdot 10^6$. Pour $Re = 4.75 \cdot 10^6$.

Pour des ailes en plan elliptique et 0.1 corde en aval, Fruman et al. (1992) observent des survitesses de l'ordre de $\Delta U = 0.15$ pour $Re = 1.08 \cdot 10^6$, qui peuvent atteindre 0.7 pour $4.75 \cdot 10^6$, ces maxima diminuant ensuite avec la distance en aval de l'aile.

Pichon (1995) quant à lui, étudie l'influence de la forme en plan de profil elliptique, ainsi que l'effet de la section droite, sur la vitesse axiale au centre du tourbillon. Il observe pour une aile de section droite NACA16020, les deux comportements dépendent de la forme en plan, et un effet de jet ($\Delta U = 0.3$) est observé sur des sections droites de type elliptique et elliptique à bord d'attaque droit. Alors qu'un effet de sillage important est détecté pour une

forme en plan de type elliptique à bord de fuite droit. En contradiction avec nos résultats, il montre que pour une aile elliptique de section droite NACA0020 le phénomène est de type jet puis disparaît après une corde en aval de l'aile, et ce pour les mêmes incidences que dans le cas de notre étude, et un Reynolds de $1.08.10^6$. Ces différences avec nos résultats peuvent provenir d'un effet de Reynolds. En effet dans le cas des travaux de *Pichon* (1995) le Reynolds Re_t est de 1.10^5 , alors que nous ne sommes qu'à des valeurs de 9.10^3 . De plus, la dimension moyenne du cœur visqueux est deux fois plus petite dans notre étude.

Dans notre cas, en supposant que la vitesse axiale garde cette tendance linéaire et que l'on étend celle-ci, on obtiendrait une inversion du phénomène, soit un passage au comportement de type jet aux alentours de 15 cordes en aval de l'aile.

Pour estimer l'écoulement axial par rapport à une vitesse caractéristique de rotation du tourbillon, on utilise le nombre adimensionnel :

$$W_0 = (U_0 - U_{\text{inf}}) \frac{2\pi a}{\Gamma}$$

où U_0 est la vitesse axiale au centre du tourbillon et U_{inf} est la vitesse axiale loin du cœur tourbillon. a est le rayon de vorticité caractéristique.

On remarque que l'on a toujours $|\mathbf{W0}| < 0.6$. Dans ce cas, le tourbillon de Batchelor est considéré comme stable. Il existe des modes de cœur instables mais leur taux de croissance est si faible *Fabre & Jacquin* (2004) qu'ils ne sont jamais dominants devant l'instabilité elliptique.

Une observation plus en aval, montrerait bien une déstructuration du tourbillon, et non pas un éclatement de celui-ci, qui serait observé pour une prédominance des instabilités elliptiques, comme l'a montré *Roy* (2008).

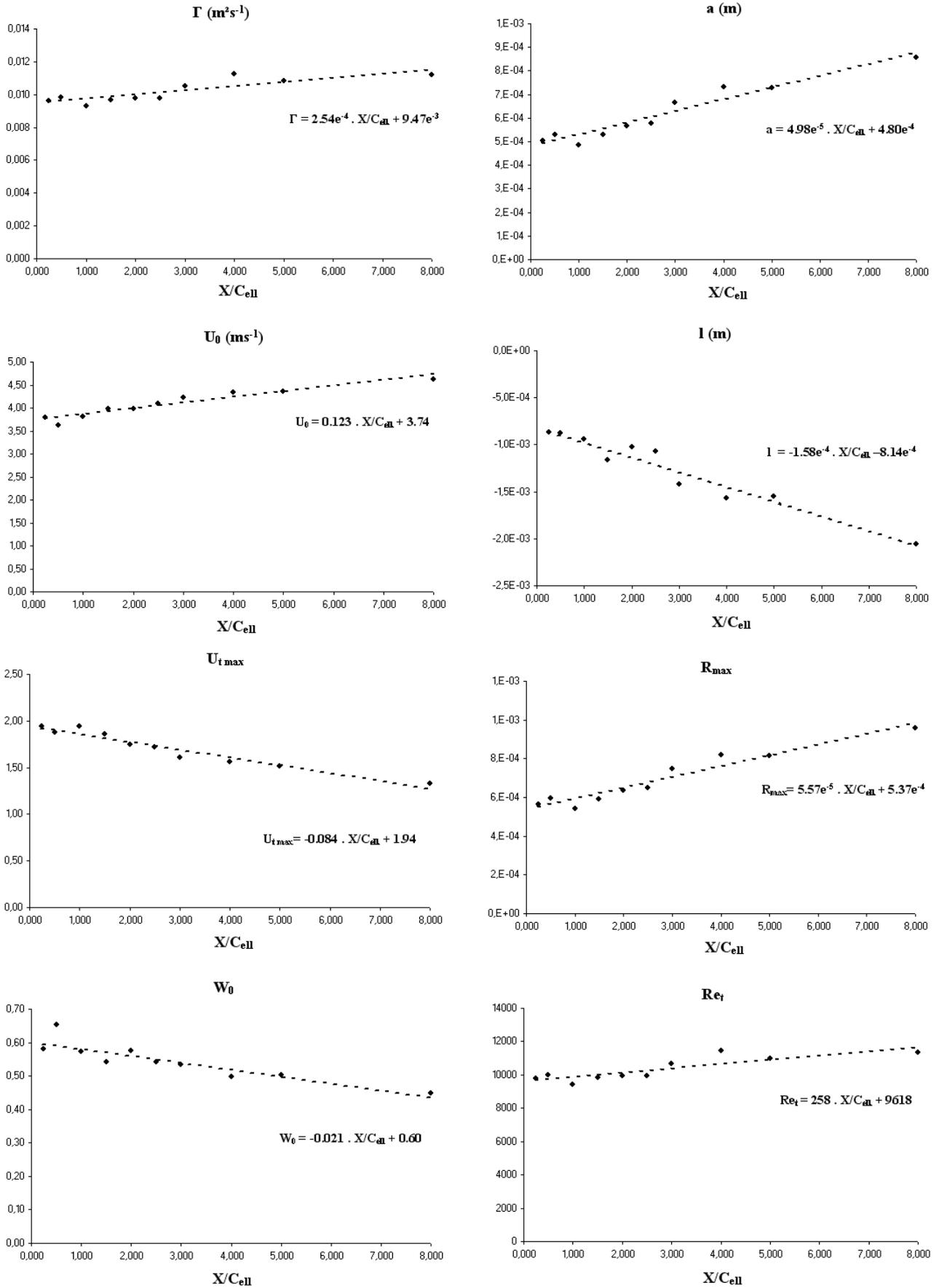


Figure 3.11 : Evolutions des paramètres du tourbillon avec la distance en aval de l'aile
 Γ : Circulation, a : Rayon du cœur visqueux, U_0 : Vitesse axiale au centre du tourbillon, l : Pas d'hélicité
 $U_{t,max}$: Vitesse tangentielle maximale dans le tourbillon, R_{max} : Rayon correspondant à la vitesse tangentielle maximale
 W_0 : Paramètre de vitesse de rotation / vitesse axiale, Re_t : Nombre de Reynolds du tourbillon.
 pour $\alpha=8^\circ$ et $U_{inf}=5.5m/s$ selon le modèle de Batchelor

Références du Chapitre

- Angele K. P., Muhammad-Klingmann B. 2005.** “The effect of streamwise vortices on the turbulence structure of a separating boundary layer”. *European J. Mech. B/Fluids*, 24, 539-554.
- Angele K. P., Grewe F. 2007.** “Instantaneous behaviour of streamwise vortices for turbulent boundary layer separation control”. *Transaction of the ASME*, vol. 129, 226-235.
- Batchelor G. K. 1964.** “Axial flow in trailing line vortices”. *J. Fluid Mech.* 20, 645–658.
- Chigier N. A. & Corsiglia V.R. 1972.** “Wind-tunnel studies of wing wake turbulence”. *J. of Aircraft*, vol. 9, n°12, pp. 820-825.
- Fabre D. 2002.** “Instabilités et instationnarités dans les tourbillons : application aux sillages d’avions”. PhD thesis, ONERA/Université Paris VI.
- Fabre D. & Jacquin L. 2004.** “Short-wave cooperative instabilities in representative aircraft vortices”. *Phys. Fluids* 16, 1366–1378.
- Fabre D. & Jacquin L. 2004.** “Viscous instabilities in trailing vortices at large swirl numbers”. *J. Fluid Mech.* 500, 239–262.
- Fruman D. H., Dugué C., Pauchet A., Cerrutti P., Briançon-Marjollet L. 1992.** “Tip vortex roll-up and cavitation”. 19th Symposium on Naval Hydrodynamics, Seoul.
- Lee H. & Schetz J. A. 1985.** “Experimental results for Reynolds number effects on trailing vortices”. *J. of Aircraft*, vol. 22, n°2, pp. 158-160.
- Lögdeberg O. 2008.** “Turbulent boundary layer separation and control”. Technical Reports from Royal Institute of Technology KTH Mechanics.
- Moore D. W. & Saffeman P. G. 1973.** “Axial flow in laminar trailing vortices”. *Proceedings of the royal Society*, A.333, pp. 225-235.
- Pichon T. 1995.** “Contribution à l’étude de la Cavitation de Tourbillon Marginal”. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes.
- Prandtl L. 1918,** “Tragflügeltheorie”. *Nachr. Ges. Wiss.*, Göttingen, vol. 107 et 451.
- Prandtl L. & Betz A. 1927,** “Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik”. Kaiser-Wilhelm Institut für Strömungsforschung, Göttingen.
- Roy C. 2008.** “Dynamique et stabilité de tourbillons avec écoulement axial”. PhD thesis, Univ. de Provence.

Sullivan R. D. 1959. “A two-cell vortex solution of the Navier–Stokes equations”. *J. Aerosp Sci* 26:767–770

Uberoi M. S. 1979. “Mechanisms of decay of laminar and turbulent vortices”. *J. Fluid Mech.* 90, part 2, pp.241-255.

Velte C. M. 2009. “Characterization of Vortex Generator Induced Flow”. PhD thesis, Fluid Mechanics Department of Mechanical Engineering Technical University of Denmark.

Velte C. M., Hansen M. O. L. and Cavar D. 2008. “Flow analysis of vortex generators on wing sections by stereoscopic particle image velocimetry measurements”. *Enviro. Res. Lett*, 3.

Chapitre 4

Caractérisation de la couche limite

Sommaire

4.1. Configuration d'étude

4.2. Paramètres globaux

- 4.2.1. Coefficients d'effort moyen
- 4.2.2. Fluctuations d'effort
- 4.2.3. Hystérésis au décrochage

4.3. Caractéristiques de la couche limite

- 4.3.1. Grandeurs intégrales et loi de parois
 - a) Grandeurs intégrales
 - b) Facteur de forme
 - c) Loi de parois
 - d) Coefficient de frottement
- 4.3.2. Profils de vitesse tangentielle et discussion sur l'auto-similarité

4.4. Grandeurs turbulentes

Le chapitre précédent nous a permis de caractériser précisément le tourbillon que nous allons venir mettre en interaction avec le profil aval. Ce chapitre, quant à lui va nous permettre de spécifier les caractéristiques de la couche limite se développant sur le profil aval seul. En effet, une bonne connaissance de cette couche limite est nécessaire à la compréhension des mécanismes sous jacent à l'interaction étudiée dans les chapitre suivants.

4.1. Configuration d'étude

La caractérisation de la couche limite sur le profil aval bidimensionnel NACA0015 a été réalisée à l'aide de mesures LDV (cf. 2.3.2) suivant des normales au profil en milieu d'envergure et suivant toute la longueur de corde. Ce chapitre contient les résultats obtenus pour les différentes incidences 5° , 10° , 15° pour une vitesse de 5.56 m/s correspondant à un nombre de Reynolds de $5 \cdot 10^5$.

Une partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des paramètres d'efforts globaux et fluctuants ainsi qu'aux profils de vitesse dans le sillage du profil.

On s'attardera ensuite à caractériser les grandeurs intégrales à partir des profils moyens de vitesse. Les paramètres de forme de la couche limite tels que les épaisseurs de couche limite, de déplacement, de quantité de mouvement, le facteur de forme seront discutés ainsi que la détermination du coefficient de frottement. Les profils de vitesses adimensionnelles $U^+=f(y^+)$ seront présentés ainsi que les quantités turbulentes en couche limite.

4.2. Paramètre globaux

Les efforts ont été mesurés pour des incidences du profil NACA0015 allant de -17° à 23° hors interaction. Les coefficients de portance, de traînée ainsi que les fluctuations d'efforts sont présentés ainsi qu'une analyse du phénomène d'hystérésis au décrochage statique.

4.2.1. Coefficients d'effort moyen

Les coefficients C_L , C_D sont mesurés par la balance hydrodynamique selon la procédure décrite au chapitre 2.3.1. Les C_L , C_D présentés dans ce paragraphe sont corrigés de l'effet du blocage solide induit par le confinement de la veine d'essai fermée selon la méthode simplifiée de Barlow et al. (cf. § 2.3.1).

Coefficient de Portance

La distribution du coefficient de portance est tracée, Figure 4.1. La figure représente un cycle complet d'excursion en incidence correspondant à une augmentation de l'angle jusqu'à la valeur du décrochage et ensuite une diminution de cet angle jusqu'à une valeur négative de celui-ci. On constate qu'à faible incidence, la loi $C_L(\alpha)$ présente une zone classique de progression quasi-linéaire. La courbe quitte la zone linéaire vers $\alpha = 8^\circ$, les valeurs d'effort augmentant jusqu'à $\alpha = 15^\circ$ ceci correspondant au début de la zone d'hystérésis. Le décrochage intervenant pour $\alpha = 19^\circ \pm 1$.

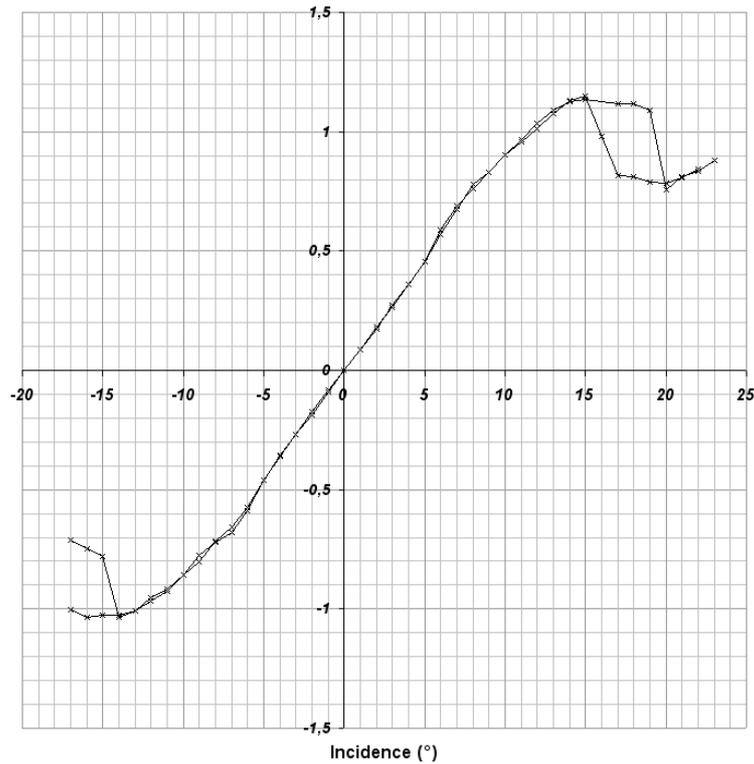


Figure 4.1 : Coefficient de portance mesuré à $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et corrigé des effets de confinement.

Coefficient de traînée

La Figure 4.2 présente la courbe du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence. La valeur de ce coefficient à incidence nulle est égale à **0,015** et l'évolution à faible incidence est classique (au carré de l'incidence) présentant un léger défaut de symétrie. On observe le même comportement hystérétique au décrochage statique.

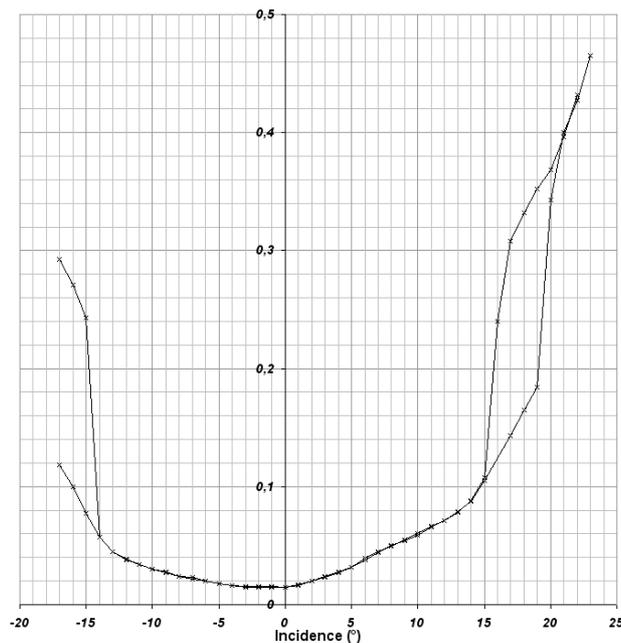


Figure 4.2 : Coefficient de traînée expérimental mesuré à $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et corrigé des effets de confinement.

4.2.2. Fluctuations d'effort

Les fluctuations sont présentées figure 4.3 et 4.4 sous la forme des écarts types des coefficients d'efforts instantanés $\text{std}(C_f(t))$ calculés à partir de 57000 mesures des efforts $\mathbf{F}(t)$.

$$C_f(t) = \frac{F(t)}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot S \cdot U_{ref}^2}$$

$$\text{Std}(C_f(t)) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N (C_{f(i)} - \bar{C}_f)^2}$$

On constate une augmentation globale des fluctuations de coefficient de portance et de traînée avec l'incidence. Dans la zone d'hystérésis on note un niveau de fluctuations plus important à l'état décroché (incidence décroissante). On constate également un rapport 10 entre les niveaux de fluctuations de portance et de traînée. Concernant la phase d'hystérésis, l'amplitude des augmentations de fluctuations de portance et de traînée est multipliée par 3 à l'état décroché.

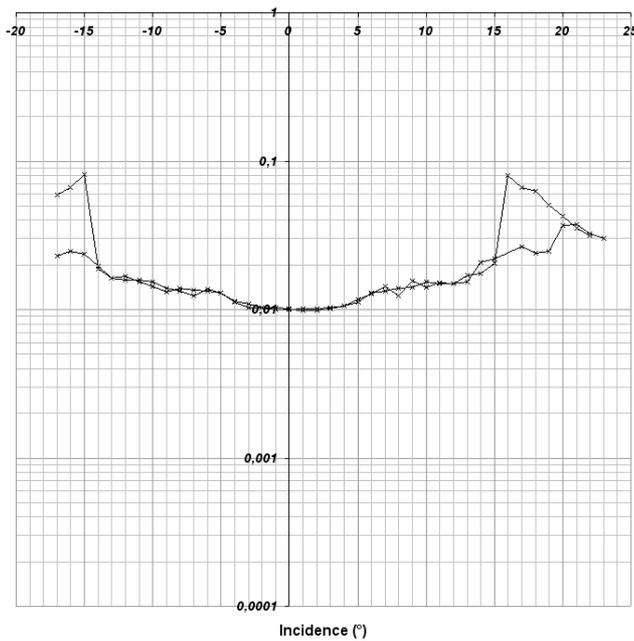


Figure 4.3 : Fluctuations du coefficient de portance.
 $Re=0,5 \cdot 10^6$. Blocage solide corrigé.

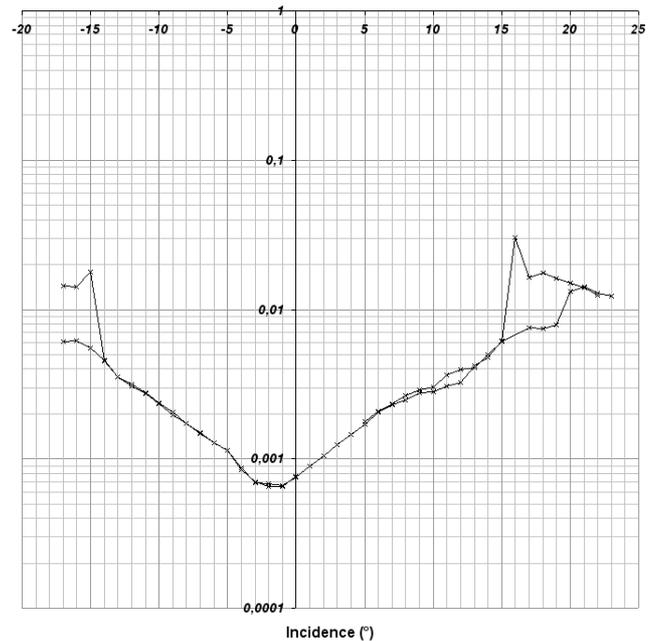


Figure 4.4 : Fluctuations du coefficient de traînée.
 $Re=0,5 \cdot 10^6$. Blocage solide corrigé.

4.2.3. Hystérésis au décrochage

Le phénomène d'hystérésis sur ce profil a été décrit par *Sarrafi et al.* (2010) dans le cadre d'une étude précédente dans les mêmes conditions d'écoulement et correspond à un état I de couche limite partiellement décollée et un état II après décrochage. Ces deux états sont caractérisés par les niveaux haut et bas de portance sur le profil. L'état II correspond à un établissement de l'instabilité de von Karman ($St=0.2$) et l'augmentation des fluctuations à un

réalignement tourbillonnaire dans le sillage. Ce réalignement est associé à un transport longitudinal et vertical du tourbillon de bord de fuite ainsi qu'à une production d'agitation turbulente dans le sillage du profil. Ces augmentations de fluctuation d'effort sont intimement liées à une augmentation des amplitudes d'oscillation du point de décollement sur le profil.

Les Figures 4.5 et 4.6 montrent simplement un zoom des boucles d'hystérésis qui apparaissent sur les coefficients de portance et de traînée moyen. Sur les Figures 4.7 et 4.8 sont tracées la boucle suivie par les fluctuations des coefficients de portance et de traînée. Une description plus précise de ce phénomène est décrite dans l'annexe 1.

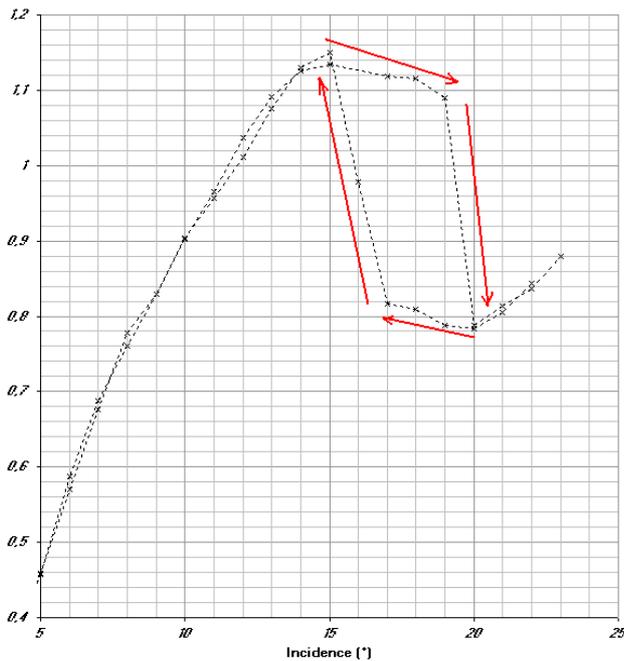


Figure 4.5 : Boucle d'hystérésis sur le coefficient de portance. $Re = 0,5 \cdot 10^6$.

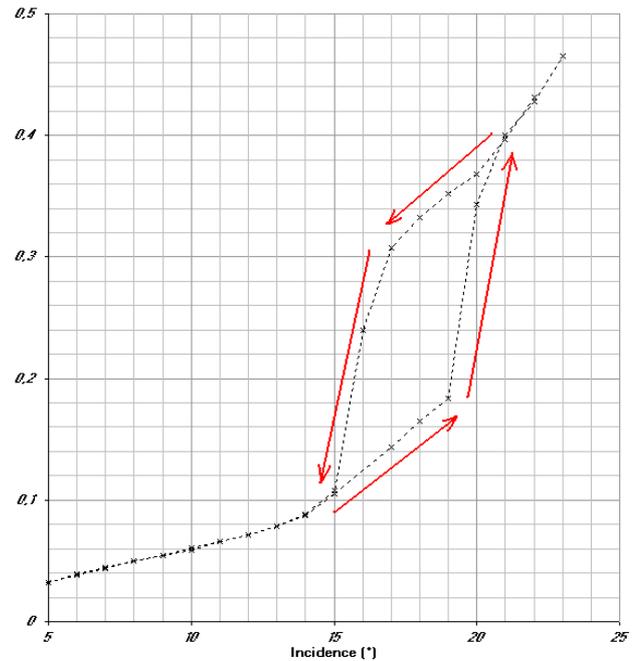


Figure 4.6 : Boucle d'hystérésis sur le coefficient de traînée. $Re = 0,5 \cdot 10^6$.

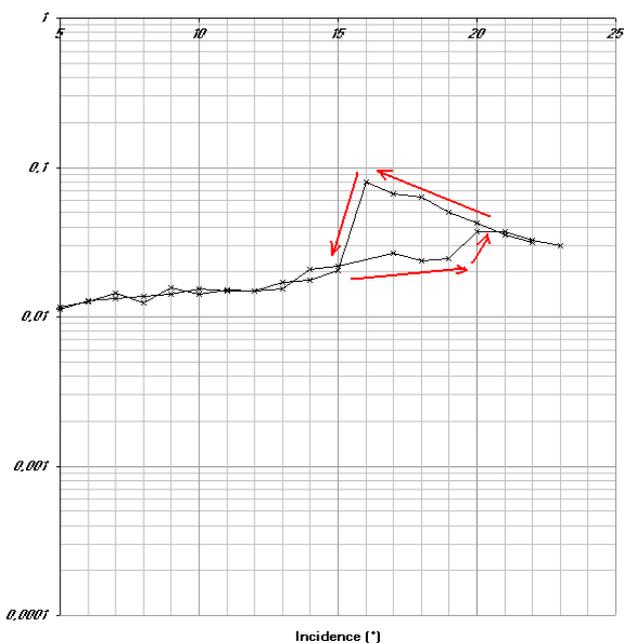


Figure 4.7 : Boucle d'hystérésis sur les fluctuations du coefficient de portance. $Re = 0,5 \cdot 10^6$.

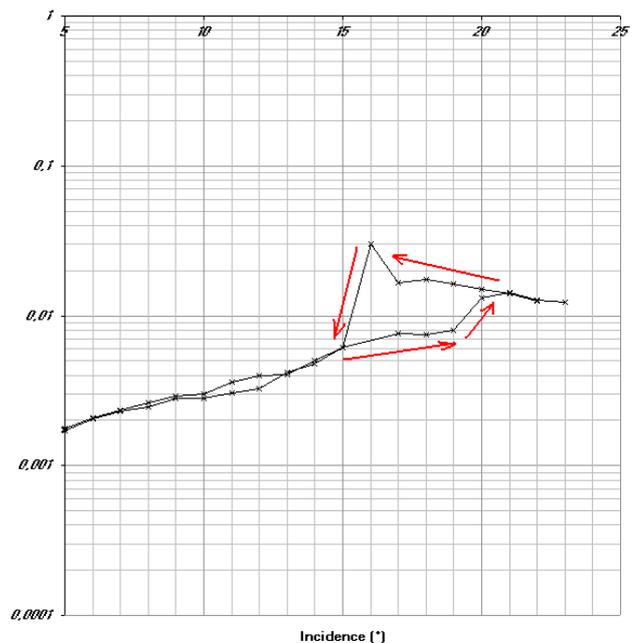


Figure 4.8 : Boucle d'hystérésis sur les fluctuations du coefficient de traînée. $Re = 0,5 \cdot 10^6$.

4.3. Caractéristiques de la couche limite

Les différentes mesures réalisées en LDV, nous ont permis d'obtenir les composantes tangentielle $u_t(\mathbf{y},t)$ et normale $u_n(\mathbf{y},t)$ sur des normales à la paroi pour différentes positions le long de l'extrados du profil pour les incidences 5° , 10° et 15° . Cette technique de mesure ne permet pas d'obtenir la troisième composante de la vitesse. De part la géométrie du profil, l'hypothèse de l'écoulement bidimensionnel en moyenne peut être faite. Celle-ci a été vérifiée (Dupont (1995), Aubertine et Eaton (2005)) et sera confirmée avec les mesures de PIV 2D-3C des chapitres suivants. On montre à titre d'exemple (Figure 4.9) un profil de vitesse tangentielle et normale en couche limite.

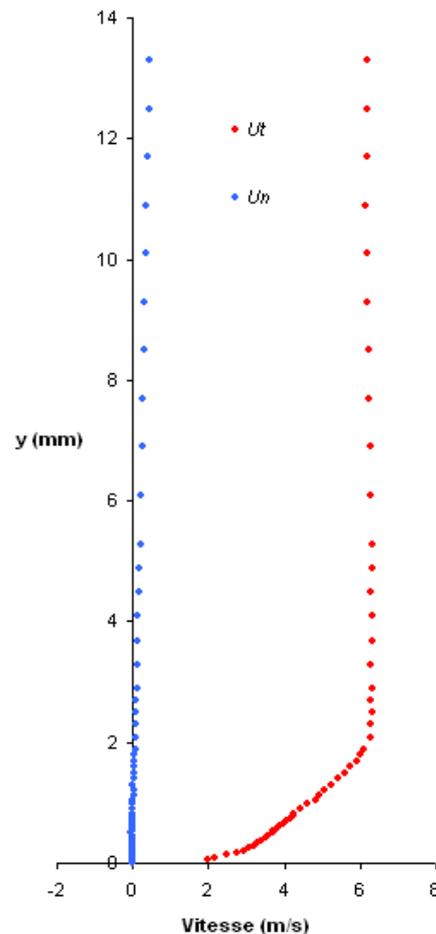


Figure 4.9 : Exemple de profil de vitesse, normale et tangentielle, issue de la mesure LDV.
Incidence 10° , $X/C=0.5$, configuration sans tourbillon.

4.3.1. Grandeurs intégrales et loi de parois

a) Grandeurs intégrales

La couche limite est caractérisée par l'utilisation de grandeurs dites intégrales déduites des profils de vitesse tangentielle. Nous allons faire un inventaire de ces quantités en vue de leur discussion dans le cadre de notre étude. Ces différentes quantités sont obtenues par intégration des profils de vitesse moyenne entre la paroi et l'infini.

L'épaisseur de couche limite δ est déterminée de façon arbitraire pour $u / U_e = 0,99$. L'épaisseur de déplacement δ_1 se calcule à partir de l'expression suivante :

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

Et l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 ou θ par :

$$\delta_2 = \theta = \int_0^{\infty} \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy$$

Ces quantités correspondent au déplacement qu'il faudrait appliquer à la paroi pour maintenir constant respectivement les débits de masse et de quantité de mouvement.

Concernant nos mesures, ces quantités ont été déterminées par intégration jusqu'à la valeur maximale de la vitesse tangentielle mesurée sur le profil (Twaites 1987). La méthode d'intégration utilisée est la méthode des trapèzes. L'incertitude sur ces valeurs intégrales est surtout fonction du régime d'écoulement, en effet, l'incertitude calculée est légèrement plus élevée pour les profils de vitesse laminaires, on relève une incertitude relative minimum de 0,4% et maximum de 1,4% sur δ_1 , et de 0,9% et 3,5% pour δ_2 . L'incertitude relative de δ étant comprise entre 4% et 5,2%.

Les Figures 4.10 à 4.12 montrent, respectivement les épaisseurs adimensionnelles δ/C , δ_1/C et δ_2/C pour les incidences de 5° et 10° . Par un souci de clarté de lecture, ces mêmes épaisseurs sont tracées indépendamment pour l'incidence 15° sur les Figures 4.13 à 4.15.

De manière générale, sur ce type de profil on note que les épaisseurs de couche limite sont relativement faibles : 2 mm d'épaisseur au bord de fuite pour l'incidence la plus faible, et qu'elles augmentent avec l'incidence ainsi qu'avec la distance au bord d'attaque. Compte tenu des faibles valeurs des épaisseurs, le nombre de points de mesure dans la couche limite, en particulier au voisinage du bord d'attaque reste faible (une dizaine de points pour le profil à $X/C=0,05$). A l'incidence correspondant à l'amorce du phénomène d'hystérésis (15°) l'épaisseur de couche limite atteint une valeur proche de celle du décollement. Les grandeurs intégrales n'ont plus de sens physique à cette incidence mais leur quantification nous permettra de mieux analyser l'influence du tourbillon à l'hystérésis et de voir un recollement éventuel de la couche limite.

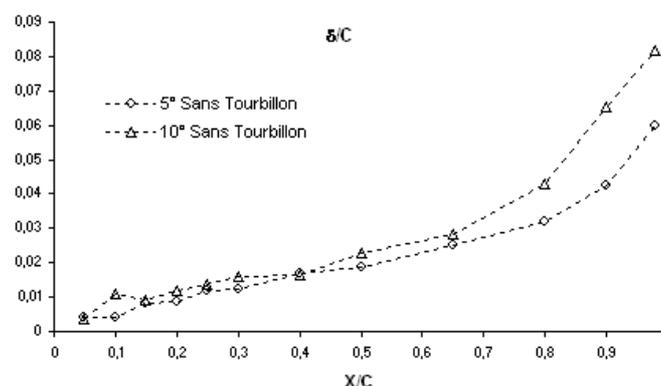


Figure 4.10 : Epaisseur de couche limite δ/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0,5 \cdot 10^6$ Pour les incidences 5° et 10° .

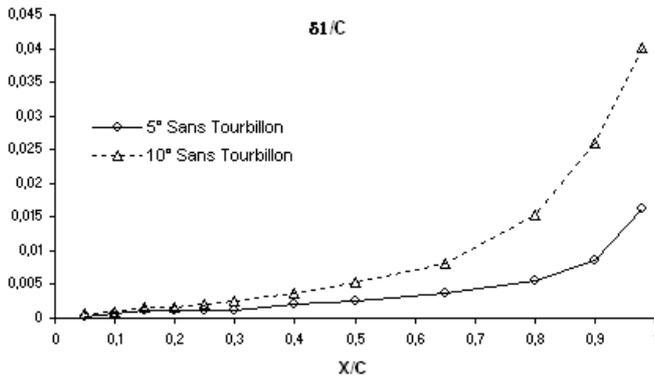


Figure 4.11 : Epaisseur de couche limite δ_1/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour les incidences 5° et 10°.

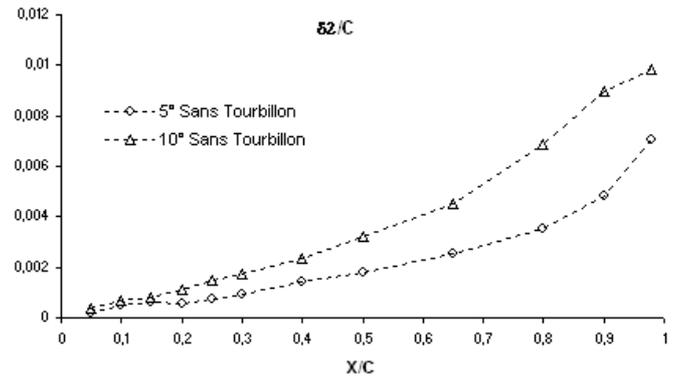


Figure 4.12 : Epaisseur de couche limite δ_2/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour les incidences 5° et 10°.

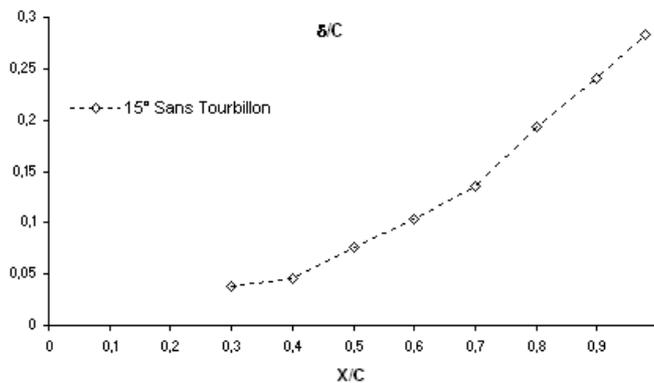


Figure 4.13 : Epaisseur de couche limite δ/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour l'incidence 15°.

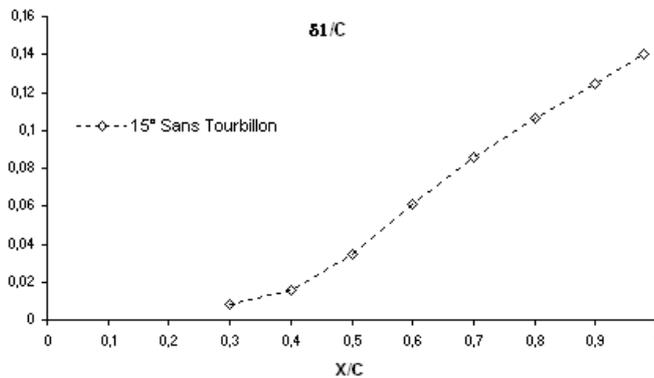


Figure 4.14 : Epaisseur de couche limite δ_1/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour l'incidence 15°.

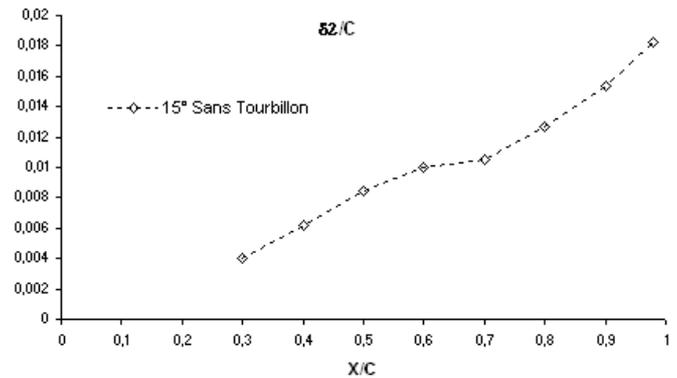


Figure 4.15 : Epaisseur de couche limite δ_2/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour l'incidence 15°.

b) Facteur de forme

Le facteur de forme H_{12} permet de quantifier l'état de couche limite en particulier, le point de transition laminaire/turbulent ainsi que le décollement. Il se définit à partir des épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement de la manière suivante :

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}$$

On utilise dans cette étude le paramètre h défini par *Kline* (1983) qui permet en plus de la distinction des zones laminaires et turbulentes, de caractériser des décollements naissants et pleinement développés. Ce paramètre est défini par :

$$h = \frac{H_{12} - 1}{H_{12}}$$

Les couches limites qui se développent en l'absence de gradient de pression (sur plaque plane) sont théoriquement caractérisées par des valeurs de H_{12} stabilisées à environ **2.6** en régime laminaire et **1.4** en régime turbulent, correspondant ainsi à des valeurs de h respectivement égales à **0.62** et **0.29**. Les seuils de décollement des couches limites laminaires et turbulentes ont des H_{12} égaux à **3.5** et **2.3** correspondent quant à eux à des valeurs de $h =$ **0.71** et **0.57** (*Cousteix* (1988) et *Bradshaw* (1967)). *Kline* propose, pour caractériser le décollement deux valeurs limites de h telles que :

$h \geq 0.63$: décollement naissant ($H_{12} \geq 2.7$)

$h \geq 0.75$: décollement complet ($H_{12} \geq 4$)

Les incertitudes sur ces grandeurs sont calculées par calcul différentiel, et donnent des écarts allant de 1% à 3,7% pour H_{12} , et de 0,3% à 5% pour h . La Figure 4.16 montre le facteur de forme h en fonction de la distance au bord d'attaque x/c pour les incidences de 5°, 10° et 15°.

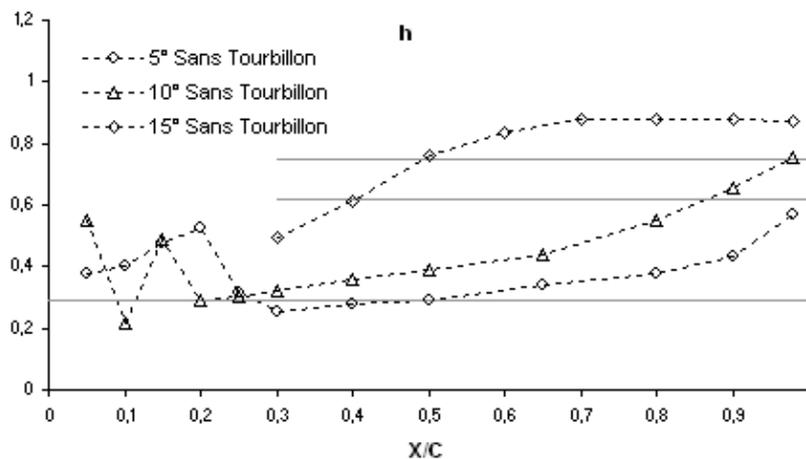


Figure 4.16 : Facteur de forme h mesuré sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ Pour les incidences 5°, 10° et 15°.

A 5° et 10° d'incidence, la transition se situe respectivement à $X/C = 0.2$ et 0.1 . La valeur du paramètre h caractérisant une limite de décollement au bord de fuite est atteinte pour 10° d'incidence. En revanche, à 15° la valeur de seuil de décollement naissant est atteinte dès $X/C = 0.4$ et celle du décollement total pour $X/C = 0.45$. On rappelle que cette incidence correspond à celle du début de la zone d'hystérésis et que dans ce cas présent les mesures de vitesse ont été réalisées en état I (partiellement décollé). Ces évolutions des couches limites avec l'incidence sont principalement dues au gradient de pression défavorable qui est accentué aux fortes incidences.

c) *Loi de parois*

Le paramètre de forme a permis de mettre en évidence l'aspect turbulent de la couche limite très près du bord d'attaque et pour les faibles incidences une valeur quasi-constante de ce paramètre voisine de celle observée sur plaque plane. De ce fait, les profils de vitesse en fonction de la distance au bord d'attaque sont analysés en utilisant les paramètres de paroi pour caractériser la sous-couche visqueuse, la zone logarithmique et la zone de sillage de la couche limite ou zone d'intermittence de frontière (*Schlichting* 1979).

Les vitesses sont adimensionnées à partir du paramètre local U_τ appelé vitesse de frottement et défini par l'équation :

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} = U_e \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad \text{avec } \tau_p = \mu \left. \frac{d\bar{u}}{dy} \right|_{y=0}$$

où τ_p est la contrainte pariétale, ρ la masse volumique, C_f le coefficient de frottement à la paroi et μ la viscosité dynamique.

Les distances à la paroi sont adimensionnées à la manière d'un nombre de Reynolds basé sur U_τ . Les variables dites internes respectivement U^+ et y^+ sont définies par :

$$U^+ = \frac{\bar{u}}{U_\tau} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y \cdot U_\tau}{\nu}$$

Les profils de vitesses tangentielles en « adimensionnalisation » interne présentent généralement une zone d'évolution logarithmique qui raccorde deux zones régies par des phénomènes physiques différents. L'existence de la loi logarithmique a été montrée par *Millikan* par l'hypothèse de validité simultanée de la loi de paroi et de la loi déficitaire. Dans la zone de proximité immédiate de la paroi où l'écoulement est quasiment rampant, la progression des vitesses moyennes est linéaire :

$$U^+ = y^+$$

Les longueurs de références caractéristiques des zones internes et externes sont respectivement ν / U_τ et δ . Elles respectent la relation $\nu / U_\tau \ll y \ll \delta$ dans la zone logarithmique.

La justification théorique est établie par la méthode des développements asymptotiques raccordés (*Cousteix* 1988). Dans la zone logarithmique, les profils de vitesses obéissent à l'équation :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B$$

Dont l'universalité des constantes dites (κ et B) est reconnue unanimement sur plaque plane sans gradient de pression. Dans de nombreux autres cas, l'universalité de l'équation est souvent prise comme hypothèse, parfois sans doute un peu rapidement, notamment en présence de gradients de pression et/ou de parois courbes où le caractère universel des constantes est moins systématique (*Sarraf* 2007). *Bushmann & Gad-el-Hak* (2003) font état des débats qui ont récemment eu lieu autour de ces lois de paroi.

Les constantes de von Kármán recensées par *Thwaites* sont proches de $\kappa = 0,41$ et $B = 5$. Par commodité le coefficient logarithmique est présenté ici sous la forme du logarithme décimal noté A :

$$A = \frac{\ln(10)}{\kappa} = 5.7$$

Pour déterminer A expérimentalement il est nécessaire de connaître la vitesse de frottement U_τ et donc le coefficient de frottement local C_f .

d) Coefficient de frottement

Plusieurs méthodes de détermination de C_f à partir de résultats expérimentaux existent. Elles sont listées non exhaustivement :

- Par mesure directe (*Ludwig* 1950, *Tanner* 1977).
- Calculés à partir de l'équation intégrale de quantité de mouvement (*Klebanoff & Diehl* 1955 et *Clauser* 1954). Concernant l'usage de cette équation, *Coles* (1956) remarque que dans le cas d'écoulements à gradients de pression positif elle produit généralement des valeurs de τ_p qui augmentent à l'approche du décollement ce qui est contraire à ce qui est intuitivement attendu.
- Les C_f sont aussi déduit de l'hypothèse d'universalité des coefficients de la loi de paroi (*Clauser, Coles*).
- Les C_f sont obtenus aussi par extrapolation des mesures des tensions turbulentes (tensions de Reynolds $\overline{u'v'}$) méthode rappelée par *Thwaites* (1987).
- Enfin les C_f sont obtenus par la méthode de *Ludwig et Tillmann* (1950) qui est utilisée dans cette étude.

Corrélation de Ludwig et Tillmann:

Les auteurs proposent une évaluation du coefficient de frottement à partir d'une loi à deux paramètres, en l'occurrence le facteur de forme H_{12} et le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement Re_θ .

$$C_f = 0.246 \cdot 10^{-0.678 H_{12}} Re_\theta^{-0.268}$$

Cette relation découle de développements théoriques sur la loi de paroi. Les auteurs ont ajusté les coefficients de la relation initiale pour retrouver aux mieux les C_f expérimentaux. Ces coefficients C_f sont mesurés directement en conduites de section rectangulaire dont la convergence et la divergence sont obtenues par inclinaison de la plaque de toit de veine. Pour mesurer les contraintes de cisaillement les auteurs utilisent la technique expérimentale développée par *Ludwig* basée sur le transfert de chaleur. L'instrument de mesure est calibré dans l'installation en configuration plaque plane où le coefficient C_f ne dépend que du nombre de Reynolds. *Clauser* (1954) parmi de nombreux auteurs utilise la relation de *Ludwig et Tillmann* sur des profils portants où agissent des gradients de pression. La méthode de *Ludwig et Tillmann* est reconnue pour être la méthode indirecte la plus fiable en présence de gradients de pression (*Thwaites*).

La Figure 4.17 montre le coefficient de frottement pour les incidences de 5° , 10° et 15° .

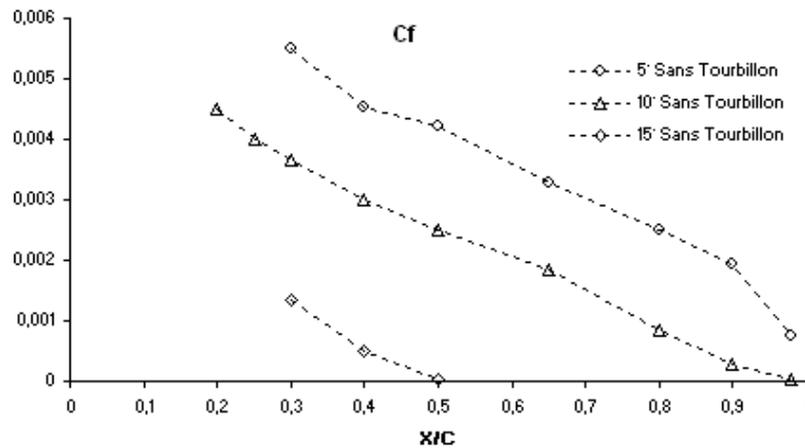


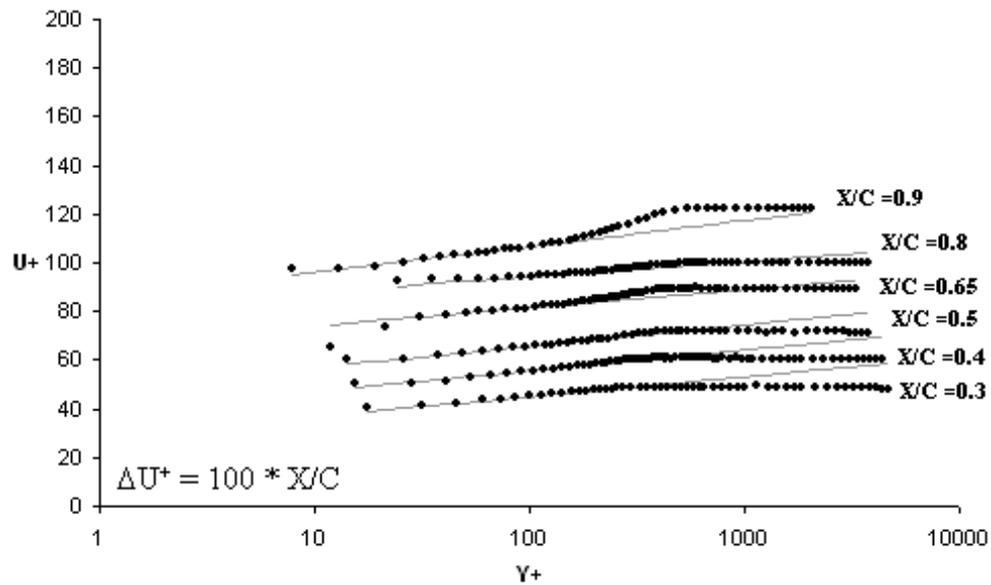
Figure 4.17 : Coefficient de frottement mesuré sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ Pour les incidences 5°, 10° et 15°.

On note sur cette figure, une évolution du coefficient de frottement classique correspondant à une diminution de celui-ci quand l'incidence augmente. Le décollement pouvant être caractérisé par une annulation du coefficient de frottement. A 15° d'incidence, seuls trois positions permettent la caractérisation de ce coefficient avant le décollement de la couche limite.

4.3.2. Profils de vitesse tangentielle et discussion sur l'auto-similarité

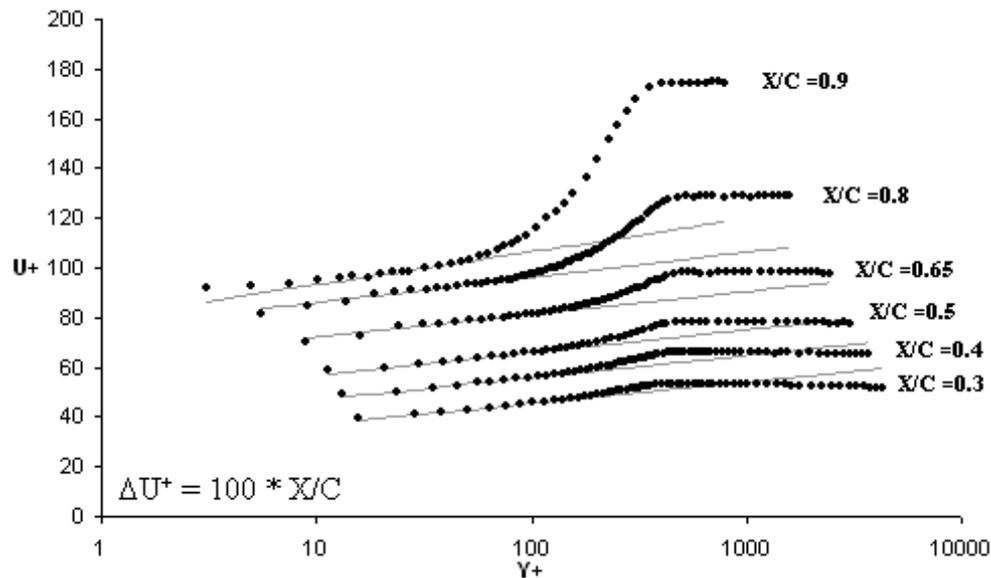
Les Figures 4.18 et 4.19 présentent respectivement les résultats obtenus pour les incidences 5° et 10° et ce pour différentes positions x/c sur le profil, valeurs pour lesquelles la zone logarithmique est identifiable. Un tableau récapitulatif accompagne ces figures et donne les différentes grandeurs caractéristiques de couche limite turbulente. Les profils de vitesse adimensionnés en loi de paroi montrent deux zones bien identifiées : la zone logarithmique et la zone de sillage. On peut noter que pour chaque incidence, on observe une augmentation de la pente A (qui n'atteint pas une valeur universelle de 5.7) avec la position au bord d'attaque. La zone de sillage devient également prépondérante en fonction des mêmes paramètres traduisant en fait les effets de gradient de pression adverse non négligeables.

Pour les faibles incidences 5 et 10°, la zone logarithmique s'étend de $y^+=25$ à 200 quelle que soit la position sur le profil. Ces limites correspondent en ordre de grandeur à celles obtenues en couche limite de plaque plane.



X/C	U_e	Re_0	h	$Cf (10^{-3})$	A
0.05	7.94	160	0.38	-	-
0.1	7.63	367	0.40	-	-
0.2	7.09	413	0.53	-	-
0.3	6.62	605	0.25	5.49	-
0.4	6.44	941	0.28	4.53	8.53
0.5	6.11	1096	0.29	4.21	8.74
0.65	5.76	1475	0.34	3.28	7.43
0.8	5.34	1212	0.22	2.96	6.28
0.9	4.98	2438	0.43	1.95	10.66
0.98	4.75	3387	0.57	0.74	23.75

Figure 4. 18 : Profil de vitesse tangentielle sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ à 5° d'incidence.
Tableau récapitulatif des grandeurs caractéristiques à 5° .



X/C	U_e	Re_θ	h	$C_f (10^{-3})$	A
0.05	9.41	341	0.55	-	-
0.1	8.49	570	0.22	-	-
0.2	7.66	851	0.29	4.49	9.89
0.3	7.19	1253	0.32	3.67	8.58
0.4	6.65	1597	0.36	3.00	8.89
0.5	6.30	2052	0.39	2.50	9.04
0.65	5.75	2607	0.44	1.84	9.19
0.8	5.36	3852	0.55	0.84	10.07
0.9	5.10	4682	0.65	0.28	13.30
0.98	4.98	4927	0.76	0.42	20.75

Figure 4. 19 : Profil de vitesse tangentielle sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ à 10° d'incidence.
Tableau récapitulatif des grandeurs caractéristiques à 10° .

Correction des effets de gradient de pression :

Si la théorie des développements asymptotiques raccordés permet de justifier l'existence de la zone logarithmique, seule l'expérience a montré l'universalité de la constante κ . Dans de très nombreuses expériences rapportées de la littérature, le coefficient de frottement et/ou la distance à la paroi ne sont pas directement évalués et les auteurs utilisent l'hypothèse d'universalité de la constante de von Kármán pour déterminer la grandeur non évaluée. Clauser (1954) pour son impressionnant travail sur les couches limites ralenties détermine le coefficient de frottement à partir des constantes universelles. DeGraff et Eaton, qui mesurent avec une grande précision la sous couche visqueuse, utilisent cependant aussi les coefficients universels de von Kármán pour déterminer les coefficients de frottement. East et Sawyer, dont l'article fait souvent référence en écoulement fortement ralenti, font appel aux coefficients universels pour déterminer les coefficients C_f . Ils vérifient les valeurs de coefficient par une extrapolation de la contrainte turbulente depuis parfois $y/\delta=0.1$, position située largement à l'extrémité de la zone tampon ou dans la zone logarithmique. Même Ludwig et Tillmann trouvent que sur paroi lisse en présence de gradients de pression les distributions de vitesses moyennes s'ajustent sur la courbe universelle :

$$\bar{u}/U\tau=5.6*\log(yU\tau/\nu)+4,9.$$

En définitive, les coefficients de frottement mesurés et calculés sont cohérents entre eux et sont quantitativement équivalents à ceux de la littérature. Les échelles de longueur des zones internes et externes sont distinctes et les distributions présentent des zones interpolables par une loi logarithmique dont les coefficients sont notablement différents de ceux obtenus en utilisant la constante κ . D'autre part, comme il sera montré plus loin dans ce document, les évolutions des quantités turbulentes présentent un caractère similaire à celui rencontré en zone logarithmique, c'est pourquoi, il faut tenir compte (en plus de la valeur du coefficient de frottement) des effets de gradients de pression adverses comme l'a fait *Mellor* (1966) dans son travail de 1966. Il montre que tant que les gradients de pression sont faibles, une zone logarithmique peut être identifiée. En présence de gradient de pression adverse plus intense, les profils de vitesse se redressent en s'éloignant de la loi de paroi et finissent par perdre leur caractère logarithmique. A titre indicatif, la Figure 4.20, ci-dessous montre l'évolution de la pente de la zone logarithmique pour les deux incidences considérées en fonction de la position au bord de fuite du profil.

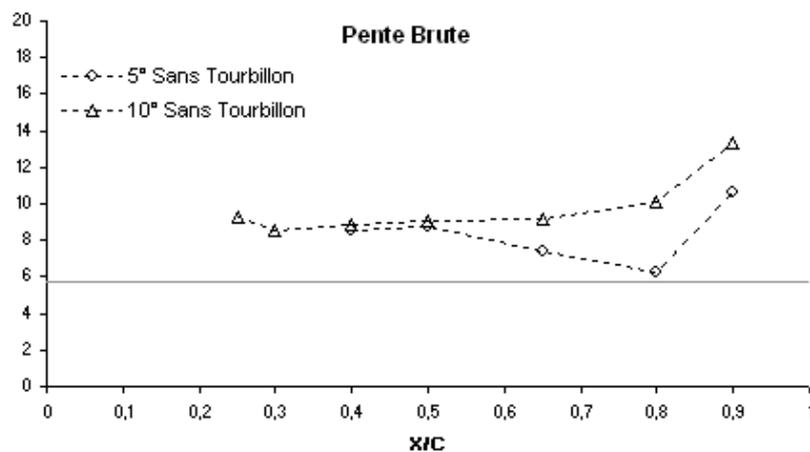


Figure 4. 20 : Evolution de la pente de la zone logarithmique sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10°.

(le trait gris correspondant à la valeur « classique » de la pente sur plaque plane 5.7)

Mellor fait l'hypothèse que la contrainte de cisaillement qui va influencer la zone de raccordement peut être approximée dans la sous couche visqueuse et au moins dans une partie de la zone tampon par :

$$\frac{\tau}{\rho} = U_{\tau}^2 + P \cdot y \quad \text{avec} \quad P = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$$

Cette équation correspond à celle de Prandtl dans laquelle les termes d'inertie ont été négligés. Quand le paramètre $\alpha_M = \nu P / U_{\tau}^3$ est petit, les distributions de vitesse ressemblent à celle de la loi de paroi, les distributions de vitesse présentent une zone logarithmique et tendent vers la loi universelle quand $\alpha_M \rightarrow 0$. Quand α_M est grand les distributions s'apparentent à la loi demi-puissance de *Stratford* (1959). Le paramètre de *Mellor* est représenté Figure 4.21 pour les incidences 5° et 10°. Dans la solution proposée *Mellor* isole la partie correspondant à la zone de paroi :

$$U^+ = U_{\nu}^+ + \frac{2}{\kappa} \left[\left(1 + \alpha_M y^+ \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] + \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{4 \left(1 + \alpha_M y^+ \right)^{\frac{1}{2}} - 1}{\alpha_M \left(1 + \alpha_M y^+ \right)^{\frac{1}{2}} + 1} \right]$$

où le terme U_v^+ s'apparente à la constante B . *Mellor* présente comme seuil entre les comportements de type loi de paroi et loi demi puissance une valeur de α_M restant petite devant 1.

Sarra (2006) a testé la détermination de la zone logarithmique par la relation de *Mellor* sur les couches limites du profil NACA0015 à 5° et 10° . Il conclut que la relation de *Mellor* prévoit des pentes de la zone logarithmique en bon accord avec l'expérience quand les zones de sillage ne sont pas développées, la relation donne de moins bons résultats.

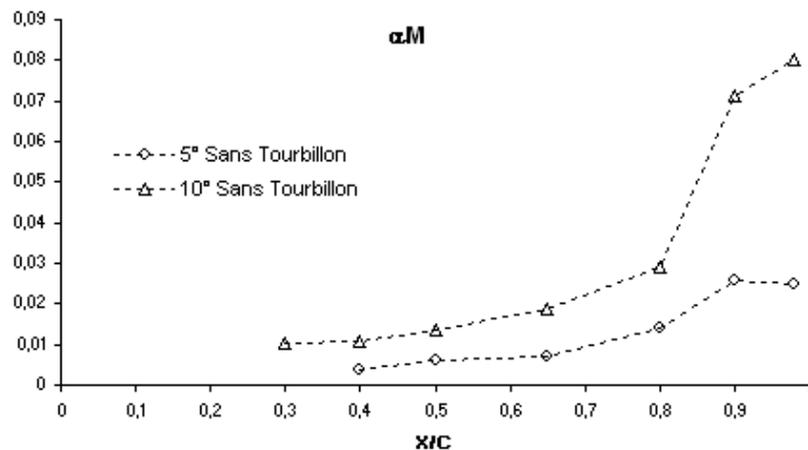


Figure 4. 21 : Evolution du paramètre de Mellor α_M sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° .

La Figure 4.22 ci-dessous montre les évolutions des pentes modifiées par la correction de *Mellor*. On note que l'on retrouve les valeurs expérimentales des pentes en mettant en œuvre cette correction. On constate un regroupement des valeurs de pente quelque soit l'incidence considérée et la position sur le profil et donc quelque soit le gradient de pression. Ce regroupement donne une apparente universalité qui nous sera nécessaire pour l'analyse de la couche limite en présence du tourbillon longitudinal amont.

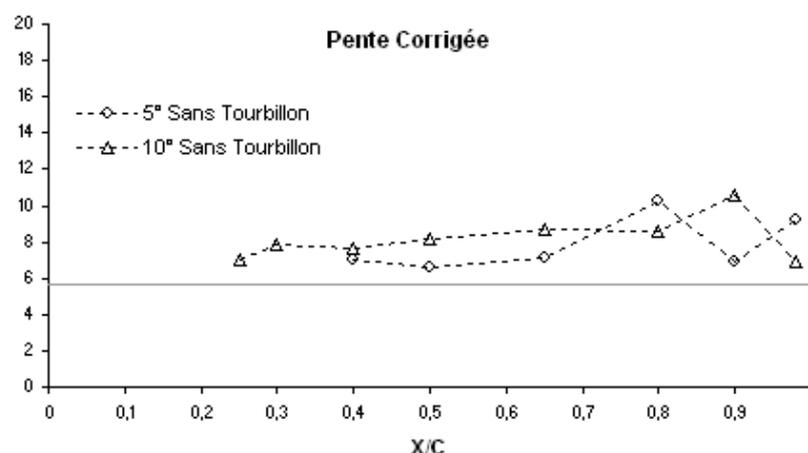


Figure 4. 22 : Evolution de la pente de la zone logarithmique avec et sans correction de Mellor sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° . (le trait gris correspondant à la valeur « classique » de la pente sur plaque plane 5.7)

Etude de la zone de sillage :

Coles (1956) étend les lois de vitesses à la zone de sillage en s'appuyant sur l'existence de la région logarithmique et en introduisant la fonction de sillage $\omega(\eta)$ pondérée par le paramètre d'intensité de sillage Π . Sous sa forme composite, la représentation complète du profil de vitesse est exprimée par l'équation :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C + \frac{\Pi}{\kappa} \omega(\eta) \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{y}{\delta} \quad \text{et} \quad \omega = 1 - \cos(\pi\eta)$$

Si en écoulement de plaque plane sans gradient de pression le paramètre d'intensité de sillage Π est une constante universelle à **0,55** (*Coles*), dans le cas général il dépend du nombre de Reynolds (*Coles*) et surtout du gradient de pression tout comme la valeur de C .

Le paramètre Π des sillages est déterminé par la méthode de *Coles* utilisée par *Perry et al* (1994). La méthode consiste à mesurer la déviation maximale ΔU^+ entre la zone logarithmique et une parallèle tangente à la distribution de vitesse dans la zone de sillage et à déterminer Π par la relation :

$$\Delta U^+ = \frac{2\Pi}{\kappa}$$

Les valeurs mesurées de Π sont tracées sur la Figure 4.23 pour les incidences de 5° et 10° . En effet, pour 15° l'écoulement étant décollé, celui-ci n'a pas de sens. On constate que les valeurs de ce paramètre sont prépondérantes lorsque l'incidence augmente et près du bord de fuite, traduisant de ce fait l'influence du gradient de pression sur la loi de sillage et donc sur la forme de la zone d'intermittence de frontière de la couche limite.

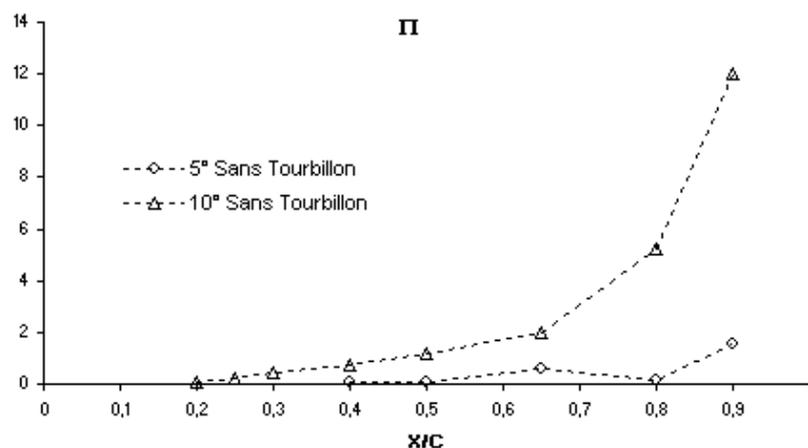


Figure 4. 23 : Evolution du paramètre de sillage Π sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° .

Couplage des effets de sillage et de gradient de pression :

On peut également caractériser la couche limite turbulente à l'aide d'un facteur de forme rapporté au coefficient de frottement, ce paramètre est noté G ou paramètre intégral de *Clauser*. Ce paramètre tient compte quant à lui non seulement de la forme de la couche limite

(transition, décollement) mais également des effets du gradient de pression par l'intermédiaire de la valeur du coefficient de frottement. Il est défini par :

$$G = \frac{H_{12} - 1}{\sqrt{\frac{C_f}{2}} \cdot H_{12}}$$

Ce paramètre, dans le cas d'une couche limite sur plaque plane, est égal à 6.55. La valeur de G en fonction de X/C pour les incidences de 5° et 10° est représentée sur la Figure 4.24. On remarque sur cette figure que l'on obtient bien une valeur proche de 6.55 pour les stations $0.2 < X/C < 0.6$, et pour les deux incidences considérées. En revanche, au delà des ces stations la valeur du paramètre G s'écarte de ce seuil est montre ainsi l'influence notable du gradient de pression.

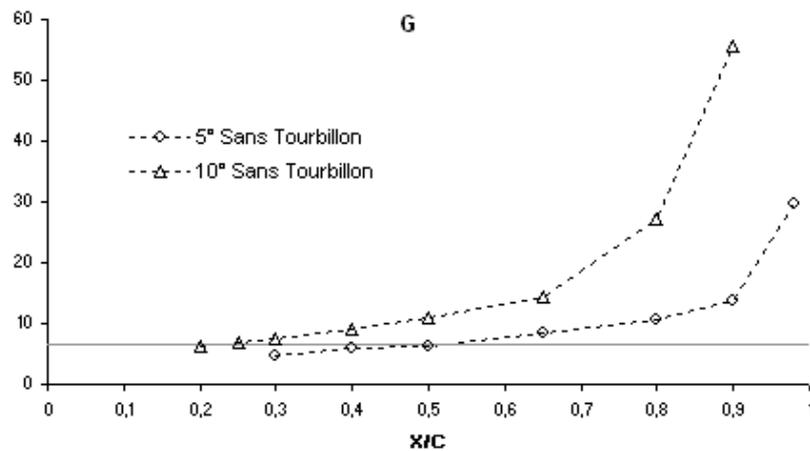


Figure 4.24 : Evolution du paramètre de Clauser G sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° . (le trait gris correspondant à la valeur « classique » du coefficient 6.55)

Les gradients de pression longitudinaux dp/dx qui agissent sur la couche limite peuvent être évalués à partir des vitesses extérieures U_e . Si l'hypothèse de Prandtl selon laquelle la pression est constante au travers de la couche ($dp/dy = 0$) n'est pas remise en cause, le gradient de pression agit uniformément sur toute l'épaisseur de la couche limite.

La méthode consiste alors à déterminer le coefficient de pression obtenu par l'approximation potentielle valable sur la ligne de courant qui passe à la frontière de couche limite :

$$C_p = \frac{P_{inf} - P_{local}}{\frac{1}{2} \rho U_{inf}^2} = 1 - \left(\frac{U_e}{U_{inf}} \right)^2$$

Il peut être également intéressant d'approcher le gradient de pression par le paramètre β_{ES} utilisé par East et Sawyer (1979) défini par :

$$\beta_{ES} = - \frac{2\delta_1}{C_f \cdot U_e} \frac{dU_e}{dx}$$

Ainsi que par le paramètre β_{ZS} défini par Zagarola et Smits (1988), plus utilisé par Maciel et al. (2006) défini par :

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

Pour limiter les dispersions dues à la dérivation de la vitesse U_e , les dérivées sont calculées sur une interpolation polynomiale de la vitesse U_e . Les valeurs β_{ES} et β_{ZS} sont tracées sur la Figure 4.24 et 4.25 pour les incidences de 5° et 10° .

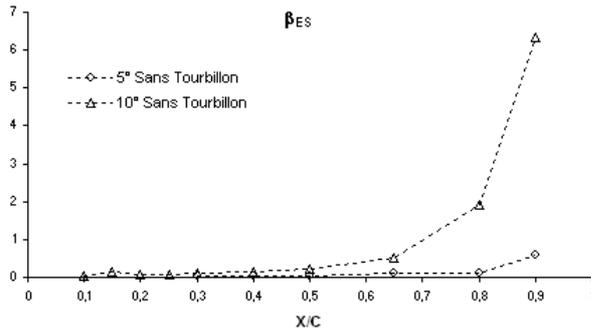


Figure 4. 24 : Evolution du paramètre β_{ES} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° .

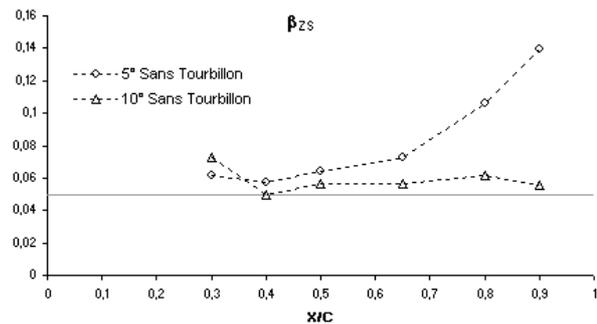


Figure 4. 25 : Evolution du paramètre β_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° . (le trait gris correspondant à la valeur de 0.05 donnée par Maciel et al.)

Le paramètre β_{ES} a été utilisé dans le cadre d'une étude précédente (Sarraf, 2007) pour mettre en évidence les effets d'épaisseur et par conséquent les effets de gradient de pression sur les états de couche limite se développant sur des profils NACA d'épaisseur relative 15, 25 et 35%. Sarraf montre que les paramètres de gradients de pression β_{ES} et le paramètre d'intensité de sillage Π dans la zone turbulente non décollée sont liés par une relation de proportionnalité directe. Il montre aussi que cette relation n'est valable que pour les profils où la valeur de Π est telle que $\Pi > 0$. Sarraf montre donc que les paramètres G , Π et β_{ES} apparaissent quasiment équivalents dans les cas des profils (NACA 0015, 0025 et 0035) à $Re=0,5 \cdot 10^6$ pour 5° et 10° . Ils augmentent plus rapidement quand l'épaisseur relative des profils augmente et sont à l'origine du décollement et de l'épaississement des couches limites. En définitive les gradients de pression sont plus importants sur les profils épais, provoquent les décollements précoces mais ont des effets comparables sur les sillages de couche limite.

Dans le cas de notre étude de couche limite sur profil NACA0015, on retrouve des valeurs du paramètre β_{ES} similaires à celles obtenues précédemment. Cependant, nous avons trouvé préférable d'utiliser le paramètre de gradient de pression au sens de Zagarola et Smits dans le but de mettre également en évidence une auto-similarité des fluctuations de vitesse en couche limite avec gradient de pression adverse (Maciel et al, 2006).

La différence notable entre ces deux paramètres est due au fait que β_{ZS} est calculé essentiellement à partir des quantités intégrales et ne prend pas en compte le coefficient de frottement. Maciel et al. trouvent une valeur de ce coefficient égale à 0.05 en couche limite avec gradient de pression adverse constant. Les valeurs trouvées dans notre cas de figure sont équivalentes excepté près du bord de fuite pour une incidence de 5° . On peut également noter que dans notre cas le gradient de pression n'est pas constant le long de la corde du profil et que le gradient de vitesse dU_e/dx ne présente un plateau que pour les distances au bord

d'attaque telles que $0.3 < x/C < 0.65$. Ce gradient de vitesse est montré sur la figure 4.26 ci-dessous.

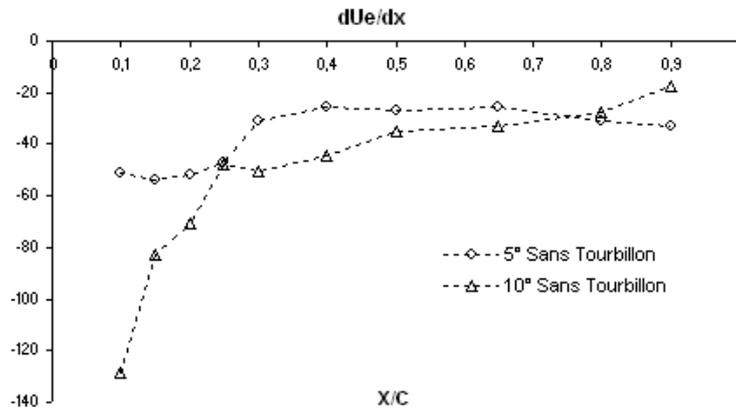


Figure 4.26 : Evolution du gradient de vitesse extérieur sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° .

4.4. Grandeurs turbulentes

Les paramètres généralement utilisés pour les adimensionnalisations sont $U\tau$, Ue pour les vitesses et Y^+ et $\eta=Y/\delta$ pour les distances à la paroi. On peut retrouver dans les travaux de *Sarraff* une discussion assez détaillée sur le fait que lorsque l'écoulement moyen présente une auto-similitude, elle est généralement retrouvée sur les quantités turbulentes. Cependant, en présence d'un gradient de pression adverse non constant existant sur les profils NACA, le défaut de similitude a été observé donnant lieu à une discussion sur l'équilibre même de la couche limite (*DeGraaff et Eaton 2000*).

Les récents travaux de *Castillo et Georges (2001)* relatifs à l'étude de l'auto-similarité et de l'équilibre des couches limites turbulentes sans et avec gradient de pression (adverse ou favorable), ont montré qu'il est nécessaire d'utiliser l'adimensionnalisation proposée par *Zagarola et Smits (1998)* prenant en compte le rapport δ_1/δ au lieu de la vitesse extérieure Ue pour que toutes les données se regroupent autour d'un même profil auto-similaire quelque soit la configuration d'écoulement. Néanmoins, cette auto-similarité semble universelle à la condition que le paramètre Λ soit constant.

$$\Lambda = -\frac{\delta}{d\delta/dx} \frac{dUe/dx}{Ue}$$

Maciel et al. (2006), introduisent quant à eux, le paramètre β_{ZS} au lieu de Λ pour essayer de retrouver non seulement une autosimilarité des quantités turbulentes mais également l'équilibre des couches limites et introduisent le rapport entre l'échelle des forces de pression et l'échelle des gradients de tensions de Reynolds. L'ensemble des résultats obtenus par PIV stéréoscopique en configuration de veine équivalente à une distribution de pression sur un profil NACA2412 à 18° d'incidence, montrent une bonne auto-similitude et un équilibre de couche limite satisfaisant en utilisant U_{ZS} comme échelle de normalisation.

L'équilibre est également vérifié par l'équation de budget de quantité de mouvement compte tenu du raffinement de la grille de mesures de vitesse par PIV, ce qui n'est évidemment pas notre cas, compte tenu de la faible épaisseur de couche limite sur le profil NACA0015.

Ainsi nous avons choisi d'utiliser le même type de normalisation des contraintes turbulentes, compte tenu des effets non négligeables du gradient de pression adverse et par anticipation des effets du tourbillon longitudinal amont sur ce gradient de pression. L'ensemble des profils normalisés (ZS) est montré Figures 4.27 à 4.32 pour 5 et 10° d'incidence.

On constate dans notre cas, que juste en aval de la transition laminaire/turbulent ($X/C=0.3$) la courbe ne s'ajuste pas sur les autres courbes et que la normalisation de ZS semble être judicieuse uniquement pour $0.4 < X/C < 0.6$ et ce pour une incidence de 10°. Cela semble signifier d'une part qu'à 5° les effets de gradient de pression ne sont peut être pas suffisants pour justifier l'utilisation de cette échelle de vitesse et que d'autre part, si l'on regarde la valeur du gradient de vitesse extérieure dU_e/dx (figure 4.27), elle doit présenter une valeur plateau pour que la normalisation fonctionne correctement au sens de *Maciel et al.*

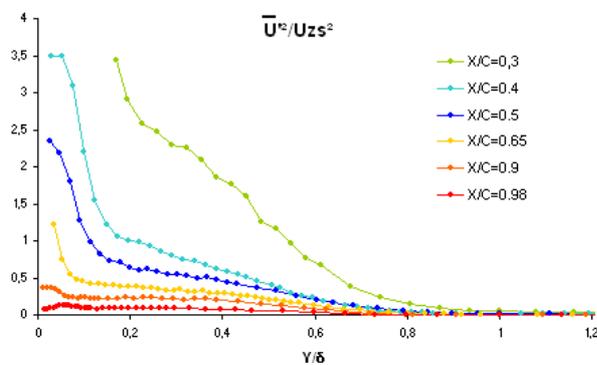


Figure 4. 27 : Contrainte turbulente tangentielle adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 5°.

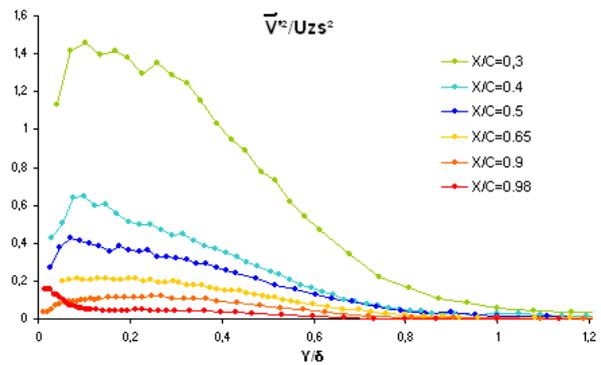


Figure 4. 28 : Contrainte turbulente normale adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 5°.

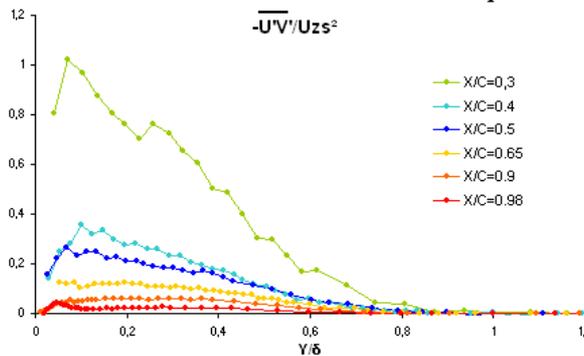


Figure 4. 29 : Contrainte turbulente croisée adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 5°.

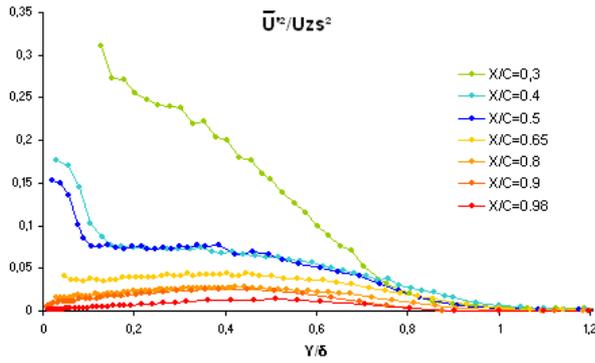


Figure 4.30 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° .

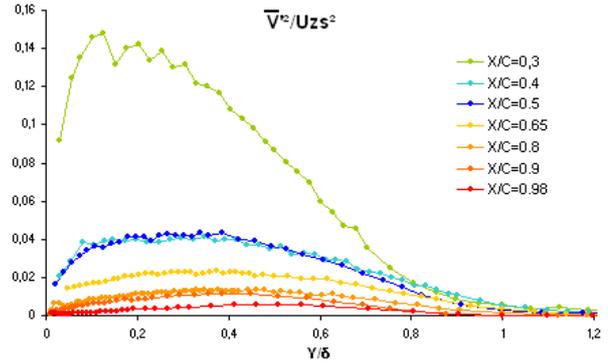


Figure 4.31 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° .

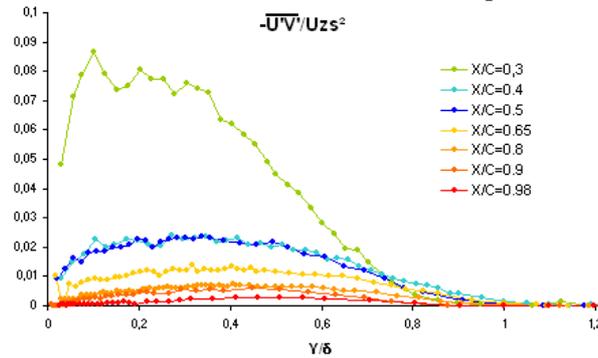


Figure 4.32 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° .

On peut noter que le maximum d'agitation turbulente se produit quelque soit la distance au bord d'attaque, aux alentours de $Y/\delta = 0.4$, excepté derrière le point de transition où le maximum se situe plus près de la paroi du profil. La décroissance de turbulence est plus lente près du bord de fuite de manière générale quelque soit l'incidence considérée.

Références du Chapitre

- Angele K. P., Muhammad-Klingmann B. 2005.** “The effect of streamwise vortices on the turbulence structure of a separating boundary layer”. *European J. Mech. B/Fluids*, 24, 539-554.
- Angele K. P., Grewe F. 2007.** “Instantaneous behaviour of streamwise vortices for turbulent boundary layer separation control”. *Transaction of the ASME*, vol. 129, 226-235.
- Aubertine C.D. and Eaton J.K. 2005.** “Turbulence development in a non-equilibrium turbulent boundary layer with mild adverse pressure gradient”. *J. Fluid Mech.*, vol. 532, pp. 345 – 364.
- Barlow J. B., Rae W. H. jr, Pope A. 1999.** “Low-Speed wind tunnel testing”. Third edition. Edition Wiley-interscience.
- Bradshaw, P. 1967.** “The turbulence structure of equilibrium boundary layers”. *J. Fluid Mech. vol.29*, pp. 625-645.
- 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.
- Bushmann. M.H. & Gad-el-Hak M. 2003.** “Debate Concerning the Mean-Velocity Profile of a Turbulent Boundary Layer”. *AIAA vol. 41, n°4*.
- Castillo L, George W. K. 2001.** “Similarity analysis for turbulent boundary layer with pressure gradient: outer flow”. *AIAA J.*, 39, pp. 41–47.
- Clauser F. H. 1954.** “Turbulent boundary layer in adverse pressure gradients”. *J. Aero. Sci.* pp.91-108.
- Coles D. 1956.** “The law of the wake”. *J. Fluid Mech. Vol. 1*, pp191-226.
- Cousteix J. 1988.** “Couche limite laminaire”. *éditions Cepadues*.
- Cousteix J. 1989.** “Turbulence et Couche limite”. *éditions Cepadues*.
- Cutler A.D., Johnston J.P. 1989.** “The relaxation of a turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient”. *J. Fluid Mech. vol.200*, pp367-387.
- Dupont P. 1991.** “Etude de la dynamique d’une poche de cavitation partielle en vue de la prédiction de l’érosion dans les turbomachines hydrauliques”. Thèse de l’Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne n° 931.
- East L. F. & Sawyer W. G. 1979.** “Turbulent boundary layers – Experiments, theory and modelling” *AGARD conference proceedings*. N°271, pp. 6-1, 6-19.

- Klebanoff P.S. 1953.** “Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient”. *NACA Report, TR 1247*.
- Kline S. J., Bardina J. G., Strawn R. C. 1983,** “Correlation of the Detachment of Two-dimensional Turbulent Boundary Layers”, *AIAA J.*, vol. 21, p. 68.
- Lögdeberg O. 2008.** “Turbulent boundary layer separation and control”. Technical Reports from Royal Institute of Technology KTH Mechanics.
- Ludwig H. 1950.** “Instrument for measuring the wall shearing stress of turbulent boundary layers”. NACA Technical Memorandum n° 1284.
- Ludwig H., Tillmann W. 1950.** “Investigation of the wall-shearing stress in turbulent boundary layer”. *NACA Technical Memorandum n° 1285*.
- Maciel Y., Rossignol K-S., Lemay J. 2006.** “A study of a turbulent boundary layer in stalled-airfoil-type flow conditions”. *Exp. Fluids*, 41, pp. 573-590.
- Mellor G.L. 1966.** “The effect of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall”. *J. Fluid Mech.*, vol. 24, part 2, pp. 255-274.
- Perry A. E., Marušić I., Li D.J. 1994.** “Wall turbulence closure based on classical similarity laws and the attached eddy hypothesis”. *Physics of fluids*, N°6(2).
- Sarraf C. 2007.** “Etude expérimentale du comportement hydrodynamique de profils portants épais ; Etude de la couche limite”. Thèse de l’Ecole Centrale de Nantes.
- Schlichting H. & Kestin J., 1979.** “Boundary layer theory”. *7th edition, McGraw-Hill Science/Engineering/Math*.
- Stratford B.S. 1959.** “An experimental flow with zero skin friction throughout its region of pressure rise”. *J. Fluid Mech.* 5, 17-35.
- Tanner L. 1977.** “A skin friction meter, using viscosity balance principle, suitable for use with flat and curved metal surfaces”. *J. of physical Engineering.*, Vol. 10, pp278–284.
- 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*.
- Zagarola M. V. & Smits A. J. 1998.** “Mean-flow scaling of turbulent pipe flow”. *J. Fluid Mech.*, vol. 373, pp. 33-79.

Chapitre 5

Interactions Tourbillons / Couche limite

Sommaire

5.1. Paramètres d'interactions

5.2. Effet de l'interaction sur les efforts globaux

5.2.1. Coefficients de portance et de traînée

5.2.2. Fluctuations d'efforts

5.3. Effet de la couche limite sur le tourbillon

5.3.1. Trajectoire du tourbillon

5.3.2. Caractéristiques du tourbillon (circulation, rayon, stabilité)

5.3.3. Eclatement tourbillonnaire

5.4. Effet du tourbillon sur la couche limite

5.4.1. Grandeurs intégrales

5.4.2. Lois de paroi

5.4.3. Quantités turbulentes

5.1. Paramètres d'interactions

Pour permettre la comparaison de notre configuration aux configurations d'interaction tourbillons/parois de la littérature, nous avons utilisé 3 nombres adimensionnels :

$$\frac{d}{\delta} \quad \frac{\Gamma}{\delta U_e} \quad \frac{a}{\delta}$$

d étant la position du tourbillon au droit de la paroi du profil à la position X/C , δ l'épaisseur de la couche limite hors interaction, Γ l'intensité locale du tourbillon hors interaction et a le rayon du cœur visqueux du tourbillon hors interaction. Ces nombres adimensionnels ont été construits par rapport aux paramètres intrinsèques, c'est à dire hors interaction. Ces paramètres ainsi que la position absolue d du tourbillon par rapport au profil sont représentés sur les Figure 5.1 et 5.2, pour les incidences 5° , 10° , 12.5° et 15° du profil aval. On choisit une représentation fonction de l'abscisse X/C permettant une analyse de l'évolution des paramètres au droit de la paroi, et donc de la couche limite. Nous allons maintenant analyser plus finement ces trois paramètres.

Paramètre de position $\frac{d}{\delta}$:

La figure 5.1 montre l'évolution de la position du tourbillon au droit du profil aval pour différentes incidences du profil NACA0015 en grandeur dimensionnelle et normalisée par l'épaisseur de couche limite hors interaction. En grandeur dimensionnelle, on constate que plus l'incidence augmente, plus la distance du tourbillon (par rapport à la paroi du profil NACA0015) augmente. Cette augmentation est significative lorsque l'on se rapproche du bord de fuite. En grandeur normalisée, le tourbillon se rapproche de la couche limite et ceci est conforme à l'épaississement de la couche limite avec l'incidence et la distance au bord d'attaque. Cette deuxième évolution est intéressante car elle montre que même près du bord de fuite, le rapport d/δ reste supérieur à l'unité, ce qui est bien supérieur aux valeurs généralement relevé dans la littérature concernant le contrôle d'écoulement, où le tourbillon est généré dans la couche limite (correspondant à $d/\delta < 1$). Le rapport d/δ tend vers une valeur asymptotique et atteint une valeur proche de l'unité pour 15° d'incidence, ce qui nous laisse espérer une interaction plus importante du tourbillon sur la couche limite en particulier dans la zone de décollement de bord de fuite.

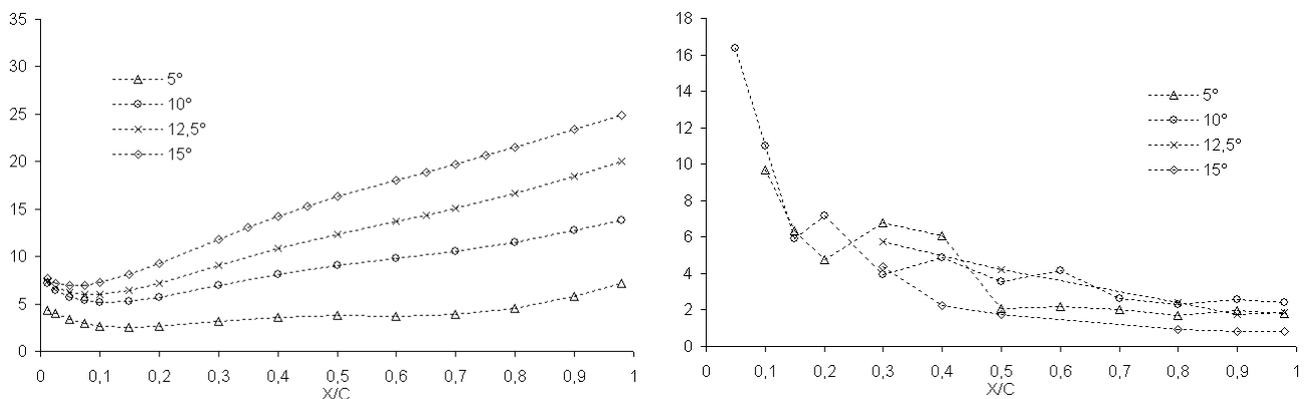


Figure 5.1 : Evolution de la position du tourbillon au droit de la paroi
Position absolue d en millimètre (gauche). Position relative à la couche limite hors interaction d/δ (droite)
 $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° , 10° , 12.5° et 15° .

Paramètre d'intensité $\frac{\Gamma}{\delta \cdot U_e}$ **et paramètre de dimension de cœur** $\frac{a}{\delta}$ (Figure 5.2):

Cette représentation ne permet uniquement que de comparer les évolutions des circulations et des rayons de cœur visqueux du tourbillon hors interaction simplement pour estimer les effets de l'intensité et de la taille du tourbillon sur le contrôle. Ces paramètres ont été utilisés par *Bradshaw* (1985) dans le cas d'un tourbillon isolé généré dans une couche limite sur plaque plane.

On note que plus l'incidence augmente et près du bord de fuite, la taille du cœur visqueux est petit devant l'épaisseur de couche limite, d'une part, et d'autre part que la circulation adimensionnelle diminue de manière significative. On remarque également une évolution asymptotique des ces paramètres signifiant une évolution vers une valeur caractéristique du contrôle d'écoulement.

Cependant, les grandeurs caractéristiques du tourbillon seront analysées en présence du profil NACA0015 dans les paragraphes suivants et seront montrées en valeurs réelles, ce qui est en fait plus parlant du point de vue de la modification du tourbillon par la présence de la couche limite et du gradient de pression adverse généré par la présence du profil.

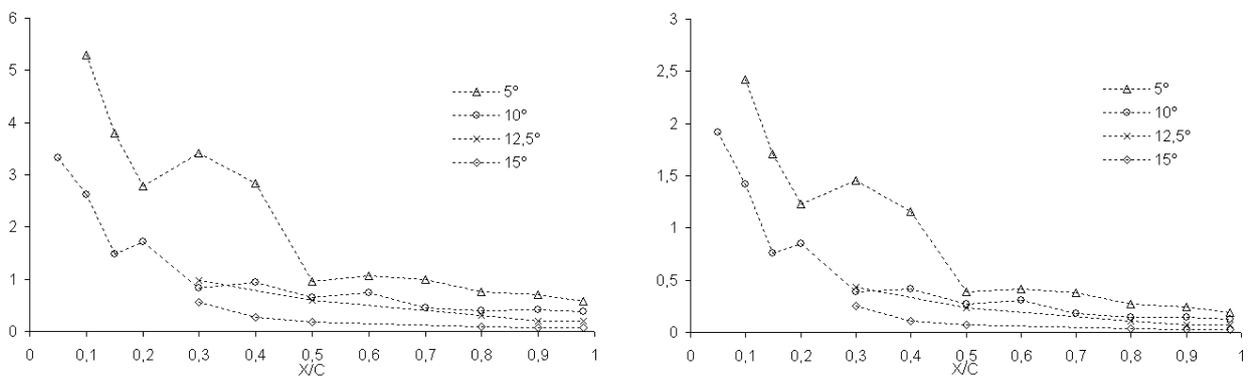
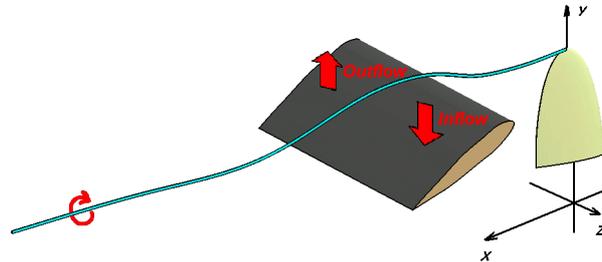


Figure 5.2 : Evolution des paramètres tourbillon
 $\Gamma / (\delta \cdot U_e)$ (gauche) et a / δ (droite)
 $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° , 10° , 12.5° et 15° .

Il est utile ici de préciser que le profil tridimensionnel NACA0020 de forme en plan elliptique situé à 2 cordes en amont du profil aval 2D et l'extrémité de celui-ci est placé 5mm au dessus de l'axe du moyeu.

La présence de celui-ci détermine deux 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 de « inflow » où le vortex induit un champ de vitesse dirigée vers la paroi. Dans le cadre de l'étude de l'interaction tourbillon/couche limite, ces deux zones seront analysées par LDV et PIV à faibles et grandes incidences pour mieux comprendre les effets d'échanges de fluide en paroi dus au champ de vitesse induit par le tourbillon.

Néanmoins, on peut s'avancer en disant que c'est la zone d'inflow qui sera analysée en détail par LDV puisque celle-ci correspond à la zone « contrôlée ». La zone d'outflow restant quant à elle similaire à l'écoulement sans tourbillon. La figure 5.3 montre une schématisation de ces deux zones sur le profil.



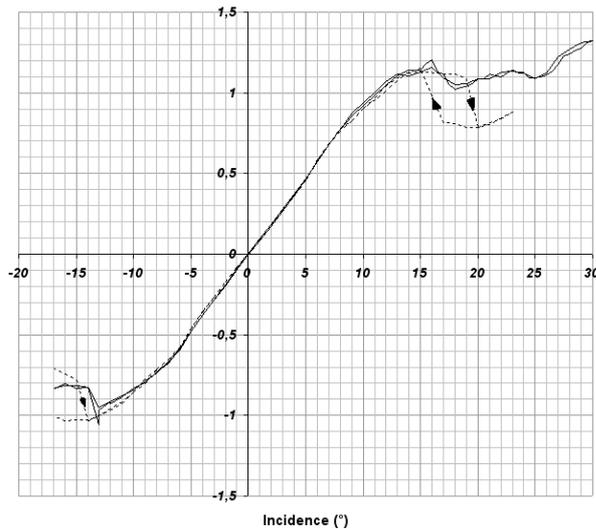
*Figure 5.3 : Configuration de l'écoulement en interaction.
Définition des zones Inflow et Outflow.*

5.2. Effet de l'interaction sur les efforts globaux

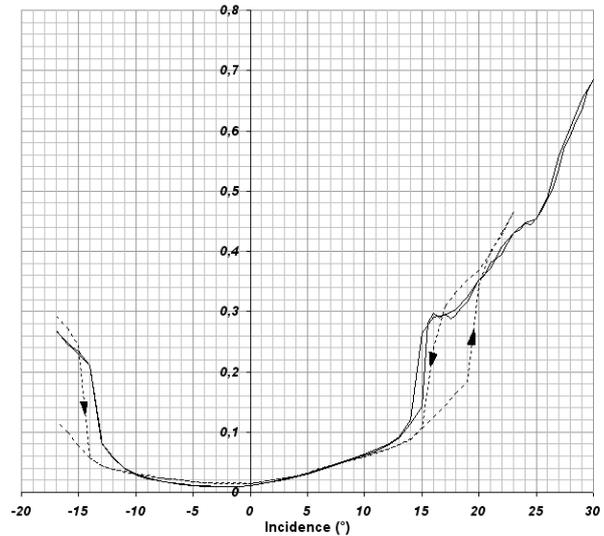
5.2.1. Coefficients de portance et de traînée

Les figures 5.4 et 5.5 montrent respectivement les évolutions des coefficients de portance et de traînée avec et sans tourbillon. On constate que pour les faibles incidences (jusqu'à 7°), la présence du tourbillon ne modifie pas les paramètres globaux du profil. A partir de l'incidence 7° , on constate une très légère augmentation du coefficient de portance de l'ordre du pourcent alors que le coefficient de traînée augmente aussi de l'ordre de 15%. Le fait le plus remarquable est la disparition de l'hystérésis au décrochage à partir de 15° d'incidence. On observe un plateau de portance de 1,1 jusqu'à 25° d'incidence puis une augmentation. Cette valeur de portance correspond à celle obtenue en état I (état partiellement décollé, Sarraf *et al.* 2010, Annexe 1).

Concernant le coefficient de traînée, on observe une augmentation de ce coefficient pour les mêmes valeurs d'incidence et ceci correspond à une valeur de coefficient obtenue à l'état II (état totalement décollé). Le phénomène d'hystérésis étant lié à une oscillation (caractère instable) du point de décollement, il semblerait que la présence du tourbillon inhibe ces oscillations et modifie les interactions non-linéaires des instabilités de von Karman et de couche cisailée.



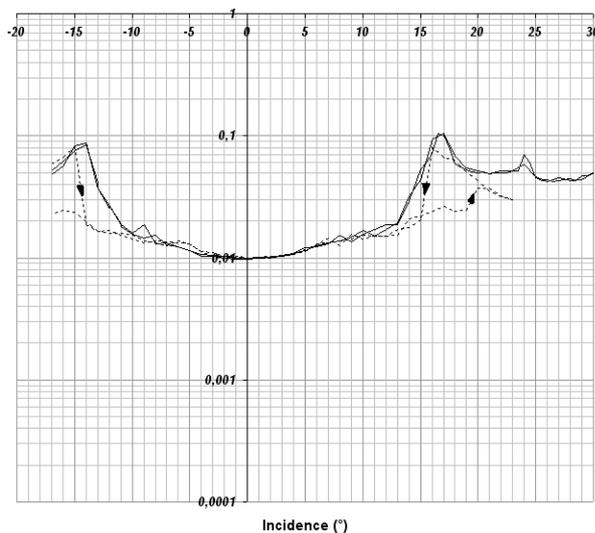
**Figure 5.4 : Coefficient de portance comparé
Hors interaction (traits pointillé)
En Interaction (traits continu)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et corrigé des effets de confinement.**



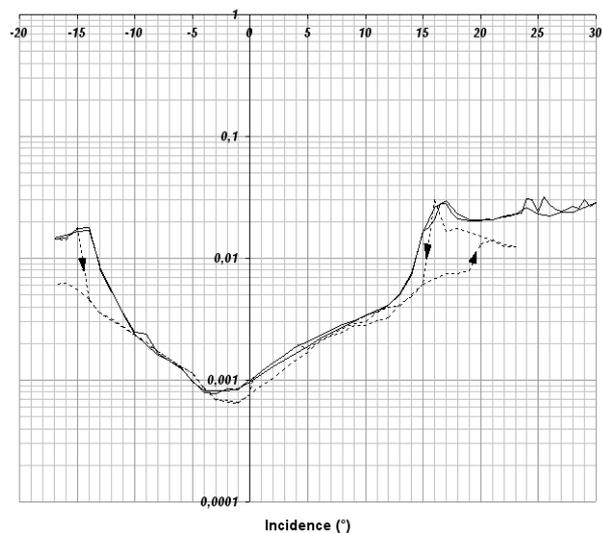
**Figure 5.5 : Coefficient de traînée comparé
Hors interaction (traits pointillé)
En Interaction (traits continu)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et corrigé des effets de confinement.**

5.2.2. Fluctuations d'efforts

Les figures 5.6 et 5.7 montrent respectivement les évolutions des fluctuations des coefficients de portance et de traînée avec et sans tourbillon. De manière générale, on observe un changement à partir de 15° d'incidence et une disparition de l'hystérésis sur les fluctuations. Dans les deux cas on tend vers une valeur asymptotique des fluctuations similaire à celle obtenue en état décroché (état II).



**Figure 5.6 : Fluctuations du coefficient de portance
Hors interaction (traits pointillé)
En Interaction (traits continu)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et corrigé des effets de confinement.**



**Figure 5.7 : Fluctuations du coefficient de traînée
Hors interaction (traits pointillé)
En Interaction (traits continu)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et corrigé des effets de confinement.**

Sur les différentes figures représentant les efforts globaux, on remarque une dissymétrie par rapport à l'incidence nulle, qui n'est pas rencontrée dans le cas du profil seul (NACA0015 symétrique). Cette dissymétrie est due au fait que le tourbillon se trouve à l'extrados du profil entre 2° et au delà, et à l'intrados entre -3° et en deçà. La zone

correspondant aux incidences allant de -3° à 2° , correspond à une indécision du tourbillon qui se traduit par un éclatement tourbillonnaire en spirale (Alekseenko 2007) juste en amont du bord d'attaque, dont une visualisation par camera rapide est présentée à titre indicatif sur la figure 5.8, la cavitation (changement de phase liquide/vapeur quand la pression diminue) permettant la visualisation. Il a été vérifié que cet éclatement perdure en écoulement subcavitant. Dans cette étude, il a été choisi de ne considérer que quelque incidence autour du décrochage statique du profil aval, par conséquent les positions du tourbillon dans ces cas de figure sont l'extrados.

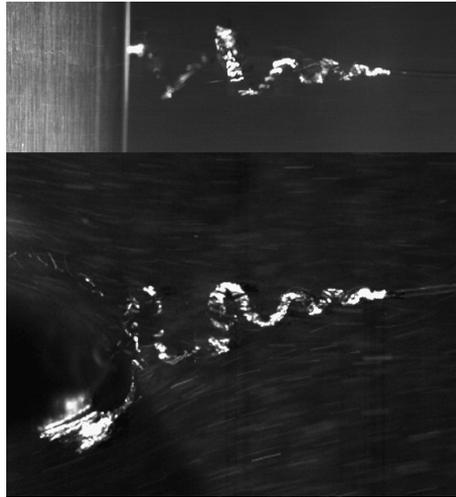


Figure 5.8 : Visualisation de l'éclatement en spirale du tourbillon au voisinage du bord d'attaque (en régime cavitant) $Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 0° .

Il est difficile à ce stade d'interpréter de manière fine ces résultats car les efforts constituent une analyse globale du comportement du profil alors que la présence du tourbillon engendre deux zones particulières (inflow et outflow) où les états de couche limite devraient être différents compte tenu des échanges de fluide. Cette analyse est faite ultérieurement au chapitre 5.4 de ce mémoire.

5.3. Effet de la couche limite sur le tourbillon

5.3.1. Trajectoire du tourbillon

Les trajectoires du tourbillon sont représentées, sur les figures 5.9 et 5.10, dans les plans (x,y) et (x,z) pour visualiser le contournement du profil d'une part et la déviation du tourbillon dans le plan transversal d'autre part. Les origines des axes correspondent à l'extrémité du profil elliptique amont. Les trajectoires sont représentées sans et avec interactions avec le profil aval NACA0015. Dans le plan vertical (x,y) on note que plus l'incidence augmente plus le tourbillon s'écarte du profil. A l'incidence 15° et à $X/Cell=2,5$ on ne peut plus tracer de trajectoire car on observe une déstructuration du tourbillon (ou éventuellement un éclatement) qui sera montré via les profils de vitesse tangentielle et axiale. Dans le plan transversal on observe une déviation du tourbillon due à l'effet miroir. Plus le tourbillon est près du profil, plus il est dévié et son sens de déviation est fonction du sens de rotation du tourbillon. Cet effet s'estompe avec l'augmentation de l'incidence du profil.

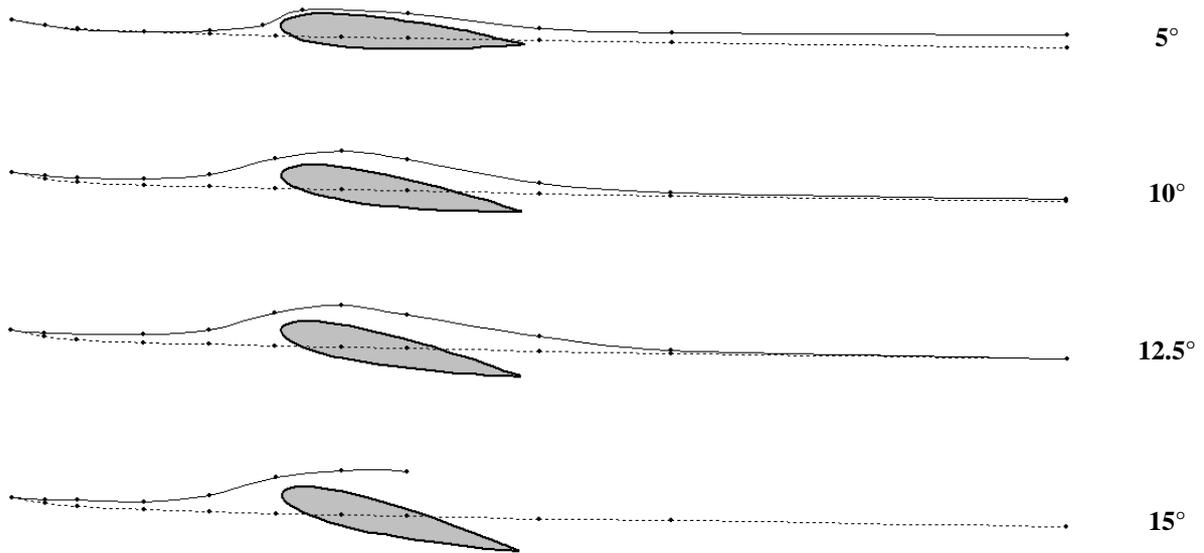


Figure 5.9 : Trajectoire XY du tourbillon
Hors interaction (trais pointillé) et en Interaction (trais continu)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ à 5° , 10° , 12.5° et 15° .
 La zone grisée représentant le profil aval.

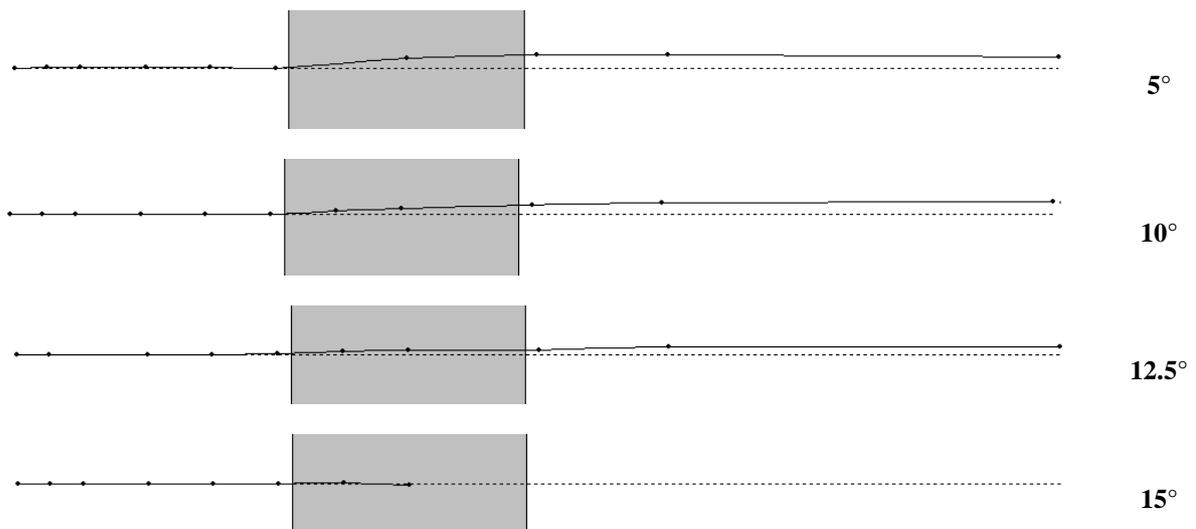


Figure 5.10 : Trajectoire XZ du tourbillon
Hors interaction (trais pointillé) et en Interaction (trais continu)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ à 5° , 10° , 12.5° et 15° .
 La zone grisée représentant le profil aval.

5.3.2. Caractéristiques du tourbillon (circulation, rayon, stabilité)

On représente sur la figure 5.11 l'évolution de la circulation du tourbillon en grandeur dimensionnelle en fonction de la distance en aval du profil elliptique, et ce pour différentes incidences du profil aval NACA0015. On a également choisi de représenter la zone de présence de ce profil afin de mettre en évidence les régions d'interaction prédominantes. Ces intensités sont comparées à celle obtenue dans le cas du tourbillon seul.

La circulation du tourbillon est quasi-constante et égale à $0,01 \text{ m}^2/\text{s}$ sans le profil aval. En présence du profil on constate une augmentation de la circulation Γ même en amont de celui-ci. Cette augmentation est visible quelle que soit l'incidence du profil NACA0015 et est de l'ordre de 50% jusqu'à une distance près du bord d'attaque ($X/\text{Cell} = 2,1$). L'évolution de la circulation en présence du profil reste aussi constante en fonction de la distance en aval. De manière générale, la présence du profil NACA0015 génère un gradient de pression dont l'influence se fait ressentir bien en amont comme si le tourbillon était « comprimé » et qu'il tournait plus vite. Cette circulation n'a pas pu être calculée pour le tourbillon en présence du profil NACA0015 à 15° d'incidence compte tenu de sa déstructuration.

La figure 5.12 montre l'évolution du rayon du cœur visqueux dans les mêmes configurations. Le rayon du cœur visqueux semble moins sensible en amont à la présence du profil NACA0015. Quelle que soit l'incidence on observe une augmentation de la taille du tourbillon aval du profil correspondant à une diffusion du tourbillon et cette diffusion est plus notable à 5° d'incidence. Le rayon est multiplié par deux, alors que sa diffusion hors interaction ne fait augmenter sa taille que de 0,5 à 0,7 mm.

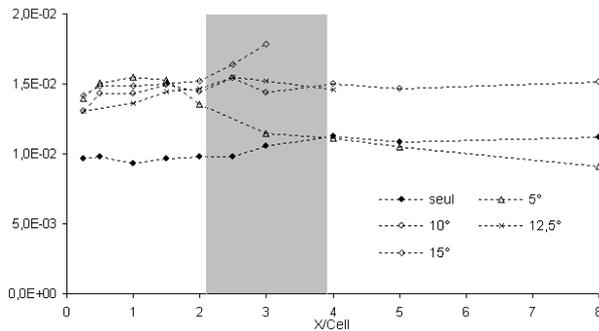


Figure 5.11 : Circulation du tourbillon Γ (m^2s^{-1})
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ à 5° , 10° , $12,5^\circ$ et 15° et hors interaction.
 La partie grisée représentant la zone de présence du profil aval.

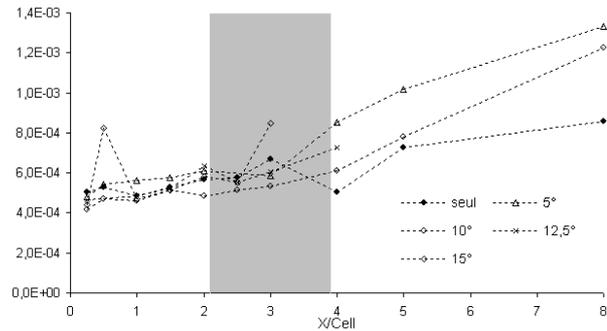


Figure 5.12 : Rayon du tourbillon a (m)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ à 5° , 10° , $12,5^\circ$ et 15° et hors interaction.
 La partie grisée représentant la zone de présence du profil aval.

La stabilité du tourbillon est analysée à l'aide du paramètre W_0 (estimé à partir de la circulation, du rayon du cœur visqueux et de la vitesse axiale au centre du tourbillon U_0 au sens de Batchelor). La figure 5.13 montre l'évolution de cette vitesse axiale au centre du tourbillon et l'influence du profil NACA0015. On constate que cette vitesse augmente pour les incidences supérieures à 5° et cette croissance est visible dans la région grisée (correspondant à la zone de présence du profil). A l'incidence de 5° , la vitesse est perturbée mais oscille autour d'une valeur voisine de celle obtenue hors interaction. On note une grande dispersion en amont qui n'est, à notre sens, pas explicable en l'état actuel car on cherche essentiellement à modéliser le tourbillon par un modèle axisymétrique qui n'est peut être pas adéquat dans certain cas. Ces valeurs de vitesse axiale au centre du tourbillon permettent d'estimer la stabilité du tourbillon qui est représentée sur la figure 5.14. Comme on l'a vu précédemment, le critère de stabilité est défini par $|W_0| < 0.6$ pour un tourbillon de Batchelor dit stable. Dans le cas présent, cette condition était maintenue hors interaction alors qu'en présence du profil NACA0015, ce critère n'est pas vérifié. Cependant, en aval du profil, cette stabilité semble globalement retrouvée pour les incidences de 5° et 10° .

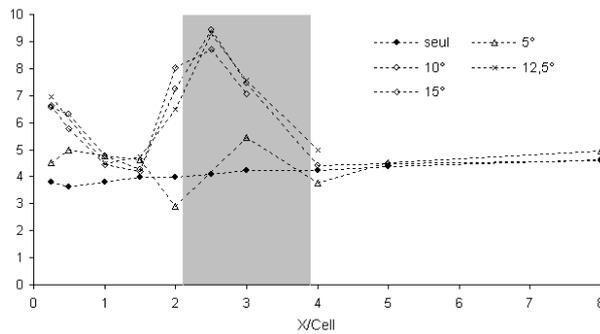


Figure 5.13 : Vitesse au centre du tourbillon U (ms^{-1}) $Re = 0,5 \cdot 10^6$ à 5° , 10° , $12,5^\circ$ et 15° et hors interaction. La partie grisée représentant la zone de présence du profil aval.

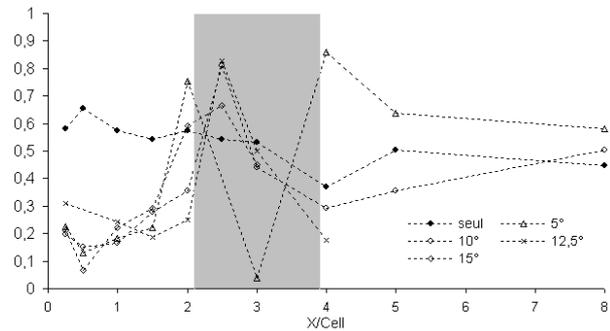


Figure 5.14 : Paramètre de stabilité du tourbillon Wo $Re = 0,5 \cdot 10^6$ à 5° , 10° , $12,5^\circ$ et 15° et hors interaction. La partie grisée représentant la zone de présence du profil aval.

5.3.3. Eclatement tourbillonnaire

L'analyse des caractéristiques du tourbillon a montré une perturbation non négligeable du tourbillon en amont et sur le profil NACA0015. Cette perturbation est mise en évidence sur les profils de vitesse axiale et tangentielle du tourbillon qui sont représentés sur les figures 5.15 à 5.19 pour trois positions $X/C_{cell} = 0,25$, $2,5$ et $3,75$ et les incidences 5 et 15° . On rappelle ici que le profil NACA0015 est entre $X/Cell=2.1$ et 3.9 .

On constate que pour une incidence de 5° en amont, on retrouve les profils classiques de Batchelor alors que lorsqu'on se rapproche du profil NACA0015 (plus précisément quand on se rapproche de la position du maximum d'épaisseur), la vitesse tangentielle diminue et le rayon du cœur visqueux augmente légèrement. Cependant, bien que cette évolution soit normale (diffusion du tourbillon) on observe une forme différente de la forme gaussienne, avec une zone potentielle perturbée et une décroissance de la vitesse plus brutale. Cet effet est plus marquant sur le profil de vitesse axiale, où on note deux minima de vitesse. En aval, à une distance correspondant à $X/Cell=3,75$ le tourbillon semble se restructurer et retrouve une forme modélisée par le modèle de Batchelor.

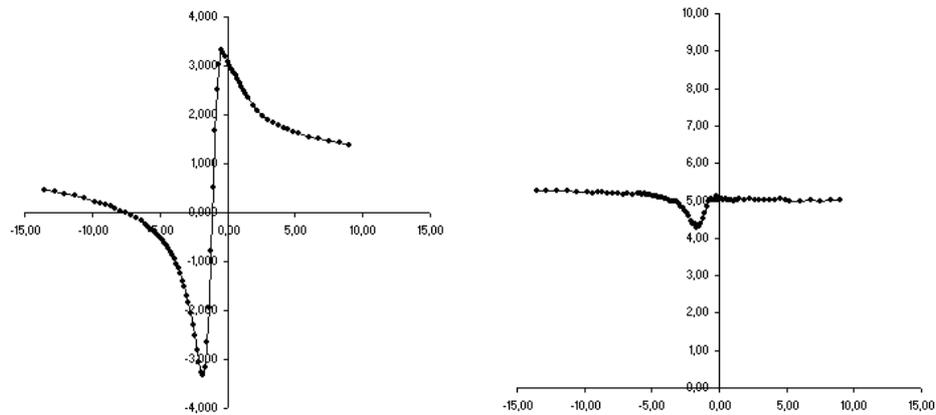
A 15° d'incidence à $X/Cell = 0,25$ en amont, le tourbillon n'est pas perturbé mais se déstructure sévèrement dans la région du profil NACA0015 et perd toute cohérence.

Ces observations rejoignent celles décrites lors de l'analyse du paramètre de stabilité, pour laquelle on a mis en évidence des valeurs de $|W_0|$ supérieure à $0,6$.

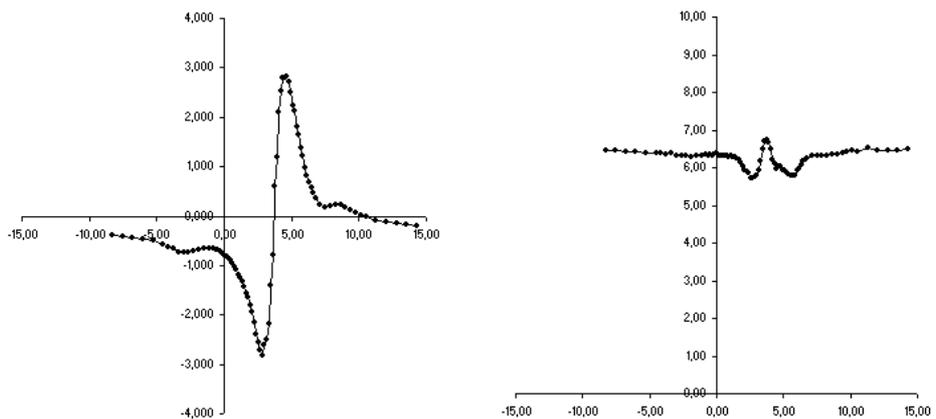
Il est difficile ici de trouver une interprétation de la forme des profils de vitesse mais le tourbillon est sensible aux effets de gradient de pression et à la proximité de la couche limite turbulente et en particulier la zone de sillage de Coles. En effet, d'une part les effets de gradient de pression sont prépondérants lorsque le profil NACA0015 se trouve à une incidence de 15° et d'autre part, plus l'incidence augmente plus le paramètre d'interaction d/δ tend vers 1. Cependant, on peut préciser qu'à la distance $X/C_{cell} = 2,5$ on se situe à $X/C=0,3$ sur le profil NACA0015, position à laquelle le tourbillon se situe à $d/\delta=5$. La couche limite est donc loin du tourbillon et ne peut pas avoir une telle influence sur la déstructuration de celui-ci.

Des visualisations ont été réalisées en écoulement cavitant (changement de phase liquide/vapeur quand la pression diminue) dans le but de mettre en évidence le passage de ce tourbillon longitudinal au dessus du profil NACA0015 à 5° d'incidence (figure 5.20). On a observé qu'à la distance correspondant au maximum d'épaisseur du profil, un phénomène de « vrillage » apparaît et le tourbillon effectue une double rotation sur lui-même pouvant expliquer le double pic sur le profil de vitesse axiale. Ces remarques restent qualitatives

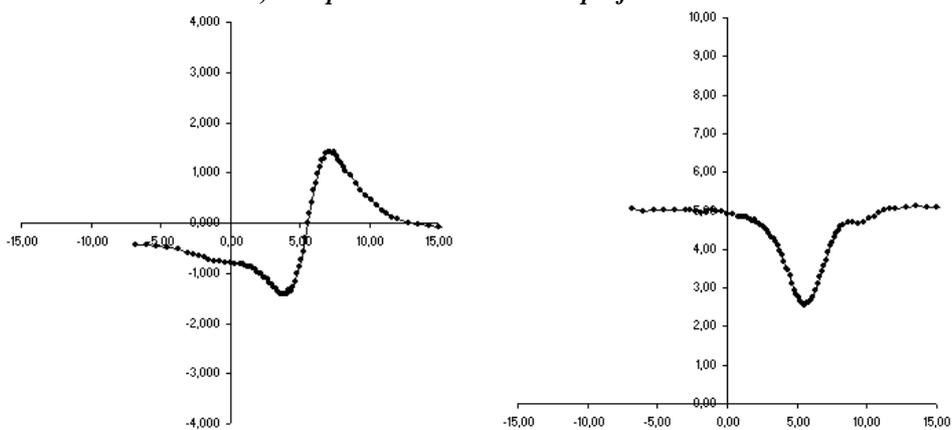
compte tenu du fait que la présence de la phase vapeur pourrait modifier la taille du cœur visqueux et plus généralement, le comportement du tourbillon de manière générale.



**Figure 5.15 : Profil de vitesse tangentielle (gauche) et axiale (droite) dans le tourbillon à la position $X/C_{ell} = 0,25$
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 5° .**



**Figure 5.16 : Profil de vitesse tangentielle (gauche) et axiale (droite) dans le tourbillon à la position $X/C_{ell} = 2,5$
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 5° .**



**Figure 5.17 : Profil de vitesse tangentielle (gauche) et axiale (droite) dans le tourbillon à la position $X/C_{ell} = 3,75$
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 5° .**

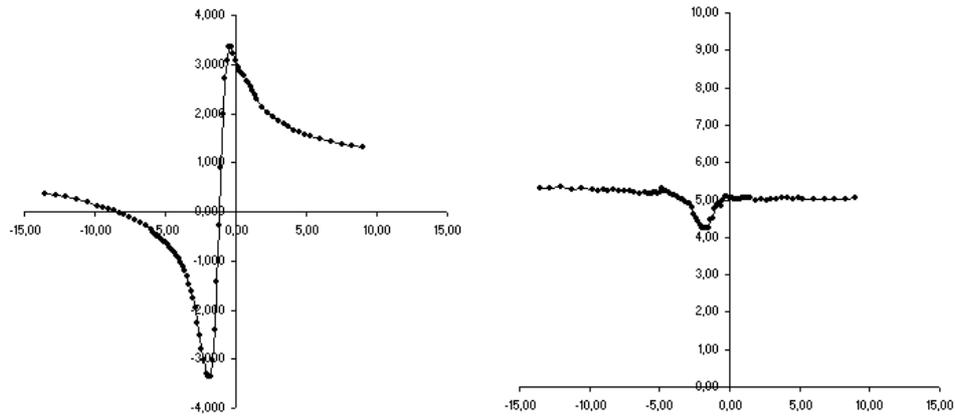


Figure 5.18 : Profil de vitesse tangentiel (gauche) et axial (droite) dans le tourbillon à la position $X/C_{ell} = 0,25$

$Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 15° .

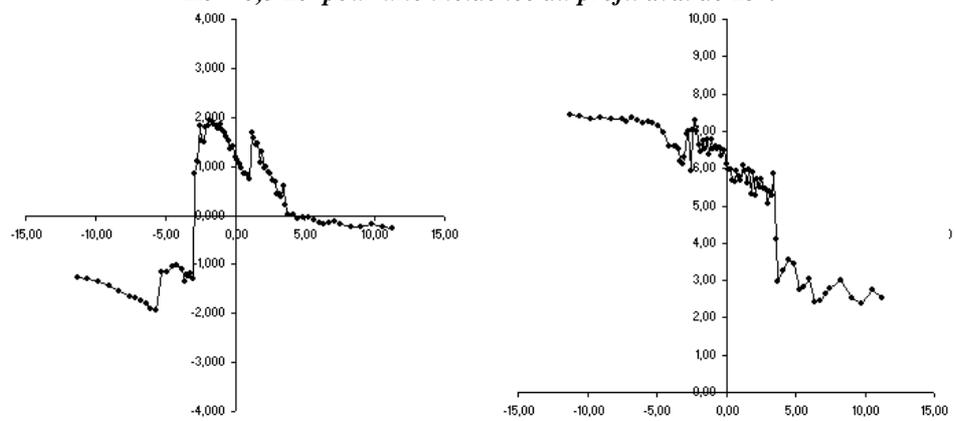


Figure 5.19 : Profil de vitesse tangentielle (gauche) et axiale (droite) dans le tourbillon à la position $X/C_{ell} = 2,5$

$Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 15° .

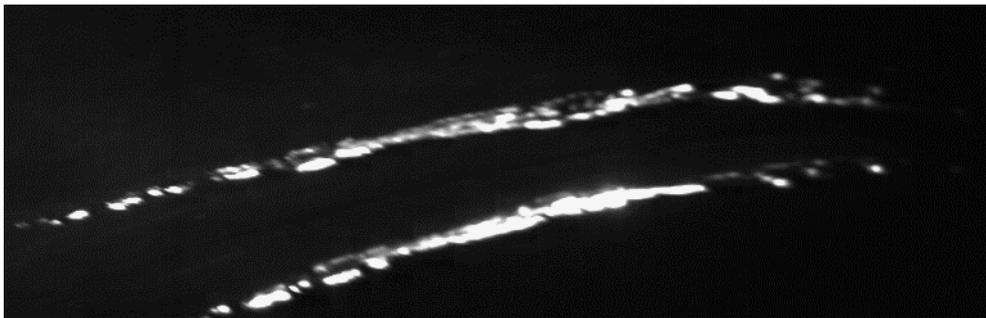


Figure 5.20 : Visualisation du « vrillage » du tourbillon au voisinage du maximum de courbure (en régime cavitant)

$Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 5° .

5.4. Effet du tourbillon sur la couche limite

5.4.1. Grandeurs intégrales

Dans cette partie nous montrons les résultats obtenus dans les régions d'inflow et d'outflow comparés aux résultats obtenus sans tourbillon. Cependant si l'on se réfère à la littérature relative au contrôle d'écoulement par des générateurs de vortex (configuration de tourbillons contra-rotatifs générant une région d'inflow), il est clairement montré que l'apport de fluide rapide introduit de l'énergie dans la couche limite et « contre » les effets de gradient de pression adverse par advection de quantité de mouvement à la paroi et permet ainsi le recollement de la couche limite. On peut ainsi s'attendre à ce que les quantités intégrales ne soient pas notablement modifiées dans la région d'outflow en particulier pour les faibles incidences. Les figures 5.21 à 5.27 montrent les comparaisons d'épaisseur de couche limite δ et des quantités intégrales (de déplacement δ_1 , de quantité de mouvement δ_2 et le facteur de forme h) à 5°, 10° et 15° d'incidence avec et sans tourbillon.

Dans les deux régions d'outflow et d'inflow, à 5° la couche limite conserve globalement la même épaisseur que celle estimée sans tourbillon. Lorsque l'incidence augmente on constate un légèrement épaissement de celle-ci en aval du point de transition. Concernant les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement, on note que pour la plus faible incidence le tourbillon n'a pas d'influence notable quelque soit la région considérée, alors qu'à 10° d'incidence on constate une augmentation de ces grandeurs près du bord de fuite dans la région d'outflow.

Concernant le facteur de forme, la présence du tourbillon engendre une transition laminaire/turbulent prématurée dans les deux régions et pour les incidences de 5 et 10°. En effet, la transition avance vers le bord d'attaque mais de manière moins sensible dans la région d'inflow. On observe à 5° d'incidence une transition à la turbulence prématurée à $X/C=0.35$ en inflow et à $X/C=0.38$ en outflow au lieu de $X/C=0.4$ sans tourbillon. Cette transition prématurée est beaucoup moins marquée à l'incidence 10° compte tenu du fait que cette transition est déjà très proche du bord d'attaque. La couche limite laminaire est très sensible et transite prématurément en présence du tourbillon comme l'a observé *Velte (2009)* mais il n'existe pas à notre connaissance d'analyse fine des effets de « vortex generator » en couche limite laminaire et sur la façon dont le déclenchement à la transition est généré.

A l'incidence 15° correspondant au début de l'hystérésis au décrochage statique, on observe que la présence du tourbillon semble recoller partiellement la couche limite et diminue de manière significative les épaisseurs de couche limite, de déplacement en particulier près du bord de fuite, où les valeurs rejoignent celles obtenues à plus faible incidence, excepté pour l'épaisseur de quantité de mouvement qui est augmentée dans la région d'outflow près du bord de fuite. En effet, les valeurs du facteur de forme montrent que sans tourbillon le décollement naissant se produit à mi-profil ($X/C=0.4$) alors que le décollement total se produit à $X/C=0.5$. En présence du tourbillon dans la région d'inflow la couche limite reste turbulente, la naissance du décollement se produit bien en aval à $X/C=0.9$ rejoignant ainsi un comportement similaire à celui observé à 10° d'incidence. Dans la région d'outflow, le facteur de forme atteint la valeur de seuil de décollement massif pour une valeur de $X/C=0.65$, ce qui est meilleur que sans tourbillon. L'ensemble des résultats obtenus dans la région d'inflow corroborent de manière générale avec ceux obtenus dans la littérature où l'on observe également un recollement de la couche limite turbulente (*Logdberg 2008, Angele et al. 2007*) dans la région d'inflow.

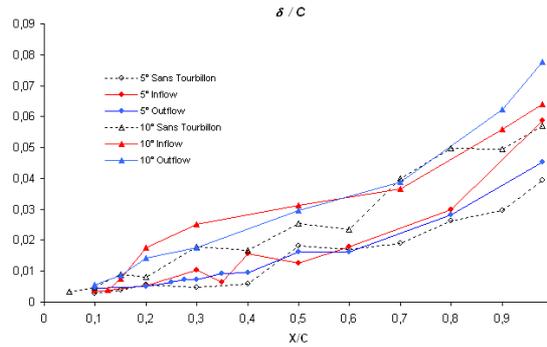


Figure 5.21: Epaisseur de couche limite δ/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et Inflow/Outflow.

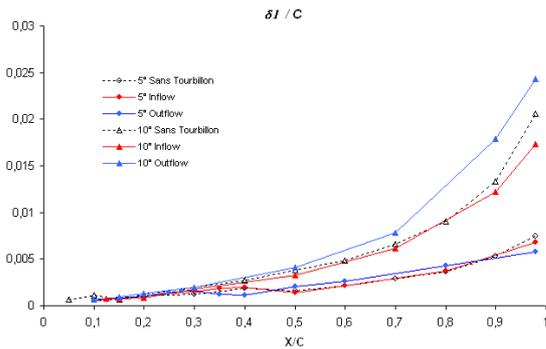


Figure 5.22 : Epaisseur de couche limite δ_1/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et Inflow/Outflow.

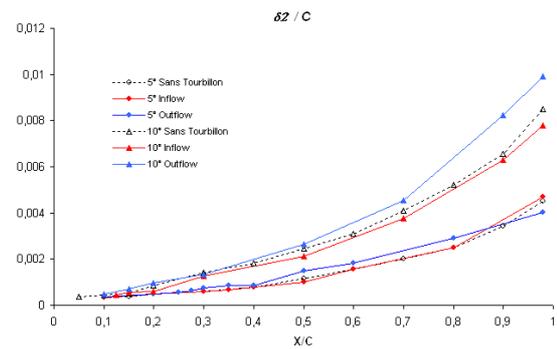


Figure 5.23: Epaisseur de couche limite δ_2/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et Inflow/Outflow.

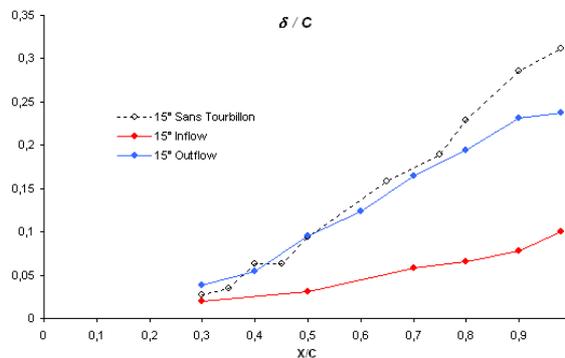


Figure 5.24 : Epaisseur de couche limite δ/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour l'incidence 15° , sans tourbillon et Inflow/Outflow.

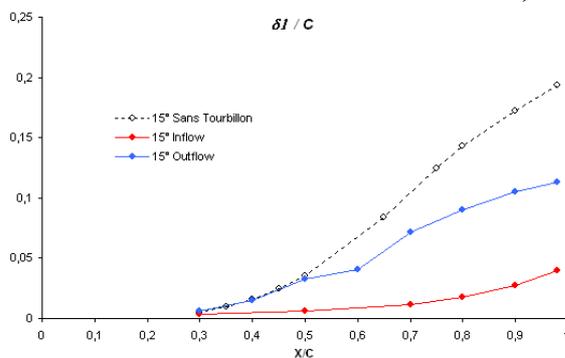


Figure 5.25 : Epaisseur de couche limite δ_1/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour l'incidence 15° , sans tourbillon et Inflow/Outflow.

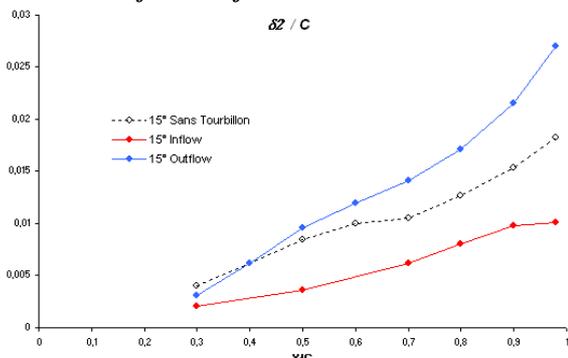


Figure 5.26 : Epaisseur de couche limite δ_2/C mesurée sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$. Pour l'incidence 15° , sans tourbillon et Inflow/Outflow.

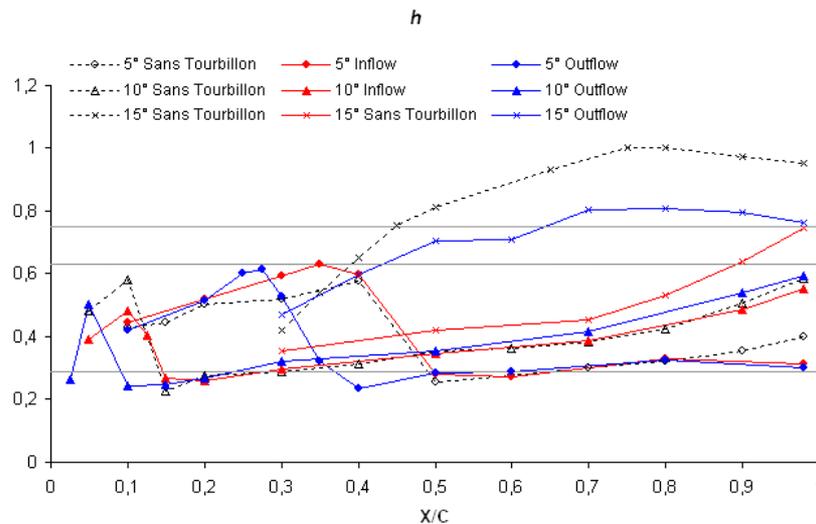


Figure 5.27 : Facteur de forme h mesuré sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ Pour les incidences 5°, 10° et 15°, sans tourbillon et Inflow/Outflow.

5.4.2. Lois de paroi

Dans ce paragraphe on s'intéresse aux caractéristiques de la couche limite turbulente essentiellement dans la région d'inflow et ce pour différentes stations sur le profil NACA0015 au-delà du point de transition $X/C=0.3$. Les mesures du champ de vitesse en proche paroi permettent également d'estimer le coefficient de frottement (figure 5.28) en présence du tourbillon par la formule empirique de Ludwig Tillmann. On constate que ce coefficient n'est globalement pas modifié pour les incidences de 5 et 10° alors que sa valeur augmente notablement à 15° d'incidence. En effet, dans la région d'inflow, le coefficient de frottement atteint les valeurs obtenues à 10° d'incident ce à partir de $X/C=0.6$. *Shabaka et al.* (1985) et *Metta et Bradshaw* (1988) montrent également cet accroissement du coefficient de frottement.

Dans la région d'inflow, l'apport de quantité de mouvement élevée (échange entre la paroi et le fluide rapide à l'extérieur) augmente le frottement comme si l'incidence était diminuée.

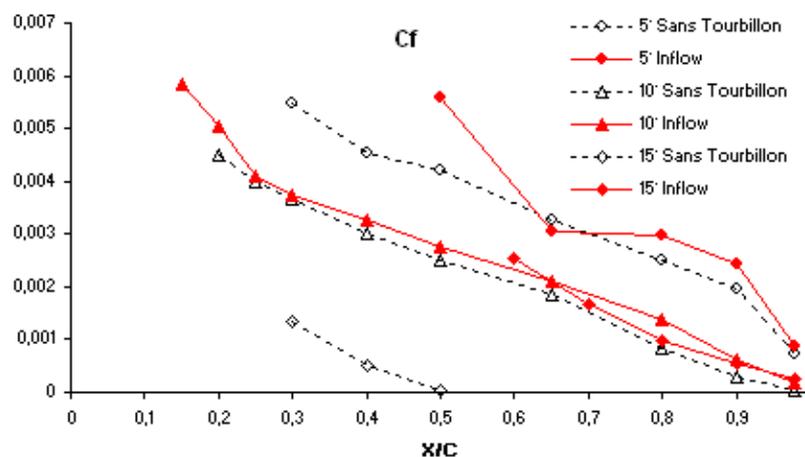


Figure 5.28 : Coefficient de frottement mesuré sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ Pour les incidences 5°, 10° et 15°, sans tourbillon et inflow.

Les différents profils de vitesse adimensionnés en loi de paroi avec et sans tourbillon sont montrés sur les figures 5.29 et 5.30 pour différentes stations sur le profil et pour les incidences de 5 et 10°. A l'incidence 5° on observe dans la région d'inflow que la zone logarithmique n'est pas modifiée en présence du tourbillon. A titre indicatif, les comparaisons ne sont pas faites à la station $X/C=0.3$ compte tenu de la modification du point de transition en présence du tourbillon. On observe cependant que la zone de sillage est modifiée au bord de fuite par le tourbillon et que celui-ci engendre des effets similaires à ceux de gradient de pression adverse. A l'incidence 10°, les observations sont similaires excepté dans la zone proche du bord de fuite où le tourbillon inhibe les effets de sillage. A cette incidence, le paramètre d'interaction d/δ est proche de 1 et le tourbillon semble jouer un rôle sur le gradient de pression en lui donnant un effet moins défavorable. On peut dire qu'en présence du tourbillon, la couche limite turbulente qui a transité plus tôt garde les mêmes caractéristiques en « terme » de loi de paroi. Cette affirmation est corroborée par une analyse détaillée des pentes logarithmiques corrigées du coefficient de *Mellor* (Figures 5.31 à 5.33) au travers de laquelle on ne constate pas de modification notable.

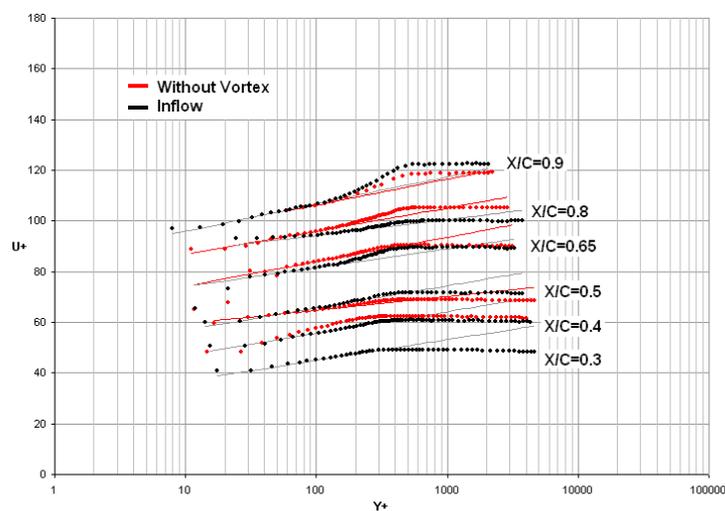


Figure 5.29 : Profil de vitesse tangentielle sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ à 5° d'incidence. Sans tourbillon et inflow.

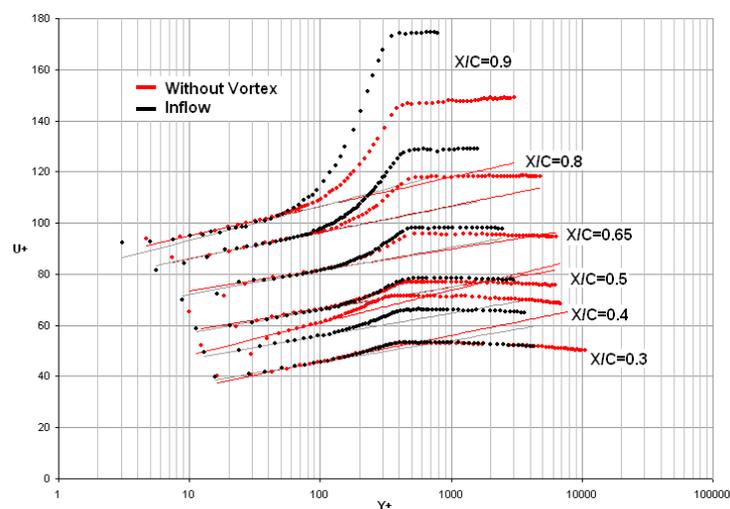


Figure 5.30 : Profil de vitesse tangentielle sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ à 10° d'incidence. Sans tourbillon et inflow.

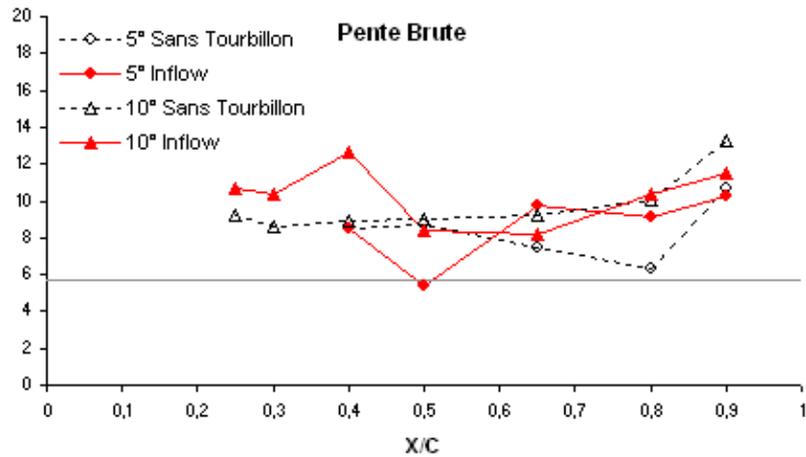


Figure 5.31 : Evolution de la pente de la zone logarithmique sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et inflow. (le trait gris correspondant à la valeur « classique » de la pente sur plaque plane 5.7)

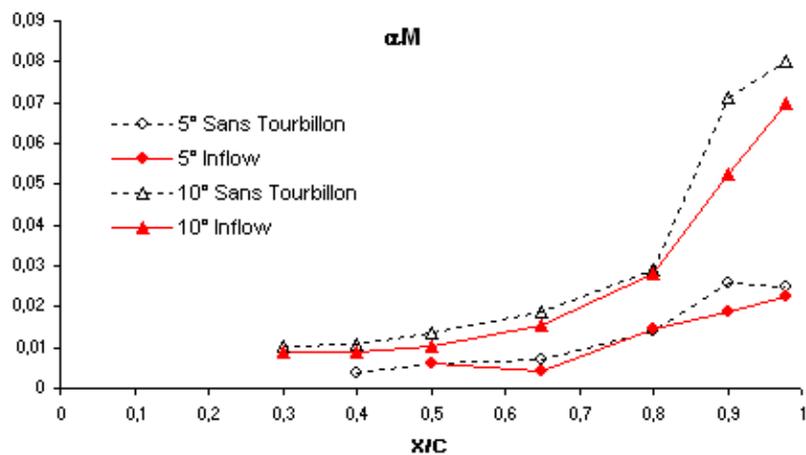


Figure 5.32 : Evolution du paramètre de Mellor α_M sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et inflow.

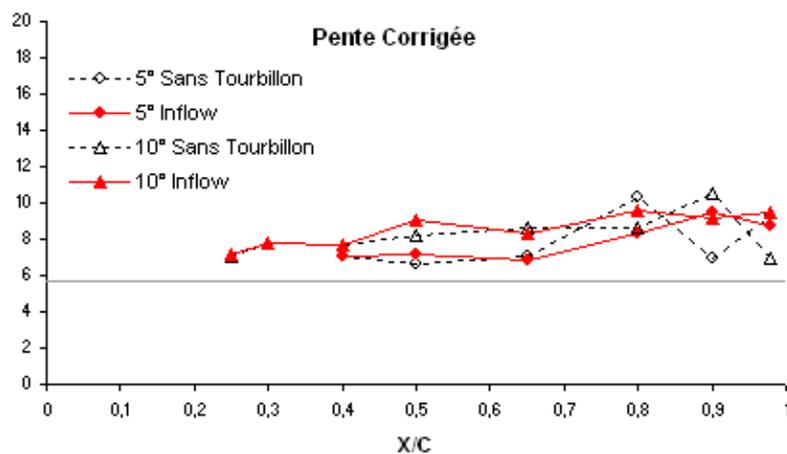


Figure 5.33 : Evolution de la pente de la zone logarithmique avec et sans correction de Mellor sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et inflow. (le trait gris correspondant à la valeur « classique » de la pente sur plaque plane 5.7)

La Figure 5.34 montre l'évolution du paramètre de Coles Π en fonction de la station suivant la longueur de corde pour les incidences 5 et 10° avec et sans tourbillon. Comme observé sur les profils de vitesse en loi de paroi, le paramètre de Coles ne varie que près du bord de fuite traduisant une hiérarchie du tourbillon sur les effets de gradient de pression dans la zone de sillage. Cet effet est plus marqué à l'incidence de 10° car à cette incidence les effets de gradient de pression sont plus importants sans tourbillon.

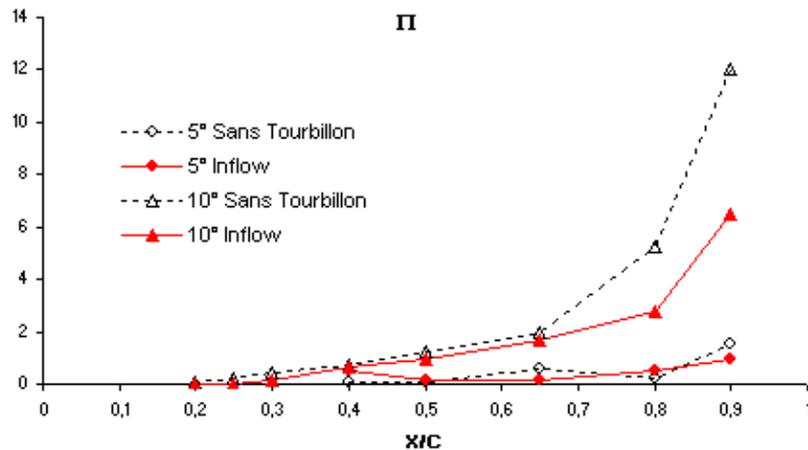


Figure 5.34 : Evolution du paramètre de sillage Π sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10°, sans tourbillon et inflow.

Comme le tourbillon semble jouer un rôle sur les effets de gradient de pression adverse, on a choisi de montrer les évolutions des paramètres β au sens de *East et Sawyer* (1979) et *Zagarola et Smits* (1988) avec et sans tourbillon, présentées respectivement sur les figures 5.35 et 5.36. En présence du tourbillon, à l'incidence 5° on retrouve dans la région d'inflow une évolution quasi-identique du paramètre β_{ES} . La modification est plus marquée à 10° montrant ainsi une interaction plus forte, entre la couche limite et le tourbillon au niveau du bord de fuite, et en particulier du point de vue du gradient de pression. Cependant, nous avons trouvé plus marquante la représentation du paramètre de gradient de pression au sens de *Zagarola et Smits* en présence du tourbillon. Même si on constate une dispersion des points, on note une évolution du paramètre β_{ZS} autour de la valeur 0.05 en présence du tourbillon dans la région d'inflow (*Maciel et al.* 2006). Cette évolution s'étend globalement du bord d'attaque au bord de fuite contrairement à ce qui avait été observé sans tourbillon. En effet, ce comportement peut être facilement expliqué par les profils de gradient de vitesse dU_e/dx qui présentent un plateau plus étendu en présence du tourbillon et on peut ainsi dire que la présence du tourbillon tend non seulement à le rendre constant, permettant d'inhiber les effets de gradient adverse mais également de retrouver une universalité apparente de couche limite (Figure 5.37).

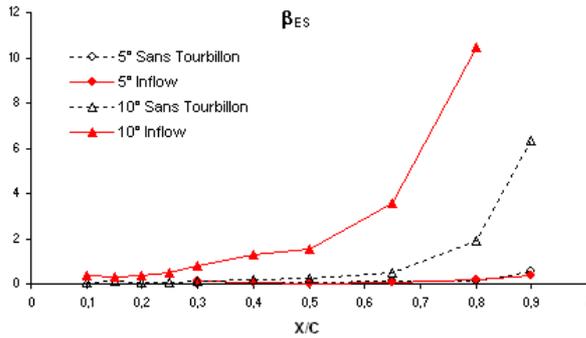


Figure 5.35 : Evolution du paramètre β_{ES} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et inflow.

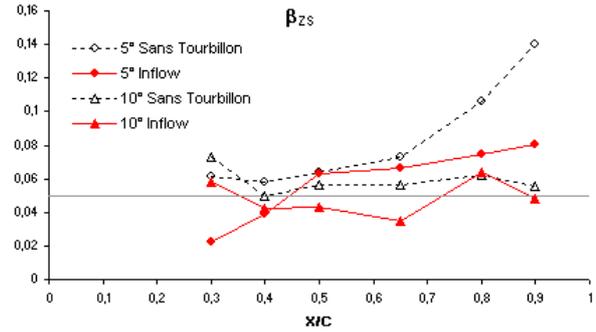


Figure 5.36 : Evolution du paramètre β_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et inflow. (le trait gris correspondant à la valeur de 0.05 donnée par Maciel et al.)

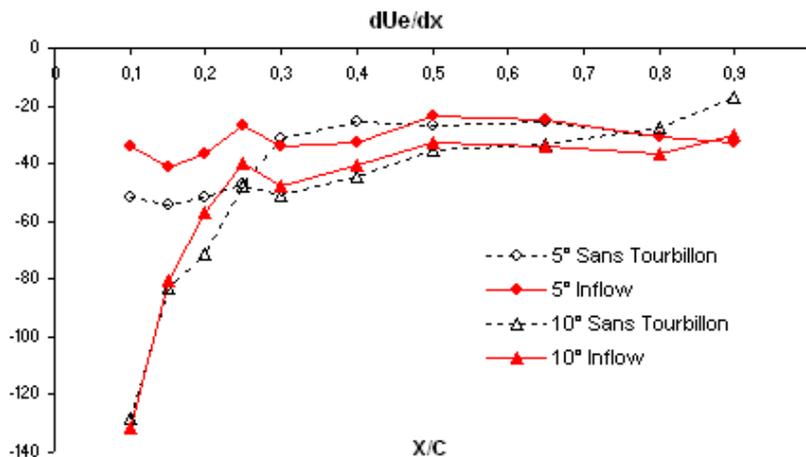


Figure 5.37 : Evolution du gradient de vitesse extérieure sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour les incidences 5° et 10° , sans tourbillon et inflow.

5.4.3. Quantités turbulentes

En présence du tourbillon, nous avons choisi le même type de normalisation pour les contraintes turbulentes, compte tenu des effets non négligeables du gradient de pression adverse. L'ensemble des profils normalisés (ZS) est montré Figures 5.38 à 4.43 pour 5° et 10° d'incidence.

On constate, que juste en aval de la transition laminaire/turbulent ($X/C=0.4$) les courbes s'ajustent parfaitement et que la normalisation de ZS semble être judicieuse uniquement pour $0.4 < X/C < 0.98$ et ce pour les incidences de 5° et 10° dans la région d'inflow. Cela signifie que, pour les deux incidences, à partir du moment où la valeur plateau du gradient de vitesse extérieure est atteinte, l'auto-similarité est atteinte. Les échanges de quantité de mouvement dans la région d'inflow réajustent le gradient de pression. On peut noter qu'à 5° d'incidence, le maximum d'agitation turbulente est atteint, quelque soit la position sur le profil, à Y/δ voisin de 0.2 correspondant à la zone logarithmique.

A une incidence plus élevée l'auto-similarité est également retrouvée et les maxima sont atteints à $Y/\delta = 0.4$. Ce décalage des maxima en fonction de l'incidence est moins flagrant hors interaction avec le tourbillon. Ce résultat est observable sur les quantités normales, tangentielles des fluctuations ainsi que sur les termes croisés des tensions de Reynolds.

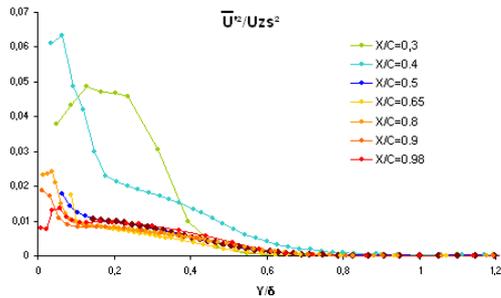


Figure 5.38 : Contrainte turbulente tangentielle adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 5° , dans la zone inflow.

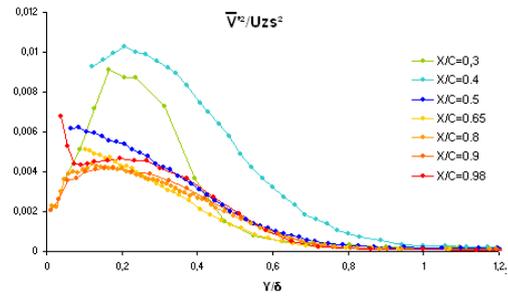


Figure 5.39 : Contrainte turbulente normale adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 5° , dans la zone inflow.

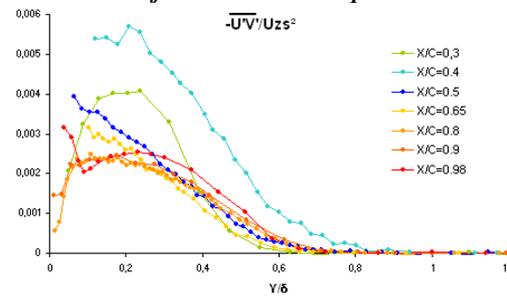


Figure 5.40 : Contrainte turbulente croisée adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 5° , dans la zone inflow.

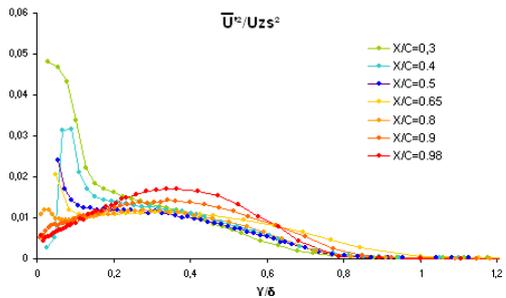


Figure 5.41 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° , dans la zone inflow.

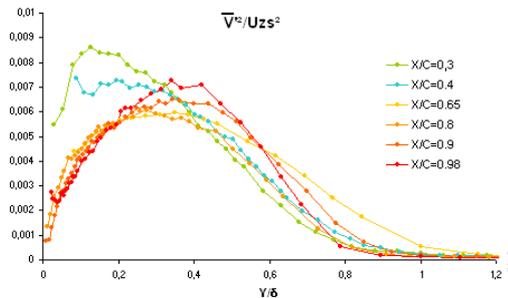


Figure 5.42 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° , dans la zone inflow.

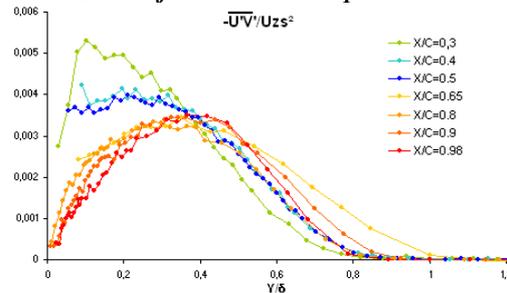


Figure 5.43 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° , dans la zone inflow.

A titre indicatif, on a représenté sur les figures suivantes 5.44 à 5.46 les comparaisons des profils des quantités turbulentes normalisées par la vitesse U_{ZS} sans tourbillon et avec tourbillon dans la région d'inflow à 10° d'incidence. On observe une apparente auto-similarité au sens de *Zagarola et Smits* en présence du tourbillon car l'ensemble des profils collapent vers une valeur universelle quelque soit la valeur du gradient de pression adverse sur le profil. On peut affirmer que dans la région d'inflow, l'effet du tourbillon est notable sur le ré-équilibre de ce gradient de pression, et le rend constant sur une plage plus étendue. Cet effet n'est pas le seul constaté car on observe aussi une nette diminution de l'agitation turbulente, en particulier près du bord d'attaque. Les maxima de U'^2 / U_{ZS}^2 passent d'une valeur 0.08 à 0.02 en présence du tourbillon, les quantités turbulentes verticales sont diminuées d'un facteur 100 et les tensions de Reynolds d'un facteur 50. Le tourbillon et en particulier la zone d'échange de quantité de mouvement élevée provoque une inhibition de la production turbulente dans la couche limite du profil NACA0015. A notre connaissance il n'existe pas de quantification précise des quantités turbulentes dans le cas de couche limite turbulente contrôlées par VGs et il est difficile de trouver des comparaisons sur cette diminution de l'agitation turbulente.

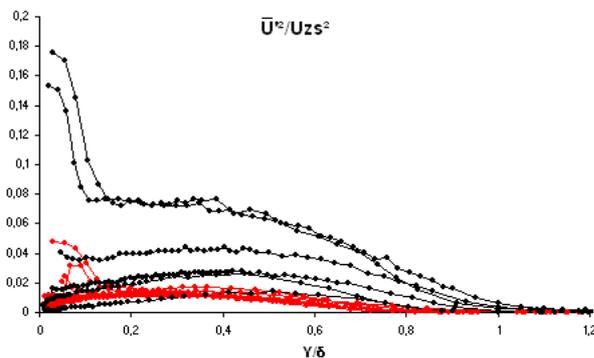


Figure 5.44 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° , sans tourbillon (noire) et dans la zone inflow (rouge).

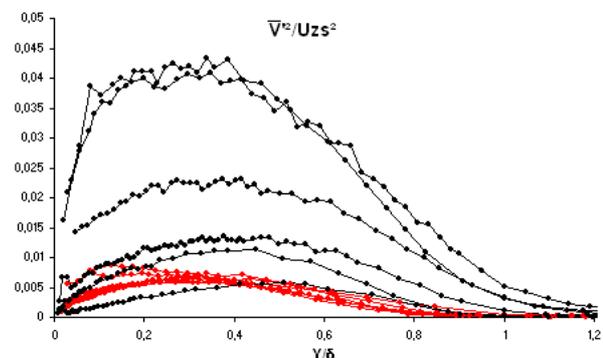


Figure 5.45 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° , sans tourbillon (noire) et dans la zone inflow (rouge).

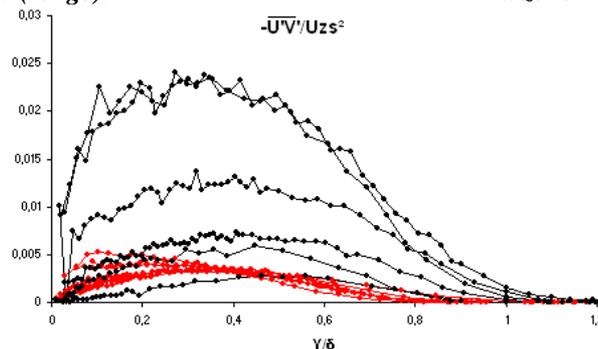


Figure 5.45 : Contrainte normale turbulente adimensionnés par U_{ZS} sur le NACA0015 à $Re=0.5 \cdot 10^6$ pour l'incidence de 10° , sans tourbillon (noire) et dans la zone inflow (rouge).

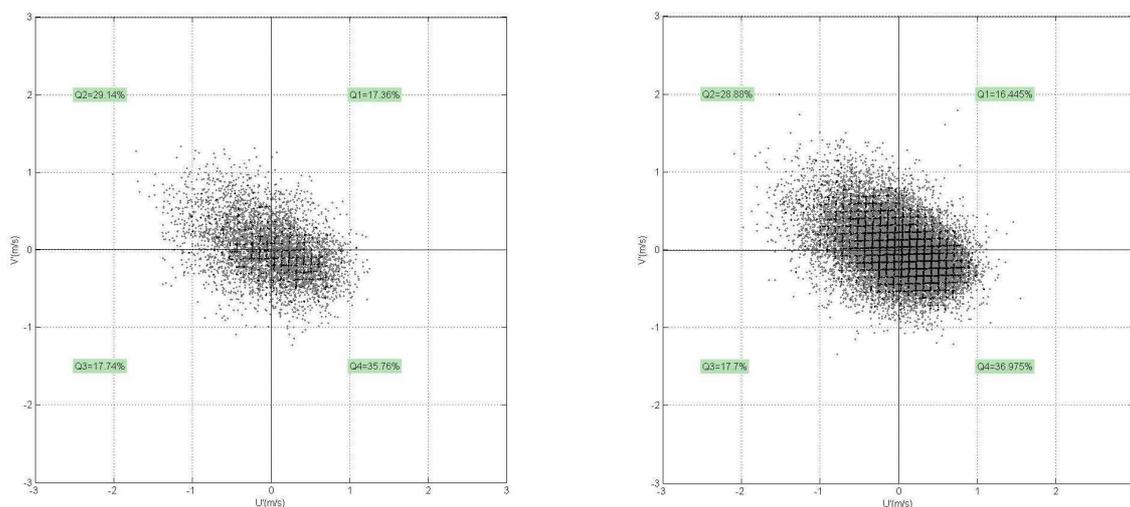
Pour essayer d'analyser les interactions mises en jeu dans la zone inflow, et ainsi mieux comprendre les échanges de fluide au niveau de la couche limite, nous avons utilisé la méthode de décomposition en quadrants de *Wallace et al.* (1972). Ils utilisent cette méthode pour visualiser un écoulement de couche limite de plaque plane. *Wallace et al.* y observent des événements de type éjection et balayage de fluide laminaire, ainsi que deux types d'événements issus des interactions entre ces éjections et balayages.

Remarquant que chacun de ces quatre types d'évènements a une orientation particulière, ils décidèrent de classer les échantillons de mesures par quadrants selon le signe des composantes u' et v' . Ce classement permet aussi de déterminer le rôle joué par les événements de chaque quadrant dans la contrainte turbulente $-\rho u'v'$.

Les caractéristiques de chaque quadrant sont :

- Q1 ($u' > 0$ et $v' > 0$) : Interaction vers l'extérieur.
- Q2 ($u' < 0$ et $v' > 0$) : Ejection de fluide lent. « *burst-like* »
- Q3 ($u' < 0$ et $v' < 0$) : Interaction vers la paroi.
- Q4 ($u' > 0$ et $v' < 0$) : Introduction de fluide rapide. « *sweep-like* »

Wallace *et al.* (1972) puis Willmarth *et Lu* (1973) utilisent cette méthode dans la zone visqueuse mais aussi dans toute l'étendue d'une couche limite qui connaît une turbulence développée. Un exemple de quadrant est présenté en Figure 5.46 pour une position Y^+ correspondant à la zone logarithmique avec et sans tourbillon.



Sans tourbillon $Y^+ = 292$

Inflow $Y^+ = 291$

Figure 5.46: Exemple de quadrant pour une incidence de 10° avec $X/C = 0.5$

Les Figures 5.47 et 5.48 présentent l'évolution des pourcentages d'évènements contenus dans chaque quadrant aux stations $X/C = 0.4, 0.5, 0.65, \text{ et } 0.8$ (correspondant à la zone de gradient de vitesse extérieur constante voir figure 5.37) pour les configurations sans tourbillon et inflow.

De manière générale, quelle que soit l'incidence ou la configuration, les événements **Q2** et **Q4** sont fortement représentés dans la zone de raccordement. Ils ont des valeurs paliers équivalente de 30-35% dans quasiment toute la zone logarithmique. Pour l'incidence 5° , le quadrant **Q4** est prépondérant sur **Q2**. Les quadrants **Q1** et **Q3** représentent environ deux fois moins d'évènements. Le palier commun est à 15-20%. La limite supérieure de la zone logarithmique correspond à la chute de **Q2**, alors que **Q4** augmente nettement ($Y^+ < 200 - 400$). Le maximum de **Q4** correspond au point d'inflexion de la zone de sillage mais aussi à la

hauteur des maxima des tensions de Reynolds. A partir de cette distance les quatre quantités varient très vite jusqu'à atteindre le niveau de l'écoulement extérieur.

On voit que le tourbillon n'a aucune influence sur les quadrants **Q1** et **Q3**, et ce quelque soit l'incidence. Alors que des différences notables interviennent sur les quadrants **Q2** et **Q4** correspondant bien à une injection de fluide rapide, et par conservation une éjection de fluide lent, ce phénomène est plus visible à une position X/C proche du point de transition laminaire/turbulent de la couche limite en particulier pour l'incidence de 10° . Cette remarque vient corroborer le fait que le tourbillon « contrôle » l'écoulement par injection de quantité de mouvement venant de l'extérieur. On peut voir aussi que ces échanges semblent s'effectuer dans la zone de raccordement ($Y^+ = 200 - 400$), dans la mesure où c'est dans cette zone que les différences entre configurations interviennent.

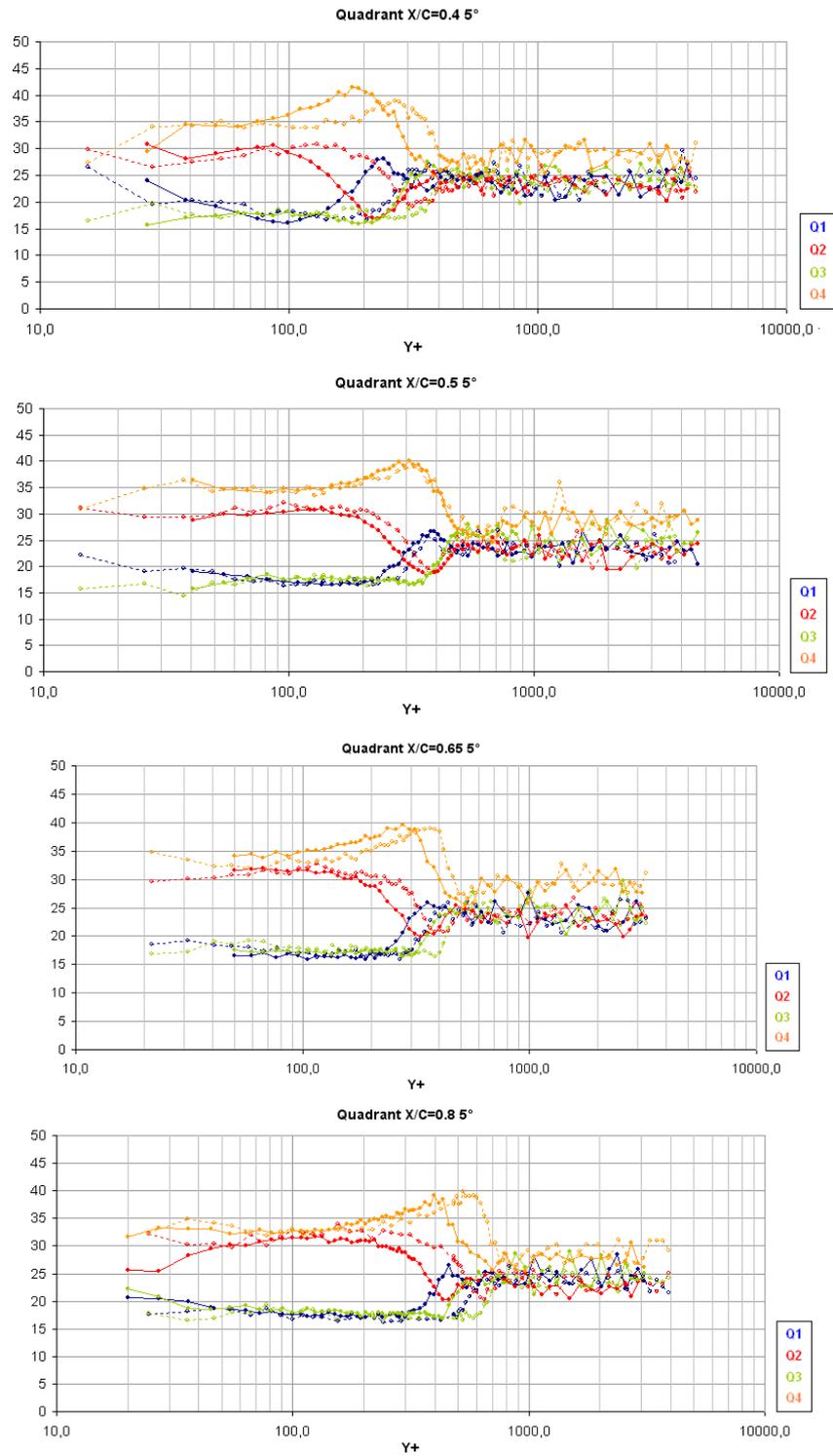


Figure 5.47: Population de chaque quadrant pour le NACA0015 à 5°
Trais pleins : Sans tourbillon, Trais pointillés :Inflow

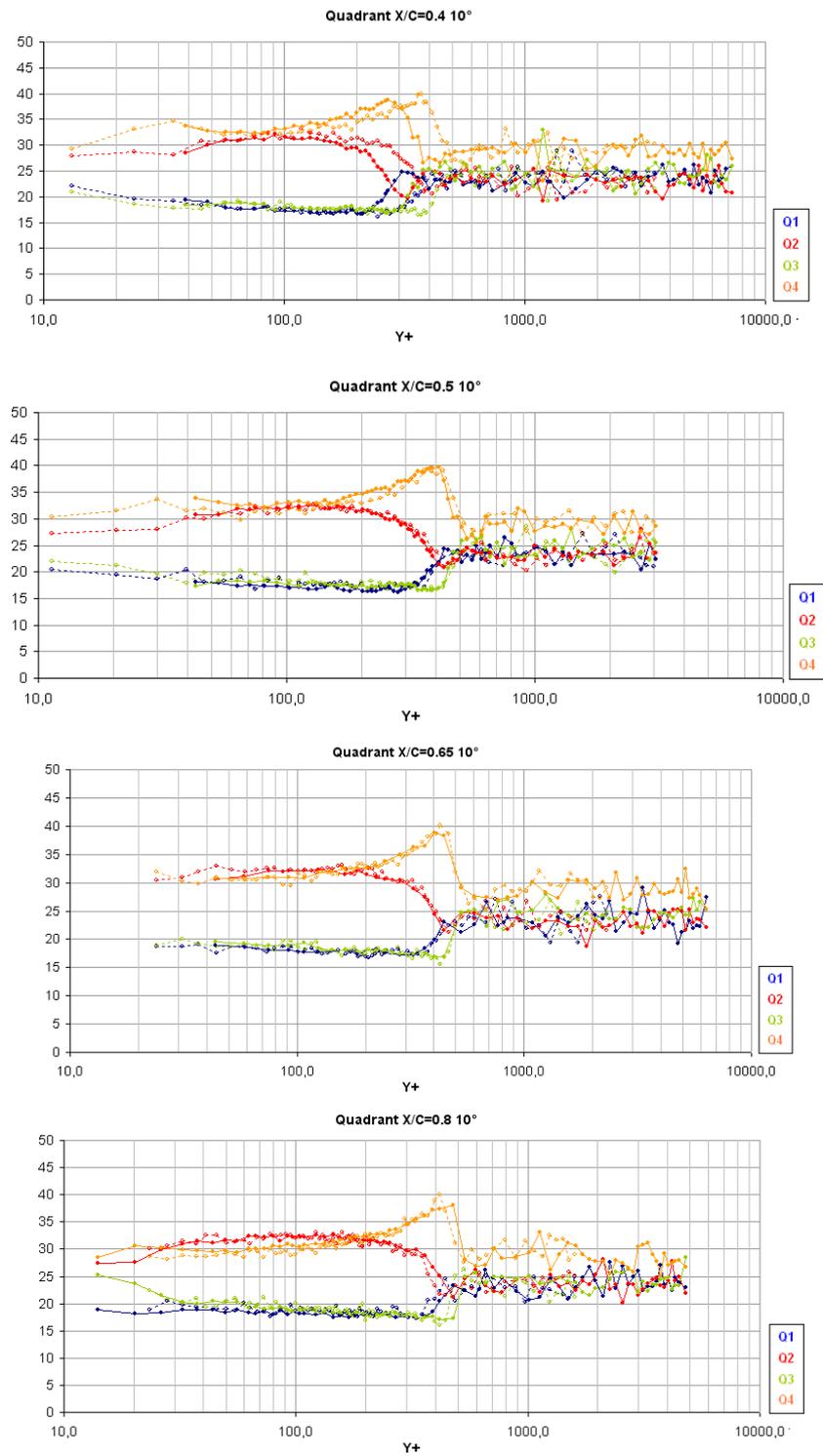


Figure 5.48: Population de chaque quadrant pour le NACA0015 à 10°
Trais pleins : Sans tourbillon, Trais pointillés :Inflow

Références du Chapitre

- Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. 2007.** L. “Theory of Concentrated Vortices”. *Springer*.
- Angele K. P. and Grewe F. 2007.** “Instantaneous behaviour of streamwise vortices for turbulent boundary layer separation control”. *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 129(2).
- Batchelor G. K. (1964).** “Axial flow in trailing line vortices”. *J. Fluid Mech.* 20, 645–658.
- East L. F. & Sawyer W. G. 1979.** “Turbulent boundary layers – Experiments, theory and modelling” *AGARD conference proceedings*. N°271, pp. 6-1, 6-19.
- Löbberg O. 2008.** “Turbulent boundary layer separation and control”. *Technical Reports from Royal Institute of Technology KTH, Mechanics*.
- Maciel Y., Rossignol K-S., Lemay J. 2006.** “A study of a turbulent boundary layer in stalled-airfoil-type flow conditions”. *Exp. Fluids*, 41, pp. 573-590.
- Mehta R. D. & Bradshaw P. 1988.** “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 2. Vortex pair with common flow upwards”. *J. Fluid Mech.* 188, 529-546.
- Mehta R. D. & Bradshaw P. 1985.** “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 2. Vortex pair with common flow upwards”. *J. Fluid Mech.* 188, 529-546.
- Sarraf C., Djeridi H., Prothin S., Billard J-Y. 2010.** “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.
- Shabaka I. M. M. A., Mehta R. D. & Bradshaw P. 1985.** “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 1. Single vortex”. *J. Fluid Mech.* 155, 37–57.
- Velte C. M., Hansen M.O.L. Cavar D. 2008.** “Flow analysis of vortex generators on wing sections by stereoscopic particle image velocimetry measurements”. *Environ. Res. Lett.* 3, 2008.
- Wallace J. M., Eckelmann H. and Brodkey R. S. 1972.** “The wall region in turbulent shear flow”. *J. Fluid Mech.*, vol. 54, part 1, pp 39-48
- Willmarth W. and Lu S.S. 1972.** “Structure of the Reynolds stress near the wall”. *J. Fluid Mech.*, vol. 55, part 1, pp. 55-92.
- Zagarola M. V. & Smits A. J. 1998.** “Mean-flow scaling of turbulent pipe flow”. *J. Fluid Mech.*, vol. 373, pp. 33-79.

Chapitre 6

Interaction Tourbillon / Décollement

Sommaire

6.1. Caractérisation du décollement sans tourbillon

- 6.1.1. Champ de vitesse moyenne et coefficient de backflow
- 6.1.2. Champ turbulent dans le sillage

6.2. Interactions

- 6.2.1. Champ de vitesse moyenne en interaction (inflow/outflow)
- 6.2.2. Champ turbulent dans le sillage

6.3. Dynamique tourbillonnaire et POD

- 6.3.1. Analyse spectrale avec et sans tourbillon
- 6.3.2. Analyse POD

6.1. Caractérisation du décollement sans tourbillon

6.1.1. Champ de vitesse moyenne et coefficient de backflow

La caractérisation du décollement de la couche limite, hors interaction avec le tourbillon, a été réalisée par mesures PIV 2D basse cadence dans un premier temps (Sarraf 2007 et Djeridi et al. 2009 et Sarraf et al. 2010) puis par PIV haute cadence (Prothin et al. 2010) pour la présente étude et ce, pour des incidences voisines de celles du décrochage statique dans le cycle d'hystérésis de coefficient de portance. Durant ce phénomène, deux états d'écoulement sont associés à une dynamique particulière de lâcher tourbillonnaire. En effet, on définit un état I partiellement décollé et un état II sévèrement détaché pour lequel on note de manière générale une augmentation du cisaillement dans le sillage du profil due à l'agitation turbulente. Ces deux états de couche limite sont visualisés sur la Figure 6.1 (Sarraf, 2007). A la même incidence, sur la branche ascendante de la courbe de portance, on note un écoulement de retour à la distance $X/C=0.5$ alors que sur la branche descendante, le point de décollement se situe au bord d'attaque.

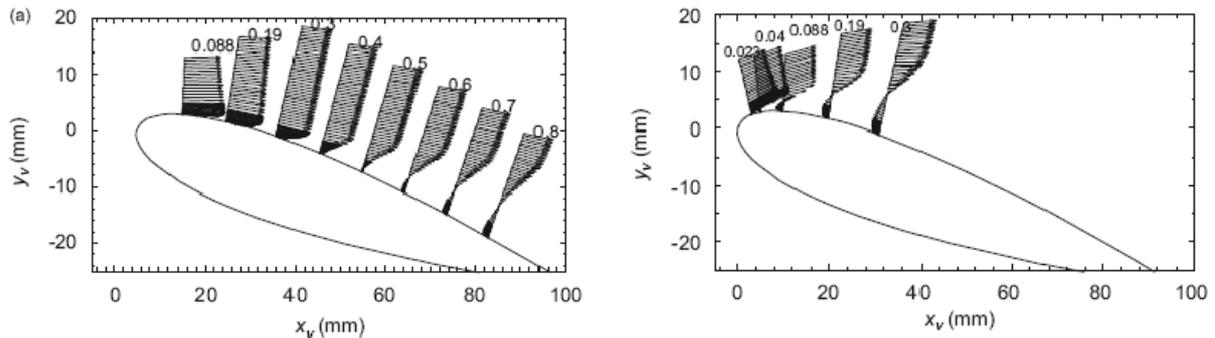
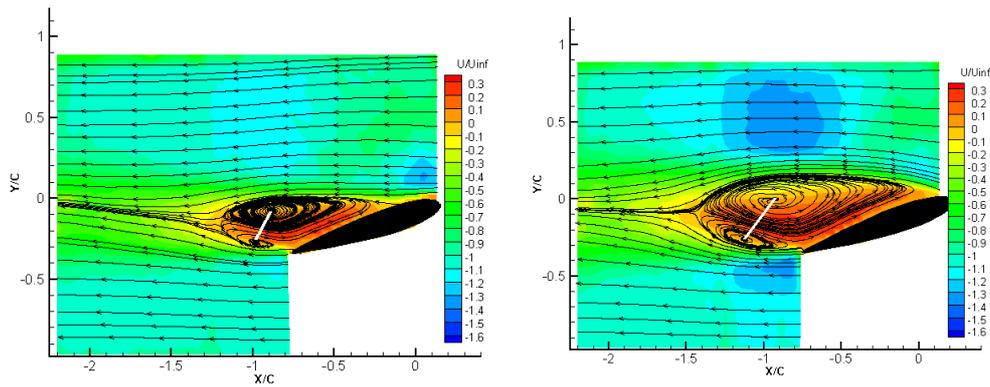


Figure 6.1 : Etat de couche limite du NACA0015 à l'hystérésis. (Sarraf 2007)
Gauche : Etat I, Droite : Etat II

La topologie de l'écoulement est visualisée grâce aux iso-contours de vitesse moyenne longitudinale dans le plan (x,y) présentés sur la Figures 6.2 et ce pour les deux états d'écoulement. Les lignes de courant sont superposées aux iso-contours de vitesse dans le but de visualiser les structures tourbillonnaires. Les vitesses moyennes sont normalisées par la vitesse extérieure. On note la position du décollement de la couche limite et la zone de recirculation. On peut définir une longueur de recirculation L_c par rapport à la taille maximale du lobe (correspondant à la position du col sur les lignes de courant) et une longueur L_U basée sur la position des minima de vitesse.



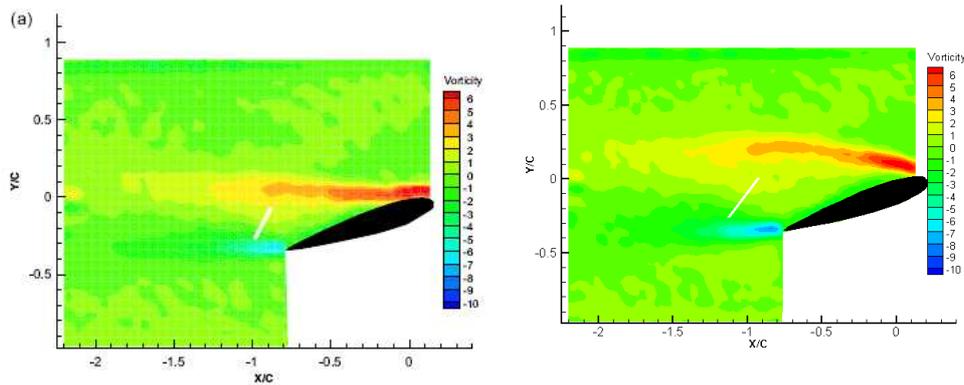
**Figure 6.2 : Etat de couche limite du NACA0015 à l'hystérésis.
Iso-contour de la composante longitudinale U.
 $Re=5.10^5$
Gauche : Etat I, Droite : Etat II**

Dans le tableau 1 ci-dessous sont répertoriées les valeurs de ces longueurs caractéristiques pour les deux états en fonction de l'épaisseur et sont comparées à celles obtenues dans le cas du sillage d'un cylindre circulaire dans la même gamme de Reynolds (*Djeridi et al. 2003*). On observe globalement que le sillage est plus étendu en aval pour l'état II et que la position des maxima de vitesse diffère dans les deux états.

	Naca0015	
	<i>Etat I</i>	<i>Etat II</i>
Lc	1.00	1.13
Lu	0.72	0.69

Tableau 1 : Evolution des longueurs caractéristique pour les états I et II.

Le saut de Strouhal est associé à une relocalisation du col, et on observe un mouvement vertical prépondérant et une relative stabilité dans la direction longitudinale dans le sillage (visible sur la position des cœurs de tourbillon de bord de fuite et de bord d'attaque). La différence la plus marquante est observée au niveau de la localisation du point de séparation, où des valeurs importantes de vorticité sont trouvées. En effet, sur la Figure 6.3, les iso-contours de vorticité montrent une structure à deux couches cisailées une au bord d'attaque et l'autre au bord de fuite. On observe que l'épaisseur de vorticité est plus importante sur le tourbillon de bord d'attaque et que le réalignement tourbillonnaire au passage à l'état II, atténue cette différence. Le tableau 2 ci-dessous récapitule les valeurs des positions des cœurs des tourbillons et des cols dans le sillage du profil NACA0015 hors interaction dans les deux états d'écoulement.



**Figure 6.3 : Etat de couche limite du NACA0015 à l'hystérésis.
Iso-contour de vorticité.
 $Re=5.10^5$
Gauche : Etat I, Droite : Etat II**

		NACA0015	
		State I	State II
Vortex core centre (leading edge)	x/c	-0.884	-0.938
	y/c	-0.077	-0.002
Vortex core centre (leading edge)	x/c	-0.980	-0.129
	y/c	-0.275	-0.260
Saddle point	x/c	-1.193	-1.417
	y/c	-0.129	-0.089

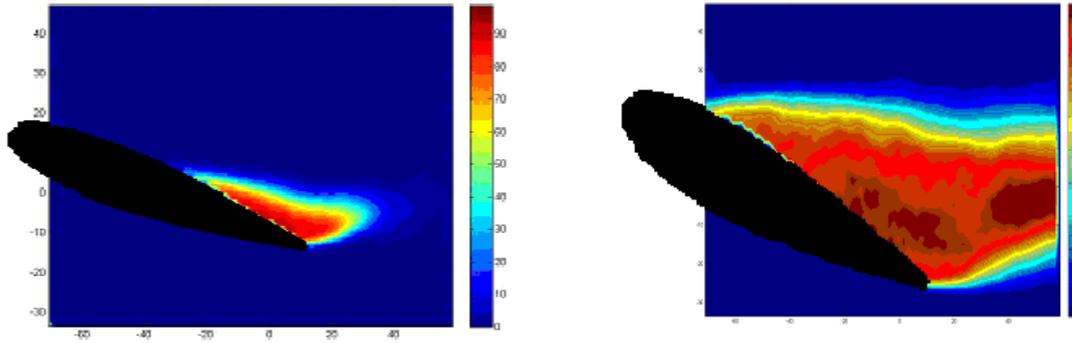
Tableau 2 : Evolution des longueurs caractéristique pour les états I et II.

En résumé, le champ moyen montre qu'à l'hystérésis, la nette dissymétrie du bord de fuite (visible à l'état I) est atténuée quand l'écoulement est sévèrement décollé (état II), le tourbillon de bord de fuite s'étend et se développe dans le sillage. Ce comportement est largement expliqué par *Sarraf et al.* (2007) et corroborent les résultats obtenus par *Sicot et al.* dans la même gamme de nombre de Reynolds.

Dans le but de caractériser de manière fine la zone décollée, on peut utiliser le coefficient de backflow qui est défini comme étant le pourcentage temporel des vecteurs vitesses dans le sens inverse de l'écoulement principal. Il est défini par :

$$backflow = \frac{Nb(champ.ou.U < 0)}{Nb(champt.total)}$$

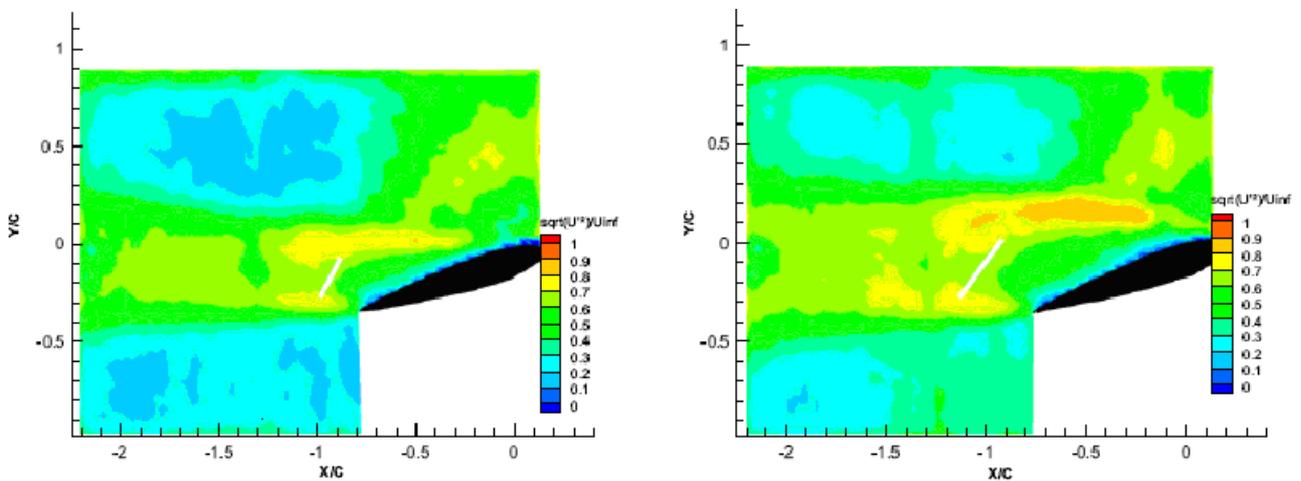
A titre indicatif, la ligne à vitesse moyenne nulle correspond à un coefficient de backflow de 50%. Ces coefficients sont représentés en iso-contours sur la Figure 6.4 à 15 et 25° d'incidence (correspondant aux deux états d'écoulement à l'hystérésis. Ce coefficient est couramment utilisé dans le cadre des études réalisées en contrôle d'écoulement par VGs (*Logdberg* 2008). Les échelles de couleur correspondent à une valeur nulle de ce coefficient en bleu et une valeur maximale de 100% en rouge foncé. La principale différence observée est relative à la forme plus étendue de ce coefficient à 25° d'incidence, correspondant à une zone de vitesse inverse prépondérante, ainsi qu'à une extension verticale caractéristique de l'état II.



*Figure 6.4 : Etat de couche limite du NACA0015.
Iso-contour de Backflow.
 $Re=5.10^5$
Gauche : 15° , Droite : 25°*

6.1.2. Champ turbulent dans le sillage

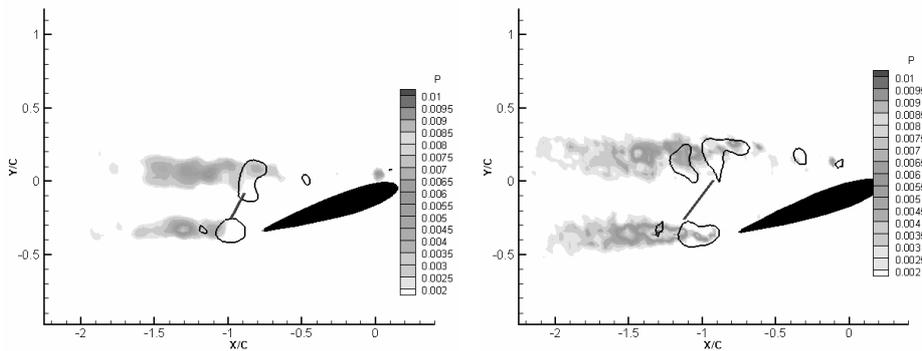
On a représenté sur la Figure 6.5 les iso-contours de fluctuations de vitesse longitudinale dans le même plan (x,y) dans le sillage du profil hors interaction, et dans les deux états d'écoulement correspondant à l'hystérésis au décrochage statique. Les vitesses sont également normalisées par la vitesse extérieure à l'infini. Sur les iso-contours des valeurs rms, on constate une structure classique à deux lobes, largement plus visible à l'état II. On peut noter qu'à l'état II, il y a une augmentation des perturbations à petite échelle au cœur du tourbillon de bord d'attaque et que cette agitation turbulente est principalement localisée au niveau du tourbillon de bord d'attaque. Ce phénomène s'étend en aval de la zone de recirculation.



*Figure 6.5 : Etat de couche limite du NACA0015 à l'hystérésis.
Iso-contour de U'^2 moyen.
 $Re=5.10^5$
Gauche : Etat I, Droite : Etat II*

Les profils de vitesses fluctuantes longitudinale, verticale et les tensions de Reynolds ont pu être extraits des champs PIV et LDV et seront montrés sur les figures relatives à l'interaction pour différentes stations dans le sillage afin de caractériser finement l'influence du tourbillon sur l'agitation turbulente dans la zone d'inflow.

On a choisi de représenter ici le terme P_{12} du tenseur de production turbulente, défini par $P = -\overline{u'v'}\partial U/\partial y$ dans le sillage dans l'état I et l'état II. Cette production d'agitation turbulente est à rapprocher de l'augmentation des fluctuations d'efforts constatée à l'hystérésis, en particulier à l'état II. En effet, à l'hystérésis *Sarraf et al.* ont montré une augmentation des fluctuations d'effort de portance (passant de 0.01 pour l'état I à 0.08 pour l'état II) correspondant à une diminution de 1.05 à 0.75 du coefficient de portance pour le Naca0015. La figure 6.6 montre que dans la région amont, on ne constate aucun niveau de production turbulente comme attendu alors que dans le sillage, cette production a une structure à deux lobes localisés dans la zone cisailée, avec un lobe plus étendu pour le tourbillon de bord d'attaque. On a également choisi de représenter les contours des tourbillons déterminés à partir du critère Q proposé par *Jeong et Hussein (1995)* correspondant au second invariant du tenseur des gradients de vitesse. Les valeurs $Q = 0.5$ sont reportées sur les figures ci-dessous. Compte tenu de la dissymétrie du lâcher tourbillonnaire, la localisation des maxima de production est différente pour les deux tourbillons. On constate également une augmentation de la production turbulente à l'état II. Cette agitation est essentiellement due à une diffusion verticale et longitudinale du tourbillon de bord de fuite à l'état II alors que le tourbillon de bord d'attaque n'évolue quasiment pas spatialement.



**Figure 6.6 : Etat de couche limite du NACA0015 à l'hystérésis.
Iso-contour de production P_{12} et iso-contour $Q=0.5$.
Le segment correspondant à l'axe des deux tourbillons. $Re=5.10^5$
Gauche : Etat I, Droite : Etat II**

En conclusion, durant la phase d'hystérésis l'augmentation des fluctuations d'effort est intimement liée à l'augmentation de l'agitation turbulente au passage à l'état II. Cette agitation est associée à un saut de Strouhal qui passe de la valeur 0.25 à 0.2 classiquement obtenue pour cette instabilité mais également à un transport vertical et longitudinal du tourbillon de bord de fuite engendrant des structures plus bruitées. Le transport du tourbillon est associé à un basculement de son axe tendant à symétriser le sillage. Il a été montré (*Prothin et al. 2009*) par la reconstruction du champ fluctuant par POD que l'augmentation de production turbulente est due au mouvement moyen de diffusion de tourbillon de bord de fuite provoquant son réalignement et une augmentation des zones cisailées.

6.2. Interactions

6.2.1. Champ de vitesse moyenne en interaction (inflow/outflow)

Dans ce paragraphe les champs de vitesse sont systématiquement comparés avec et sans tourbillon. Les iso-contours de vitesses moyennes superposés aux lignes de courant sont comparés en région d'inflow et d'outflow alors les profils de vitesse sont comparés uniquement dans la région d'inflow en interaction. Concernant les vitesses longitudinales, on observe sur la Figure 6.7 que le sillage est dévié vers les valeurs de y positives, rendant ainsi l'écoulement encore plus dissymétrique. Le tourbillon de bord de fuite fortement atténué mais la longueur de recirculation reste quasi-identique à celle observée hors interaction. En revanche, on constate un épaissement de l'épaisseur de sillage dans la région d'outflow. En revanche, dans la région d'inflow, on observe un recollement quasi-total des lignes de courant et une inhibition du lâcher tourbillonnaire. La zone d'accélération de fluide au niveau du bord d'attaque est plus étendue que dans le cas sans tourbillon.

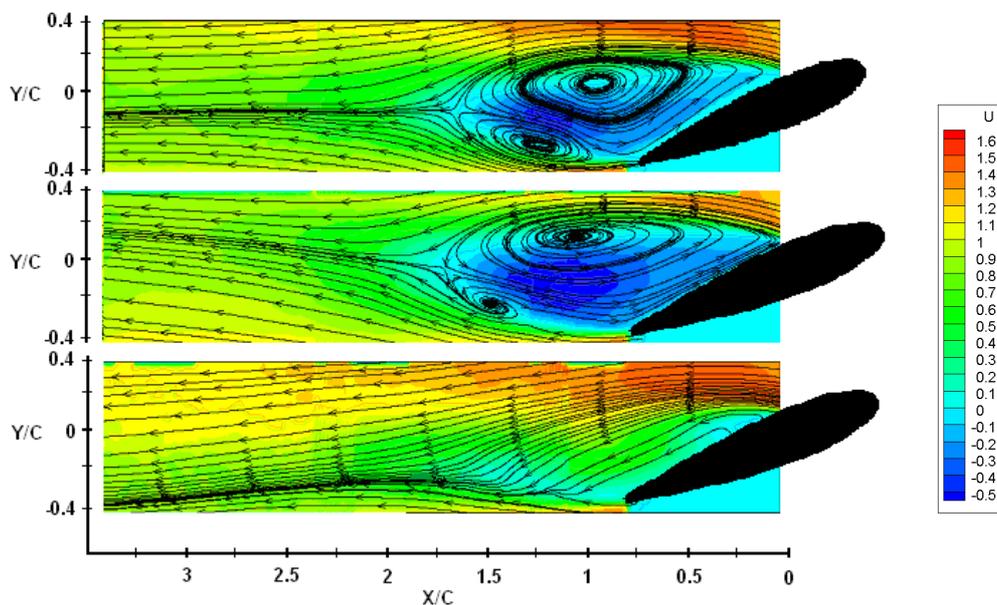


Figure 6.7 : Etat de couche limite du NACA0015 à 25°.

Iso-contour de la composante longitudinale U .

Superposé aux lignes de courant 2D.

$Re=5.10^5$. Respectivement pour la configuration sans tourbillon, Outflow et Inflow.

Les iso-contours de vitesse verticale de la Figure 6.8 montrent l'existence de la structure à deux lobes dans la région d'outflow (caractéristique du lâcher alterné) mais le sillage étant dévié, on note des localisations de maxima de vitesse (positive et négative) dans la région aval. On constate également une légère atténuation de ces valeurs maximales. Dans la zone d'inflow, la région de vitesse verticale négative est plus étendue dans le sillage compte tenu de l'apport de fluide rapide à la paroi dans cette région qui empêche toute remontée possible.

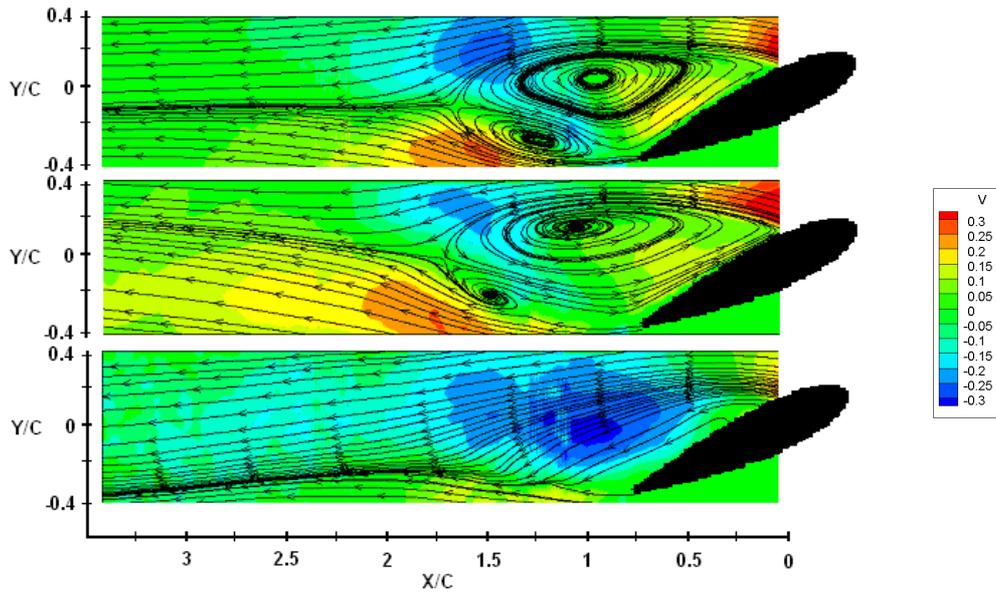


Figure 6.8 : Etat de couche limite du NACA0015 à 25°.

Iso-contour de la composante verticale V.

Superposé aux lignes de courant 2D.

Re=5.10⁵. Respectivement pour la configuration sans tourbillon, Outflow et Inflow.

Les iso-contours de vitesse transversale, Figure 6.9 montre ici qu'il n'y a pas d'effet tridimensionnel dans le sillage du profil NACA0015 hors interaction. En revanche dans la région d'outflow, on observe des vitesses positives très faibles au niveau du col et plus en aval des vitesses négatives réparties sur toute la hauteur du sillage comme un effet de « swirl » du au tourbillon. Dans la région d'inflow, la grande dispersion des niveaux d'iso-contour ne permet pas de conclure sur la tridimensionnalité de l'écoulement. Cet effet restant de toute façon faible, l'analyse bidimensionnelle reste justifiée.

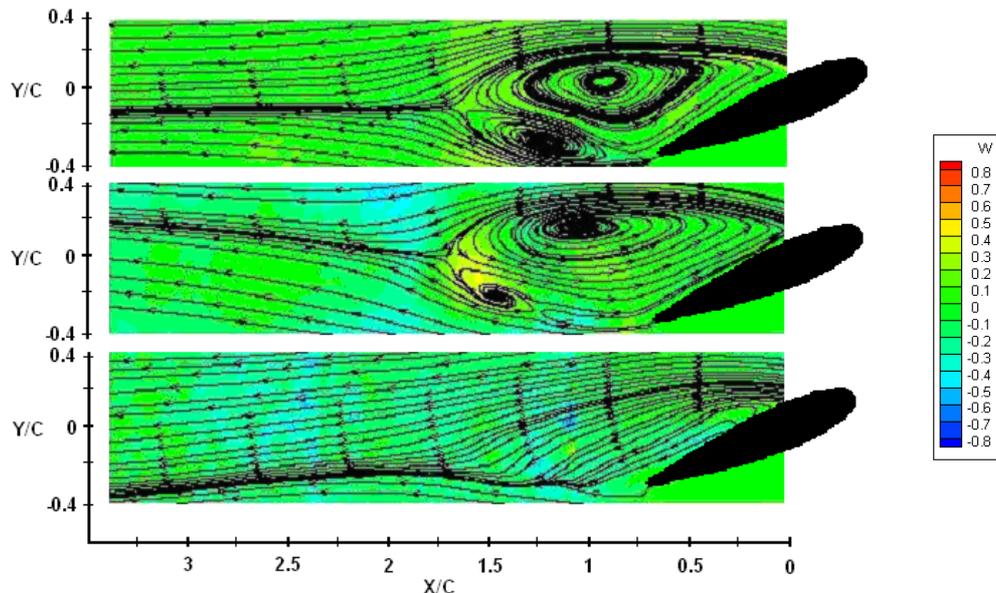


Figure 6.9 : Etat de couche limite du NACA0015 à 25°.

Iso-contour de la composante transverse W.

Superposé aux lignes de courant 2D.

Re=5.10⁵. Respectivement pour la configuration sans tourbillon, Outflow et Inflow.

La Figure 6.10 montre des profils détaillés de vitesse moyenne dans le sillage à différentes stations X/C comparés à ceux obtenus en présence du tourbillon dans la région d'inflow. Le déficit de vitesse longitudinale est bien marqué dans la région de proche sillage présentant une légère dissymétrie par rapport au déficit classique obtenu dans le sillage d'un cylindre par exemple. Dans la région d'inflow, on constate inhibition de ce déficit de vitesse (correspondant à une réduction de la zone de recirculation) et les minima de vitesse sont délocalisés vers les valeurs de y négatifs. La structure à deux lobes (vitesse verticale positive et négative) disparaît dans la région d'inflow et on observe que quelque soit la position en aval, la vitesse verticale conserve une valeur négative dont les extrema sont situés aux environs de 20 mm (Y/C=0.2). On constate une uniformisation du sillage caractéristique d'un écoulement à faible incidence. Le tourbillon dans cette région permet de contrôler de manière très satisfaisante le décollement comme cela a été observé par *Logdberg* (2008) dans le cas de VGs situés dans la couche limite dans la condition $h/\delta < 1$. C'est l'apport de quantité de mouvement qui inhibe le décollement et le lâcher tourbillonnaire.

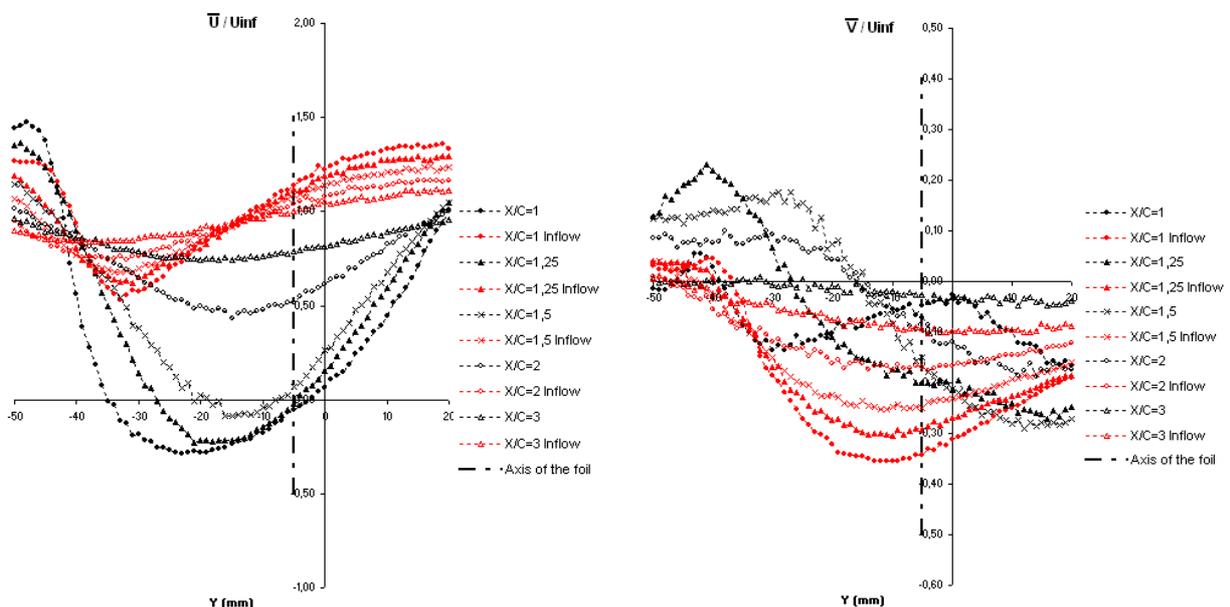


Figure 6.10 : Profil de vitesse longitudinale et verticale dans le sillage du NACA0015. Pour les configuration sans tourbillon et Inflow à $Re=5.10^5$

L'inhibition du tourbillon dans la région d'inflow est bien visualisée sur les figures 6.11 représentant les iso-contour de vorticité.

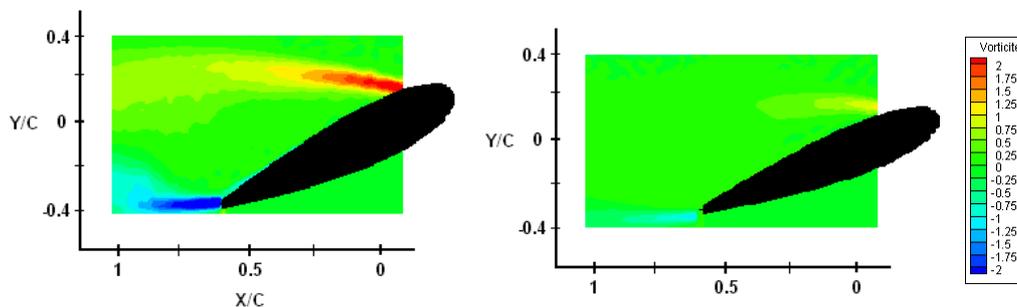


Figure 6.11 : Iso-contour de vorticité du NACA0015. Pour les configurations sans tourbillon et Inflow à $Re=5.10^5$

6.2.2. Champ turbulent dans le sillage

Il est intéressant d'analyser ce que produit l'apport de quantité de mouvement dans la région d'inflow sur les quantités turbulentes. Les Figures 6.12 ci-dessous représentent les profils de $\overline{U'^2}$, $\overline{V'^2}$ et $\overline{U'V'}$ dans le sillage du profil NACA0015 adimensionnés par la vitesse infinie amont à différentes stations X/C avec et sans tourbillon. Seule la région d'inflow est comparée ici. Hors interaction, on retrouve des profils classiques d'intensités turbulentes dans un sillage, c'est-à-dire un double pic de vitesse longitudinale fluctuante localisé de part et d'autre de l'axe du profil (légèrement dissymétrique ici du au fait que les tourbillons de bord de fuite et d'attaque sont dissymétriques), un maxima de vitesse longitudinale sur l'axe du profil qui diminue dans le sillage lointain et enfin des tensions de Reynolds alternativement positives et négatives dans le sillage.

En présence du tourbillon dans la région d'inflow on constate, qu'il n'existe plus de double pic et que les maxima sont localisés vers les valeurs de y négatives ceci est du au mouvement moyen. On peut noter également une importante diminution de l'agitation turbulente de l'ordre de 30%. Les mêmes observations peuvent être faites sur le terme de fluctuations verticales avec une diminution beaucoup plus marquée.

En ce qui concerne les termes croisés de tension de Reynolds, la déviation du sillage engendre une déviation des maxima vers les valeurs négatives. La diminution des valeurs de tension de Reynolds est également notable. Dans la littérature on peut retrouver également une diminution globale de l'agitation turbulente et plus particulièrement de la production turbulente. On peut citer notamment les travaux de *Angele et Muhammad-Klingmann (2005)* relatifs aux effets d'un tourbillon longitudinal sur la structure turbulente d'une couche limite séparée à haut nombre de Reynolds. Ils montrent une diminution significative du terme de production de fluctuations longitudinales, un retour à l'isotropie du à une augmentation du mélange à la paroi et par conséquent une diminution de l'énergie cinétique turbulente totale par rapport au cas sans tourbillon. Ils apportent également une information importante sur ce qu'il se passe dans la direction transversale concernant le transport de turbulence relativement au sens de rotation du vortex (le gradient transversal de la vitesse longitudinale engendre une augmentation locale de la production turbulente).

En conclusion, la région d'inflow dans notre cas d'étude correspond à une région contrôlée comme on peut en trouver dans la littérature. En effet, en ce qui concerne la dynamique du sillage instationnaire on peut se référer aux récents travaux de *Unal et Atlar (2010)* relatifs à l'analyse des effets d'une rampe de générateurs de vortex situés dans la couche limite d'un cylindre à haut nombre de Reynolds. Dans ce cas de figure, les auteurs montrent que les VGs diminuent l'épaisseur du sillage dans la région de sillage proche. Ils montrent que la séparation est clairement retardée. Les longueurs caractéristiques du sillage sont étendues vers l'aval et ils montrent que l'épaisseur de la couche cisailée décroît. L'analyse par POD des champs PIV phasés sur les tensions de Reynolds montre également que les VGs ont un effet prédominant sur les structures à grande échelle (affaiblissement des tourbillons) et moins important sur les quantités turbulentes. Dans notre cas d'étude, en grandeur moyenne on observe un affaiblissement du tourbillon de bord fuite et également une diminution de l'agitation turbulente.

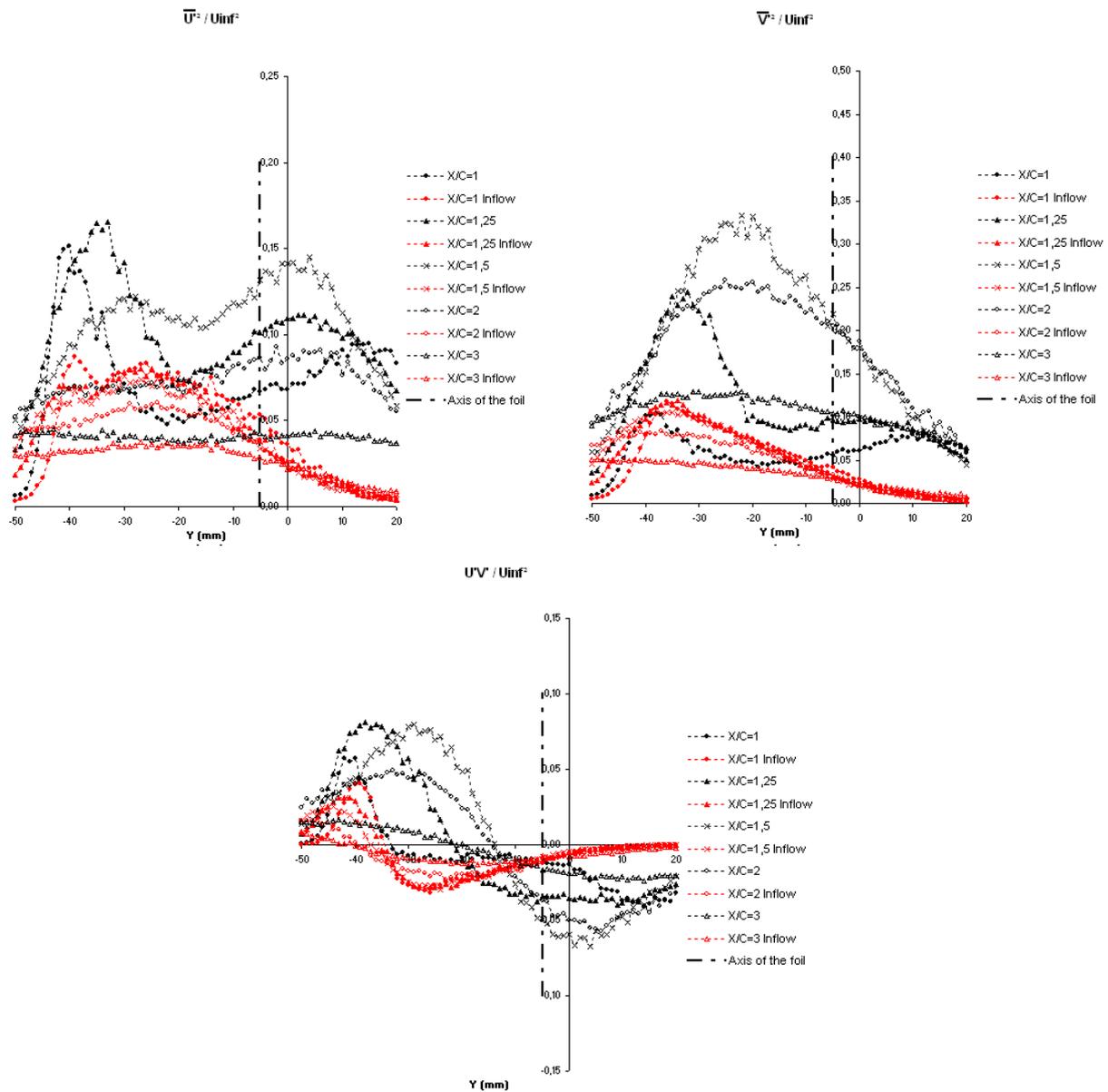
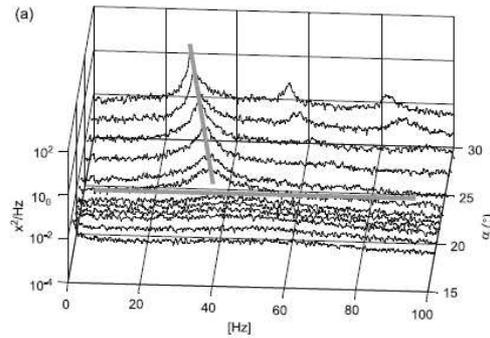


Figure 6.12 : Profil de tension de Reynolds dans le sillage du NACA0015. Pour les configurations sans tourbillon et Inflow à $Re=5 \cdot 10^5$

6.3. Dynamique tourbillonnaire et POD

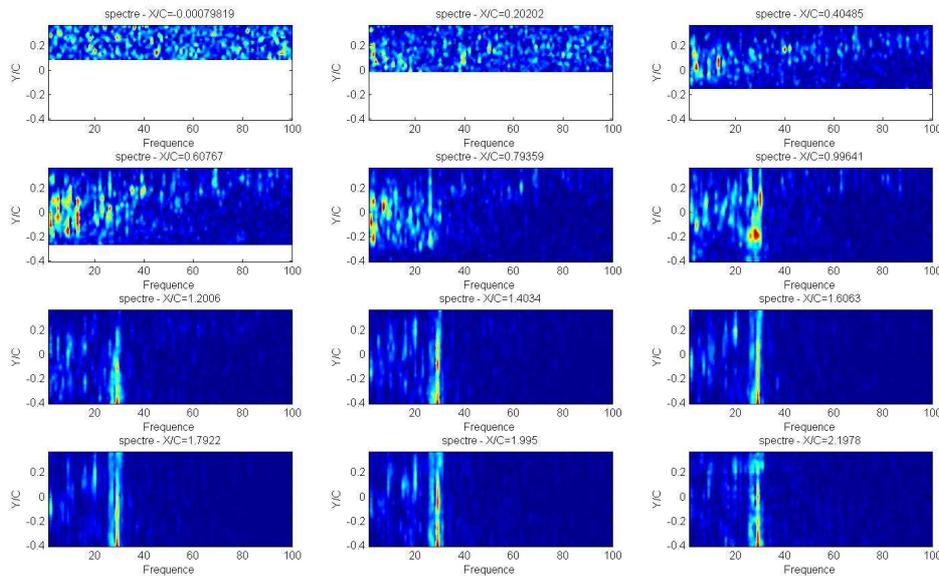
6.3.1. Analyse spectrale avec et sans tourbillon

Concernant la dynamique tourbillonnaire, le passage de l'état I à l'état II se caractérise par l'établissement de l'instabilité de von Karman associé à un saut de nombre de Strouhal basé sur la surface projetée ($St = C \sin(\alpha) f / U$) de 0.25 à 0.2. La Figure 6.13 montre l'évolution de la fréquence de lâcher tourbillonnaire en fonction de l'angle d'incidence du profil NACA0015. L'établissement de l'instabilité de sillage est marqué par un changement de pente brutal dans l'évolution de cette fréquence et une augmentation non négligeable de son amplitude. La fréquence diminue quant à elle en fonction de l'incidence pour atteindre une valeur de Strouhal de l'ordre de 0.2.



**Figure 6.13 : Spectre du lâché tourbillonnaire en fonction de l'incidence.
Pour la configuration sans tourbillon à $Re=5.10^5$**

La Figure 6.14 ci-dessous montre pour une incidence de 25° la localisation des amplitudes de fréquence de lâcher tourbillonnaire dans le sillage c'est-à-dire la signature fréquentielle du sillage. Pour chaque position X/C on a représenté l'amplitude spectrale en fonction de la fréquence et de la position verticale Y (dans le but de mettre en évidence la signature du lâcher tourbillonnaire dans les zones cisillées). On observe que hors interaction, le lâcher tourbillonnaire devient énergétique dans le sillage à une position X/C= 1 du profil correspondant l'existence des couches cisillées de bord de fuite et d'attaque. En revanche l'amplitude est maximale à Y/C=-0.2 correspondant à la position du maximum de vorticité. Plus en aval, l'énergie est globalement répartie uniformément sur la verticale et le pic fréquentiel se situe à 28Hz correspondant à un nombre de Strouhal de 0.21.



**Figure 6.14 : Spectre du lâché tourbillonnaire en fonction de la position en aval du profil.
Pour la configuration sans tourbillon à 25° à $Re=5.10^5$**

Les figures 6.15 et 6.16 montrent respectivement les localisations des amplitudes fréquentielles dans la région d'inflow et d'outflow. On constate que dans la région d'inflow, il n'y a plus de signature énergétique du lâcher tourbillonnaire alors que dans la région d'outflow on observe une légère diminution de la fréquence qui passe de 28 Hz à 23 Hz correspondant à un Strouhal de 0.18. Ce changement de fréquence est dû à la forme particulière des deux tourbillons dans cette région. Cette réduction dans la région d'outflow va dans le sens contraire du mécanisme mis en évidence par *Unal et Atlar* dans le cas du

contrôle par une rampe de générateurs de vortex. Ceci paraît normal puisque cette région d’outflow est une région dans laquelle le fluide est advecté vers une zone de vitesse rapide (loin de l’obstacle) et où le décollement est « entretenu ». Dans le cas d’une rampe de générateurs de vortex, le mécanisme d’augmentation de Strouhal observé est expliqué par la modification des couches cisillées et donc une diminution du phénomène de diffusion.

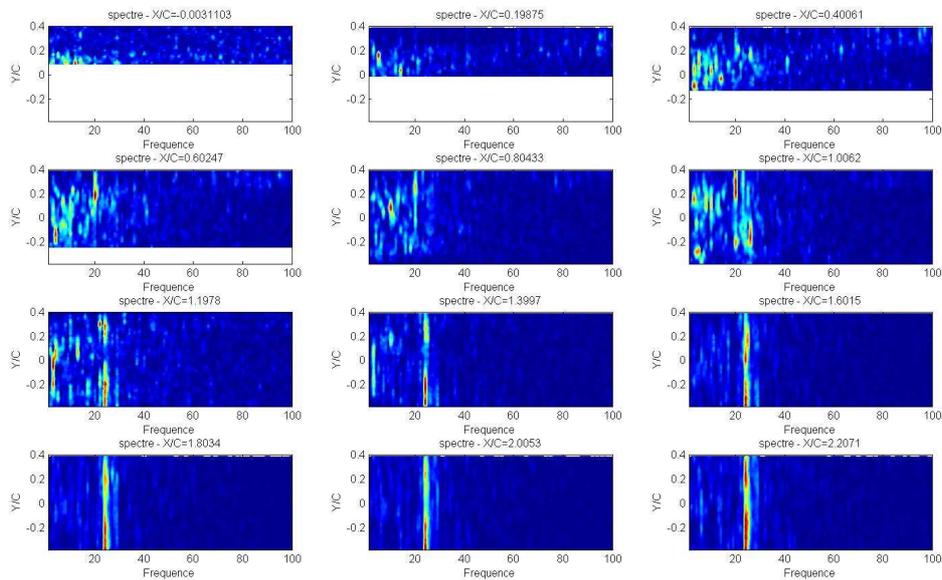


Figure 6.15 : Spectre du lâché tourbillonnaire en fonction de la position en aval du profil. Pour la configuration avec tourbillon (Outflow) à 25° à $Re=5.10^5$

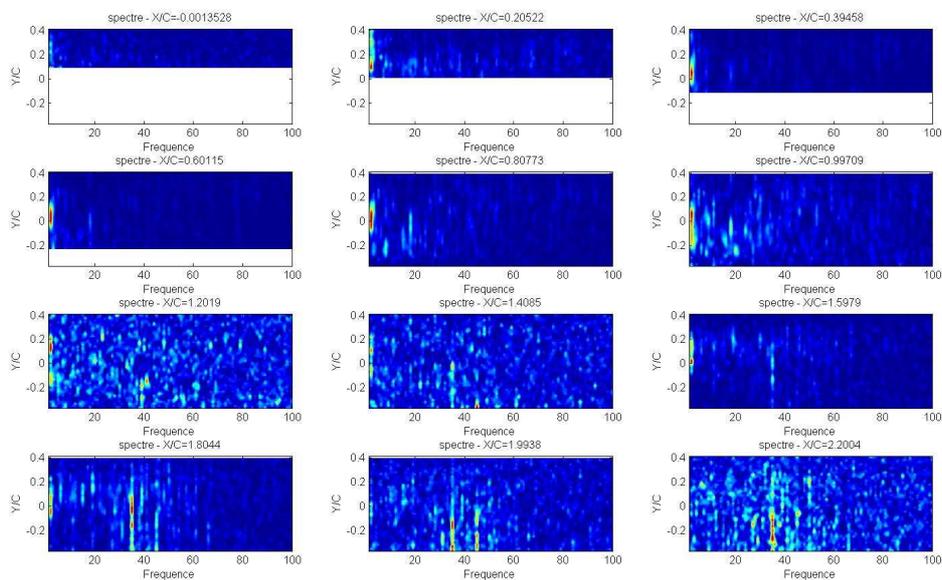


Figure 6.16 : Spectre du lâché tourbillonnaire en fonction de la position en aval du profil. Pour la configuration avec tourbillon (Inflow) à 25° à $Re=5.10^5$

6.3.2. Analyse POD

De nombreuses études ont mis en évidence l'existence et l'importance des structures cohérentes au sein des écoulements turbulents. Les difficultés à les définir et à les extraire ont conduit au développement de différentes méthodes d'identification.

Afin de pallier les problèmes posés par les techniques de mesure conditionnelle (définition du critère de détection), une approche basée uniquement sur un critère énergétique a été proposée par *Lumley* (1967): la décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD). Celle-ci consiste à considérer que les structures cohérentes sont celles qui ont la plus grande projection au sens des moindres carrés sur le champ de vitesse.

Cette définition conduit à la résolution d'un problème aux valeurs propres dont le noyau est le tenseur des corrélations spatiales en deux points. L'ensemble des modes propres obtenu constitue alors une base orthogonale optimale au sens de l'énergie pour les réalisations de l'écoulement. Cette approche a ensuite été adaptée par *Sirovich* (1987) (introduisant alors la Snapshot POD) à des données très bien résolues spatialement mais dont le nombre d'échantillons est limité (de type mesures PIV ou données issues de simulations numériques par exemple). De plus, une généralisation de la méthode appelée décomposition bi-orthogonale a été proposée par *Aubry et al.* (1991) qui peut être réalisée sans a priori sur la nature de la distribution statistique des signaux considérés (stationnarité, ergodicité...). Le développement des capacités de calcul a favorisé l'acquisition et le calcul des données nécessaires à la mise en oeuvre de la POD. Celle-ci est maintenant largement utilisée pour l'analyse des écoulements complexes aussi bien en écoulements cisailés libres qu'en écoulement de paroi, en convection libre ou encore en géophysique.

Enfin, la POD a conduit au développement de la POD étendue. Celle-ci permet d'extraire d'une grandeur physique quelconque (la concentration, la pression ou le champ de vitesse par exemple) la partie corrélée à une autre grandeur connue sur un domaine différent ou pas. Cette technique est à rapprocher des méthodes d'analyse conditionnelle qui permettent l'étude de la réponse d'une grandeur physique à un ou plusieurs signaux de référence. L'équivalence entre l'estimation stochastique linéaire et la POD étendue a d'ailleurs été démontrée.

Pour de plus amples détails sur la POD, on pourra se référer aux travaux de *Berkooz et al.* (1993) par exemple.

a) Formalisme mathématique

L'approche POD consiste à trouver une fonction déterministe $\Phi(\mathbf{X})$ maximisant sa projection sur la variable aléatoire $\mathbf{u}(\mathbf{X})$. Ces fonctions appartiennent à l'espace des fonctions complexes dont les composantes $\Phi_i(\mathbf{X})$ sont des fonctions complexes continues à variables réelles. En se restreignant à l'espace des fonctions à carré intégrable, on définit le produit scalaire suivant :

$$\langle u, \Phi \rangle = \int_D u(X) \cdot \Phi^*(X) dX = \sum_{i=1}^{N_c} u_i(X) \cdot \Phi_i^*(X) dX$$

où N_c représente le nombre de composantes utilisées pour la décomposition et D le domaine spatial étudié (\mathbb{R}^3 dans le cas le plus général).

En outre, \mathbf{u}^* est le complexe conjugué de \mathbf{u} . La norme associée à ce produit scalaire est définie par :

$$\|\mathbf{u}\|^2 = \int_D \mathbf{u}(X) \mathbf{u}^*(X) dX$$

L'opérateur noté $\langle \cdot \rangle$ utilisé par la suite pourra être une moyenne spatiale ou temporelle suivant le type d'approche considéré (POD classique ou snapshot). Le problème de recherche de la fonction Φ est équivalent à la maximisation de :

$$\frac{\langle \|\mathbf{u}, \Phi\|^2 \rangle}{\|\mathbf{u}\|^2}$$

Ce problème de maximisation conduit à la résolution d'un problème aux valeurs propres qui se présente sous la forme d'une équation intégrale de Fredholm :

$$\sum_{i=1}^{N_c} \int_D R_{ij}(X, X) \Phi_j^{(n)}(X) dX = \lambda^{(n)} \Phi_i^{(n)}(X)$$

où $\mathbf{R}_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X})$ est le tenseur des corrélations en deux points.

Selon la théorie d'Hilbert Schmidt, il est nécessaire que le domaine d'intégration soit borné et que le tenseur des corrélations utilisé soit hermitien et appartienne à l'espace des fonctions à carré sommable. S'il existe des directions d'homogénéité ou de stationnarité, la POD ne peut donc pas être appliquée et est généralement remplacée par la décomposition harmonique. Sous ces conditions, l'équation de Fredholm admet une infinité dénombrable de solutions $\Phi^{(n)}$ associées aux valeurs propres $\lambda^{(n)}$ constituant une base orthogonale pour l'espace des réalisations $\mathbf{u}(\mathbf{X})$. Les fonctions $\Phi^{(n)}$ peuvent être choisies de manière à ce que la base soit orthogonale, c'est-à-dire :

$$(\Phi^{(n)}, \Phi^{(m)}) = \delta_{nm}$$

où δ_{nm} désigne le symbole de Kronecker.

Toute réalisation $\mathbf{u}_i(\mathbf{X})$ peut donc être décomposée sur cette base :

$$u(X, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a^{(n)}(t) \Phi_i^{(n)}(X)$$

Les coefficients de projection $\mathbf{a}^{(n)}$ sont calculés par :

$$a^{(n)}(t) = \int_D u_i(X, t) \Phi_i^{(n)}(X)$$

et sont non corrélés entre eux :

$$\langle a^{(n)}, a^{(m)} \rangle = \delta_{nm} \lambda^{(n)}$$

De plus, le noyau \mathbf{R}_{ij} peut être reconstruit à partir des fonctions propres :

$$R_{ij}(X, X') = \sum \lambda^{(n)} \Phi_i^{*(n)}(X) \Phi_j^{(n)}(X')$$

La valeur propre de rang n traduit le contenu énergétique du mode correspondant, la somme des valeurs propres représentant l'énergie totale dans le domaine de mesure. De plus, par définition, la POD est optimale au sens de l'énergie, elle capture un maximum d'énergie en un minimum de modes. Etant donné qu'il existe une relation linéaire entre les modes POD et les réalisations instantanées du champ de vitesse, les modes propres vérifient les mêmes relations linéaires que l'écoulement. En particulier, si l'écoulement est incompressible, les modes POD sont à divergence nulle. Si les conditions aux limites de l'écoulement sont décrites par des relations linéaires, comme c'est le cas pour des conditions de périodicité ou de non glissement, les modes propres les vérifient aussi.

En revanche, afin d'obtenir les coefficients temporels de la projection, il est nécessaire de connaître le champ de vitesse en tout point à tout instant. Par conséquent, la mise en oeuvre de la POD sur des données expérimentales est ardue car elle impose l'utilisation d'un grand nombre d'échantillon.

b) *POD classique et Snapshot POD*

Deux approches principales POD ont été développées dans la littérature suivant le noyau du problème aux valeurs propres considéré. Elles aboutissent au même type de décomposition dans le cas d'un champ spatio-temporel :

$$u_i(X, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a^{(n)}(t) \Phi_i^{(n)}(X)$$

La POD classique, telle qu'introduite initialement par *Lumley* (1967), est basée sur l'utilisation du tenseur des corrélations spatiales en deux points. L'opérateur moyenne $\langle \cdot \rangle$ utilisé correspond alors à une opération de moyenne temporelle. En faisant les hypothèses de stationnarité et d'ergodicité, le noyau POD est alors défini par :

$$R_{ij}(X, X') = \frac{1}{T} \int_T u_i(X, t) u_j(X', t) dt \quad ; \quad T \rightarrow \infty$$

Les fonctions propres obtenues ne dépendent que de la variable spatiale \mathbf{X} . Le calcul du tenseur \mathbf{R}_{ij} nécessite un nombre d'échantillons temporels suffisant pour assurer la convergence statistique.

Cette approche est donc particulièrement bien adaptée au traitement de données issues par exemple de mesures par peignes de fils chauds ou par antenne de microphones. La

Snapshot POD développée par *Sirovich* (1987) est basée sur le tenseur des corrélations temporelles défini par :

$$C(t, t') = \frac{1}{\varepsilon_D} \int u_i(X, t) u_j(X, t') dX$$

où $\varepsilon = \mathbf{D}$.

L'équation de Fredholm à résoudre est la suivante :

$$\int_T C(t, t') a(t') dt' = \lambda a(t)$$

Les modes spatiaux $\Phi^{(n)}(\mathbf{X})$ sont alors calculés par projection de la variable aléatoire $\mathbf{u}_i(\mathbf{X}, t)$ sur les coefficients $\mathbf{a}^{(n)}(t)$:

$$\Phi_i^{(n)}(X) = \int_T u_i(X, t) a^{(n)}(t) dt$$

Cette approche présente les mêmes propriétés en terme de convergence et de reconstruction du champ de vitesse que la POD classique. Ici, l'opérateur de moyenne étant une moyenne spatiale, cette technique est généralement utilisée dans le cas de données bien résolues spatialement mais présentant un faible nombre d'échantillons temporels comme par exemple les mesures obtenues par PIV ou les résultats de simulations numériques.

2.1 Remarques concernant les deux types d'approches POD

- Contrairement à la POD classique où les corrélations $\mathbf{R}_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X}')$, $\mathbf{i} \neq \mathbf{j}$, sont explicitement prises en compte lors de la résolution du problème aux valeurs propres, la méthode des snapshots ne fait pas intervenir de corrélation intercomposante.
- La Snapshot POD peut être appliquée à partir de deux types d'échantillons, des échantillons indépendants temporellement ou des échantillons continus en temps sur une durée limitée. Dans le premier cas, si le nombre d'échantillons est suffisant, les deux types de POD sont équivalents. Dans le deuxième cas, les modes POD obtenus par la méthode des snapshots ne sont descriptifs que de l'échantillon retenu.

c) Méthode des Snapshots appliquée aux données PIV

La décomposition est effectuée à partir des données PIV sur un maillage cartésien dont le nombre de points est noté $\mathbf{n}_x = \mathbf{n}_x \cdot \mathbf{n}_y$. Pour résoudre le problème aux valeurs propres discrétisé sur ce maillage cartésien, nous avons utilisé la méthode des snapshots, introduite par *Sirovich*.

Cette méthode est basée sur la décomposition en valeurs singulières de la matrice \mathbf{M} des réalisations. En effet, les \mathbf{N} réalisations de \mathbf{u} et \mathbf{v} sur un domaine discrétisé avec \mathbf{n}_x points sur un maillage cartésien peuvent s'écrire dans la matrice :

$$M = \begin{bmatrix} u^{(1)}(X_1) & u^{(2)}(X_1) & \dots & u^{(N)}(X_1) \\ u^{(1)}(X_2) & u^{(2)}(X_2) & \dots & u^{(N)}(X_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ u^{(1)}(X_{nX}) & u^{(2)}(X_{nX}) & \dots & u^{(N)}(X_{nX}) \\ v^{(1)}(X_1) & v^{(2)}(X_1) & \dots & v^{(N)}(X_1) \\ v^{(1)}(X_2) & v^{(2)}(X_2) & \dots & v^{(N)}(X_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ v^{(1)}(X_{nX}) & v^{(2)}(X_{nX}) & \dots & v^{(N)}(X_{nX}) \end{bmatrix}$$

Le tenseur des corrélations, de dimension $2n_X$, s'écrit ainsi :

$$R = \frac{dxdy}{N} M.M^T$$

et l'équation aux valeurs propres s'écrit :

$$\frac{dxdy}{N} M.M^T \phi = \lambda \phi$$

Le nombre de valeurs propres non nulles qui peuvent être déterminées est fixé par le rang du tenseur \mathbf{R} . Si les \mathbf{N} réalisations sont linéairement indépendantes, ce rang est $\min(\mathbf{N}, 2n_X)$. Cette limitation est due à la discrétisation et la troncature du domaine, ainsi qu'au nombre de réalisations disponibles. En multipliant à gauche l'équation précédente par \mathbf{M}^T , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dxdy}{N} M^T.M.M^T \phi &= \lambda M^T \phi \\ \frac{dxdy}{N} M^T.M \phi' &= \lambda \phi' \end{aligned}$$

On voit que $\mathbf{M}\mathbf{M}^T$ de dimension $2n_X$ a les mêmes valeurs propres que $\mathbf{M}^T\mathbf{M}$ de dimension \mathbf{N} . Ces deux matrices étant de rang $\min(\mathbf{N}, 2n_X)$, les valeurs propres restantes de la plus grande des deux matrices sont nulles. On a donc intérêt à choisir, pour le calcul des valeurs propres, la matrice de plus petite dimension.

Nous avons donc calculé les valeurs propres de $\mathbf{M}^T\mathbf{M}$. Les vecteurs propres de chacune des deux matrices considérées sont liées par les relations :

$$\begin{aligned} \phi' &= M^T \phi \\ \phi &= M \phi' \end{aligned}$$

Ainsi, les modes désirés sont obtenus en multipliant les vecteurs propres de la matrice $(\frac{dxdy}{N} M^T M)$ par \mathbf{M} .

d) Application de la POD à nos résultats

En complément de l'analyse statistique, nous avons utilisé l'approche de décomposition en modes propres (POD, méthode des Snapshot) pour projeter les processus physiques sur une base de Karhunen-Loewe. Cette décomposition permet d'étudier la dynamique du lâché tourbillonnaire. De manière générale, dans le cas d'une décomposition basée sur les champs bruts, le premier mode (mode 0) est similaire (topologiquement) au champ moyen, représentant une grande partie de l'énergie de l'écoulement. Dans notre cas nous avons utilisé la décomposition sur les champs fluctuants, c'est à dire les champs bruts auxquels on a retiré la moyenne temporelle des champs, par conséquent le premier mode n'a plus cette topologie.

Dans ce paragraphe, nous allons tenter d'utiliser la POD pour analyser nos configurations d'écoulement, tout en gardant à l'esprit que cette décomposition a une interprétation physique qui reste encore sujette à controverse. Pour chaque configuration (avec et sans interactions), nous allons tout d'abord étudier les valeurs propres de cette décomposition, puis nous analyserons la topologie des modes spatiaux, et enfin nous tenterons de commenter les évolutions des coefficients temporels.

Les Figures 6.17 et 6.18 ci-dessous montrent les distributions d'énergie obtenues avec et sans tourbillon, et ceux pour les deux plans en aval du profil NACA0015 (P2 et P3). Plus particulièrement, la Figure 6.17 représente le pourcentage d'énergie de chaque mode avec une échelle log-log, et la Figure 6.18 représente les histogrammes de répartition énergétique pour les 6 premiers modes.

On peut voir qu'à partir d'une dizaine de modes, le pourcentage d'énergie décroît significativement quand le rang du mode augmente. Il apparaît, dans le cas sans tourbillon et en région d'outflow, que les deux premiers modes ont une contribution prédominante et équivalente par rapport aux autres modes. Il a été montré (*Perrin (2008), Michard et Favelier (2006)*), et nous le verrons par la suite, que la décomposition de ce type d'écoulement marqué par un phénomène périodique ou pseudo-périodique fournit les deux premiers modes principaux gérant le lâcher tourbillonnaire, ce qui se traduit par de fortes valeurs des deux valeurs propres associées. Au delà du cinquième mode, le poids énergétique des différentes composantes varie de manière similaire.

Dans le sillage lointain du profil (plan P3), on constate une décroissance énergétique plus brutale que dans le sillage proche du profil. Ceci correspondant au fait que, bien en aval, les structures cohérentes de bord de fuite et de bord d'attaque sont spatialement établies et ainsi les deux premiers modes relatifs au phénomène de convection sont prépondérants dans le plan P3. Pour l'inflow, la décroissance énergétique est très faible, (faible énergie répartie sur un nombre de mode plus grand) les premiers modes ne sont plus énergétiques corroborant le fait que le lâcher est inhibé. Dans la région d'outflow, dans le plan P3, le lâcher est plus cohérent que hors interaction dans la mesure où les premiers modes contribuent à 40% de l'énergie alors que hors interaction ils contribuent à 34% de l'énergie.

En accord avec des études antérieures relatives à une décomposition réalisée sur des champs de vitesse issus de simulations numériques, à faible nombre de Reynolds (*Noack et al. (2003)* à $Re=200$), nous observons sur les premiers modes, une décroissance en palier des valeurs propres. Ces paliers signifient que les modes associés possèdent la même importance au sein de l'écoulement par rapport aux paires de modes voisines.

Le fait d'obtenir deux modes de même importance énergétique et de topologie semblable laisse penser qu'ils participent tous deux au même mouvement élémentaire.

Dans tous les cas on peut noter que contrairement à la répartition d'énergie observée dans le cas du sillage d'un cylindre à bas Reynolds (*Noack et al.*), il est nécessaire de considérer plusieurs centaines de modes pour obtenir 90% de l'énergie. *Perrin* (2008), à haut Reynolds, utilise une vingtaine de modes pour reconstruire l'écoulement dans le sillage du cylindre à 90% de l'énergie total.

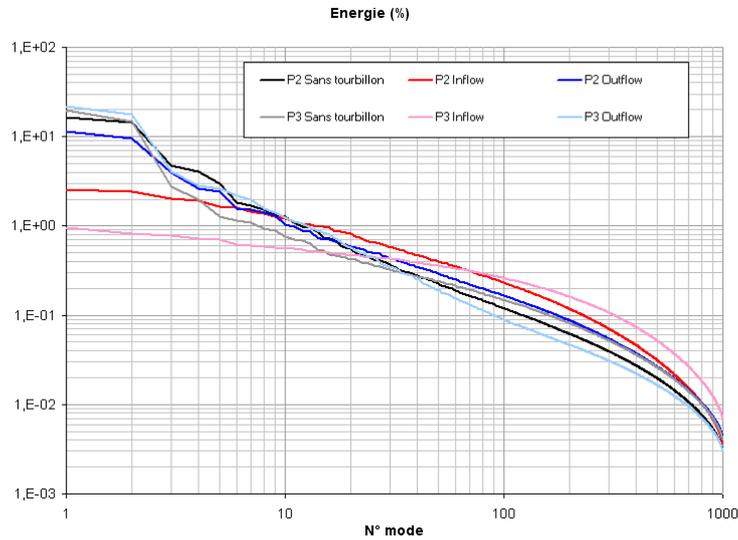


Figure 6.17 : Distribution d'énergie par mode pour les 2 plans en aval du profil NACA0015. Pour les configurations sans et avec tourbillon (Inflow/Outflow) à 25° à $Re=5.10^5$

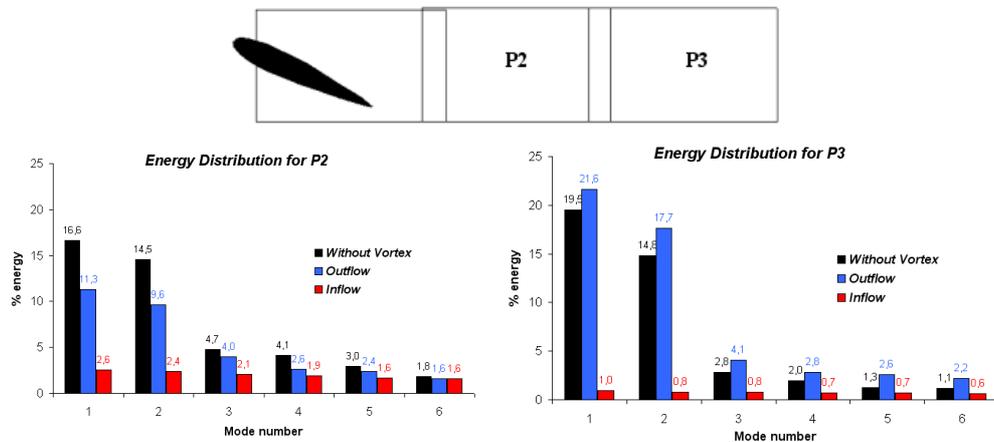
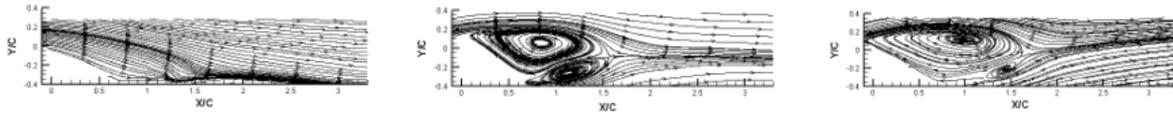


Figure 6.18 : Distribution d'énergie des 6 premiers modes pour les 2 plans en aval du profil NACA0015. Pour les configurations sans et avec tourbillon (Inflow/Outflow) à 25° à $Re=5.10^5$

A titre indicatif on a représenté sur la Figure 6.19 ci-dessous, le mode zéro avec et sans interaction. On remarque une topologie similaire à l'écoulement moyen, bien que cette représentation ne soit pas une représentation en ligne de courant mais une répartition spatiale des modes.



**Figure 6.19 : Représentation du mode 0 issue d'une décomposition POD.
Pour les configurations sans et avec tourbillon (Inflow/Outflow) à 25° à $Re=5.10^5$**

La Figure 6.20 représente les modes 1 à 4 dans les régions d'inflow et d'outflow en interaction et hors interaction dans les deux plans P2 et P3.

Dans toutes les expérimentations concernant l'écoulement autour de corps et dans leur sillage, la topologie des premiers modes est similaire. Elle correspond à un détachement tourbillonnaire convecté vers l'aval. Dans la génération d'un détachement tourbillonnaire périodique ou pseudo-périodique on retrouve une similitude des modes que nous allons décrire. Compte tenu des observations sur les distributions d'énergie, nous avons conclu que les deux premiers modes présentaient des mécanismes similaires. En effet, on peut voir sur les modes 1 et 2 qu'ils possèdent des propriétés de symétrie identiques par rapport à l'axe de symétrie du sillage moyen. Le mode 1 est composé de deux structures contrarotatives qui décrivent le caractère spatial périodique du détachement. Le mode 2 quant à lui représente ces mêmes structures décalées vers l'aval. On note un décalage de structure égal à un quart de longueur d'onde. Dans la région d'inflow, on observe une disparition de ce phénomène (correspondant aux très faibles énergies observées précédemment) montrant bien un recollement et donc une absence de lâcher cohérent en aval du profil. En ce qui concerne la région d'outflow, on remarque une déflexion de l'axe de symétrie, phénomène visible dans l'étude de *Akoury* (2007), relative à la décomposition POD sur des écoulements autour de cylindres en rotation, il observe une inclinaison de l'axe de symétrie dans le sens de rotation, et pour les modes supérieurs une dissymétrie des lobes par rapport à cet axe.

Le mode 3 agit quant à lui de manière longitudinale, d'après *Favelier*, sur la topologie de l'écoulement. L'adjonction de ce mode permet d'introduire un phénomène d'étirement et de contraction des différentes zones de l'écoulement. *Favelier* a montré que la fréquence de ce phénomène est relativement faible par rapport à celle du détachement tourbillonnaire, mouvement principal de l'écoulement.

Le mode 4 introduit un phénomène de dissymétrisation de l'écoulement, comme pour le troisième mode, il a été montré que les variations de ce mode sont « basse fréquence ». L'origine de ces deux phénomènes n'est pas établie et plusieurs hypothèses non vérifiées ont été cependant fournies :

Certains attribuent cette dissymétrie à une instabilité due aux fluctuations du point de décollement de la couche limite et d'autres au mouvement d'oscillation du sillage causé par le confinement (effet tri-dimensionnel du confinement). Plusieurs indices laissent penser que ce phénomène n'est pas issu du confinement car pour des expériences menées en soufflerie ouverte ou en canal à surface libre sans confinement ont montré que cette dissymétrie était toujours présente. Il est difficile de conclure dans notre cas car non seulement nous avons un coefficient de blocage important et d'autre part nous n'avons pas pu mettre en évidence l'oscillation du point de décollement.

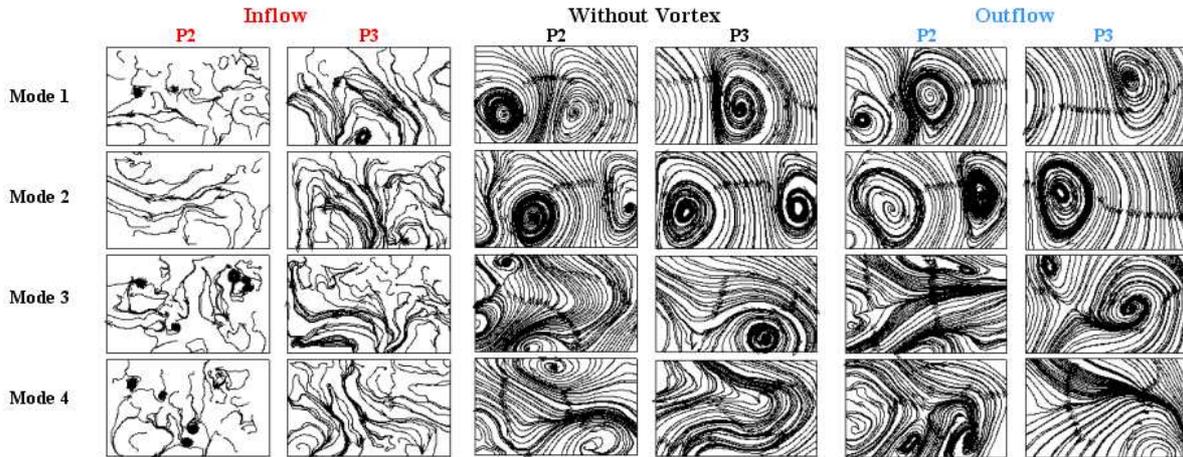


Figure 6.20 : Représentation des modes 1-4 issue d'une décomposition POD.
Pour les configurations sans et avec tourbillon (Inflow/Outflow) à 25° à $Re=5.10^5$

La troisième information donnée par ce type de décomposition concerne les coefficients $a_i(t)$ associés aux modes $\Phi^{(i)}$. Ces paramètres quantifient la participation de chaque mode dans une réalisation (snapshot). Nous avons vu, concernant les valeurs propres et les modes propres qu'il existait des relations entre les différents rangs de la décomposition.

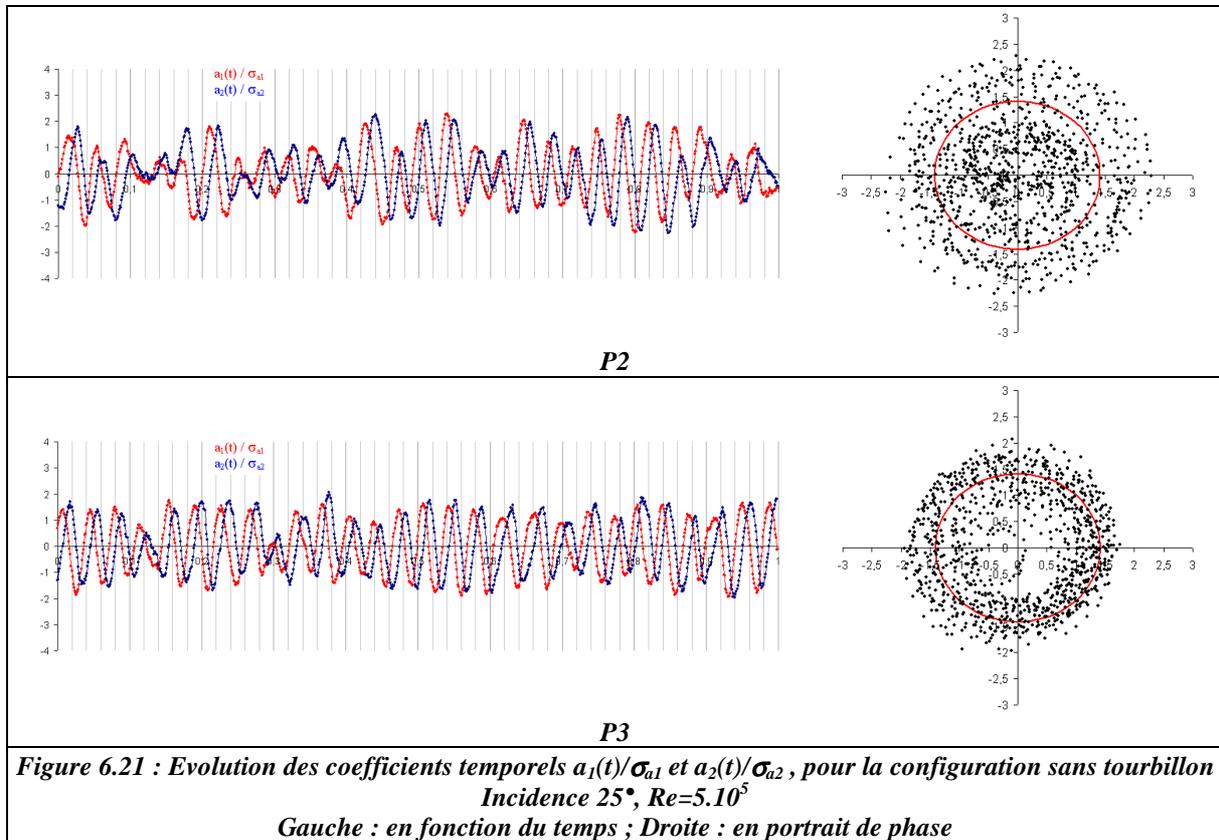
Dans notre cas de mesure PIV résolue en temps, l'information obtenue par l'étude des coefficients permet de compléter la description fournie par l'étude des valeurs et modes propres. Les Figures 6.21 à 6.23, montrent les évolutions des coefficients a_1 et a_2 pour les trois configurations, deux représentations sont montrées, l'une temporelle (possible du fait de la résolution en temps) et l'autre en portrait de phase, c'est à dire a_1 fonction de a_2 pour toutes les réalisations.

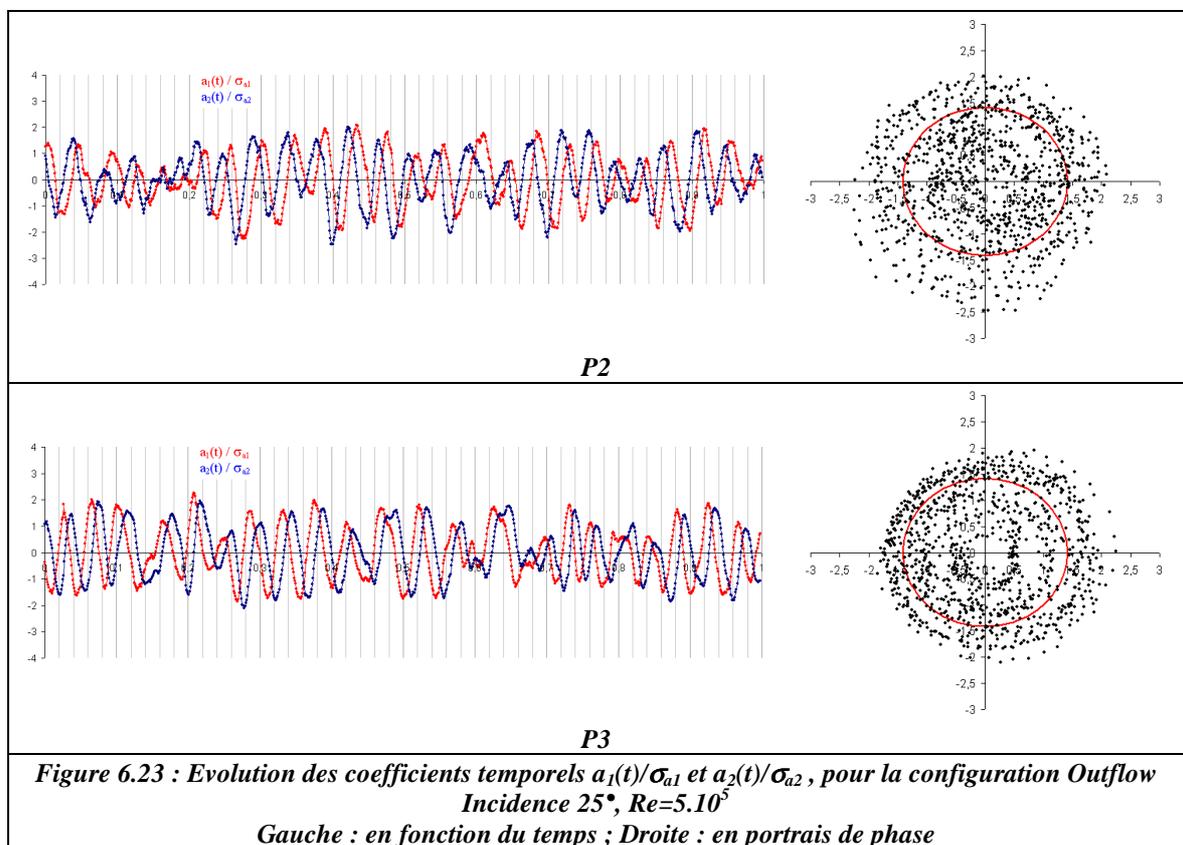
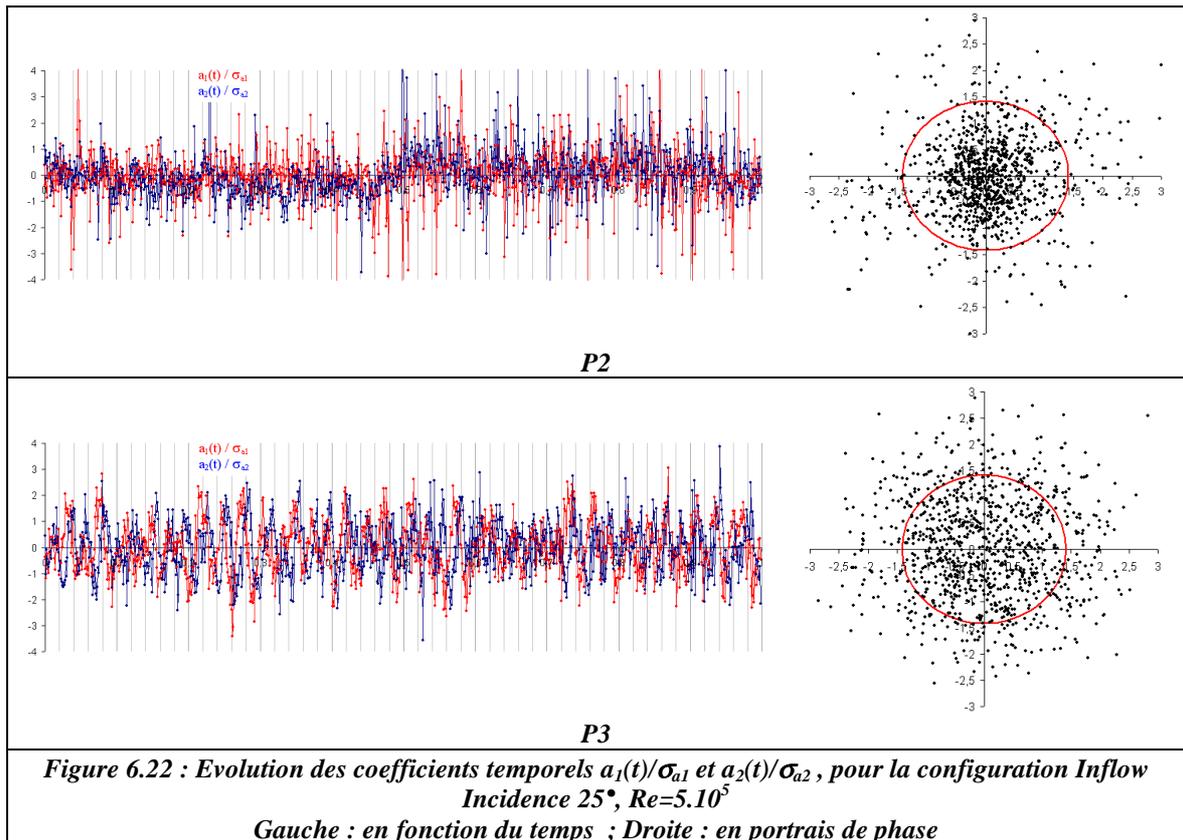
On observe, pour la configuration sans tourbillon et dans la région d'outflow, que les deux premiers coefficients évoluent de manière pseudo-périodique. La fréquence de ce signal correspondant aux fréquences déterminées dans la partie précédente, soit 28Hz pour le cas sans tourbillon et 23Hz dans l'outflow. La fréquence de ce signal correspond à la fréquence du lâcher tourbillonnaire principal. Une telle variation associée aux topologies des modes 1 et 2 permet d'obtenir un mouvement d'advection vers l'aval de structures contrarotatives. On note également un mouvement de battement pour l'amplitude des coefficients. En comparaison dans les plan P2 et P3, on rejoint les conclusions précédentes relatives au fait que le plan de sillage (P3) est plus « cohérent » que celui proche profil (P2). Dans la région d'inflow, le caractère désordonné des évolutions conforte l'idée d'une inhibition du lâcher.

Après les représentations temporelles, nous nous intéressons aux représentations en portrait de phase, c'est à dire dans le repère $(a_1(t)/\sigma_{a1} ; a_2(t)/\sigma_{a2})$, avec σ_{ai} l'écart type du coefficient a_i . Cette représentation montre que les coefficients ne sont pas statistiquement indépendants et permet de s'affranchir de la cadence d'acquisition des « snapshot ». Ces distributions montrent des zones privilégiées, ce phénomène étant beaucoup plus marqué dans les simulations numériques, comme celles de *Noack et al.* (2003) ou *Dean et al.* (1991) ou dans le cas de profil plus épais *Prothin et al.* (2009) et de cylindre *Favelier* (2007). En effet, dans le cas de simulations numériques ou d'expériences à faible nombre de Reynolds une représentation dans le plan $(a_i(t)/\sigma_{ai} ; a_j(t)/\sigma_{aj})$ fournit une série de courbes de Lissajous.

A haut nombre de Reynolds et expérimentalement, il n'est pas possible d'obtenir de telles répartitions car l'intense turbulence à petite échelle, le caractère tridimensionnel, ainsi que le bruit de mesure créent des dispersions de ces coefficients et brouillent toutes relations entre les coefficients. Cela étant dit, dans notre cas d'étude on voit que pour les deux premiers

modes, les réalisations semblent s'orienter autour d'un cercle, ce phénomène étant plus marqué dans les plan P3 des configurations sans tourbillon et dans la région d'outflow. Dans la région d'inflow, on observe une totale désorganisation de l'évolution temporelle de ces coefficients.





Il n'est pas très aisé d'interpréter l'ensemble des résultats de POD dans ce type de configuration expérimentale mais cette décomposition permet cependant de séparer la contribution du mode cohérent de celle du mode aléatoire caractéristique de la turbulence de fond et de mettre en évidence la contribution de chaque mouvement sur le mouvement global. On peut citer les travaux de *Braza et al.* (2006) dans le cas du sillage du cylindre à haut Reynolds relatifs la contribution des tensions de Reynolds au mouvement périodique et au mouvement aléatoire montrant par exemple une contribution du mouvement aléatoire prépondérante très près du cylindre par rapport au mouvement périodique. Ce type d'information peut être utile dans le cas de notre étude pour mieux appréhender l'effet du tourbillon amont sur la modification de la dynamique du sillage du profil NACA0015 à grande incidence. Cette analyse a été réalisée par *Unal et Atlar* (2010) dans le cas de VGs

placés sur un cylindre pour lequel les auteurs reconstruisent le tenseurs de Reynolds dans le cas de champ PIV phasé pour mettre en évidence l'effet des VGs sur l'organisation spatiale des structures cohérentes et des petites structures. Ils montrent que même si la turbulence fine échelle est modifiée dans le sillage, les VGs contribuent plus fortement à modifier les grosses structures cohérentes que les structures à petite échelle. Dans le cas d'une étude précédente relatives aux effets d'épaisseur des profils sur l'établissement de l'instabilité de von Karman (*Sarraf et al.* 2010 et *Prothin et al.* 2009) il a été montré que l'agitation turbulente était due principalement au mouvement moyen de réaligement tourbillonnaire.

Dans le cas présent on pourrait penser que dans la région d'outflow le tourbillon de bord de fuite (modifié par la présence du tourbillon amont) n'est pas assez intense pour se réaligner dans le sillage, et que le mouvement moyen de diffusion est faible et que donc l'agitation turbulente diminue. Cependant, il est très délicat de réaliser ce type de reconstruction dans notre cas d'étude compte tenu du fait que cela nécessite un nombre important de modes à prendre en considération et qu'il n'existe pas de critère très sélectif sur ce nombre (cf les courbes d'énergie). On peut citer à ce titre les travaux de *Druault et al.* (2005) où la POD est utilisée pour décomposer l'écoulement de couche de mélange plane turbulente en une partie cohérente et une partie résiduelle incohérente. Les auteurs montrent que le critère du nombre de modes peut être basé sur la nature quasi-gaussienne des fluctuations incohérentes. Dans notre cas présent, cette hypothèse devrait être vérifiée ultérieurement afin de mettre en évidence le rôle joué par les petites échelles dans la région d'outflow générée par l'interaction du tourbillon amont sur le profil NACA0015. Néanmoins, cette vérification nécessite de déterminer correctement les fonctions de densité de probabilité dans le sillage et d'avoir une résolution fine à petite échelle.

Références du Chapitre

- Akoury E. A. 2007.** “Analyse physique des effets de rotation de parois en écoulement transitionnels et modélisation d’écoulements turbulents autour de structures portantes” *Thèse de l’institut national polytechnique de Toulouse.*
- Angele K.P., Muhammad-Klingmann B. 2005,** “The effect of streamwise vortices on the turbulence structure of a separating boundary layer”, *European journal of Mechanics B/Fluids*, Vol. 24, pp 539-554.
- Aubry N., Guyonnet R. et Lima R. 1991** “Spatio-temporal analysis of complex signals : theory and applications”. *J. Statistical Physics*, vol. (643/4), pp. 683-739.
- Braza M. Perrin R., Hoarau Y. 2006.** “turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds number” *Journal of fluids and structures.* Vol. 22, pp 757-771.
- Berkooz G., Holmes P. et Lumley J. 1993** “The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows”. *Annual Review of Fluid Mechanic*, vol. 25, pp. 539–575.
- Dean A. E., Kevrekidis I. G., Karniadakis G. E. and Orszag S. A. 1991.** “Low-dimensional models for complex geometry flows: Application to grooved channels and circular cylinders” *Phys. Fluids.* Vol. A3, pp. 2337-2354.
- Djeridi H., Braza M., Perrin R., Harran G., Cid E., Cazin S. 2003,** “Near wake turbulence around a circular cylinder at high Reynolds number”, *Journal of Flow Turbulence and Combustion*, Vol. 71, pp 19-34.
- Jeong and Hussain. 1995.** “On the identification of a vortex”, *J. Fluid Mech*, vol 285.
- Löbberg O. 2008.** “Turbulent boundary layer separation and control”. *Technical Reports from Royal Institute of Technology KTH*, Mechanics.
- Lumley J. 1967** “The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows”. *Atm. Turb. and RadioWave Prop. Nauka, Moscow, Yaglom and Tatarsky ed.* pp. 166-178.
- Michard M. et Favelier T. 2006.** “ Analyse d’un détachement tourbillonnaire par utilisation de la POD et de la PIV ” *Proceeding du congrès de Techniques Laser, CFTL 2006.*
- Noack B. R., Afanasiev K., Morzynski M., Tadmor G. and Thiele F. 2003.** “A hierarchy of low-dimensionnal models for the transient and post-transient cylinder wake” *J. Fluid Mech.* Vol. 497, pp. 335-363.
- Perrin R., Braza M., Cid E., Cazin S., Chassaing P., Mockett C., Reimann T ,Thiele F. 2008.** “Coherent and turbulent process analysis in the flow past a circular cylinder at high Reynolds number”. *J. of fluids and Structures.* Vol. 24, pp 1313-1325.

Prothin S., Djeridi H., Billard J-Y. 2009. “Caractérisation par POD, issue des champs PIV non résolus en temps, des effets d’épaisseur sur le phénomène d’hystérésis au décrochage statique des profils NACA”. *Proceeding du congrés Français de Mécanique 2009*.

Ünal U. O. and Atlar M. 2010. “An experimental investigation into the effect of vortex generators on the near-wake flow of a circular cylinder”. *Exp. Fluids*. Vol. 48. pp. 1059-4079.

Sarraff C. 2007. “Etude expérimentale du comportement hydrodynamique de profils portants épais. Etude de la couche limite”, *Thèse de l’université de Nantes*.

Sarraff C., Djeridi H., Prothin S., Billard J-Y. 2010. “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.

Sirovich L. 1987. “Turbulence and the dynamics of coherent structures”. Parts I, II & III. *Quarterly of Applied Mathematics*, XLV(3) :561–582.

Conclusion

Dans ce travail nous avons constitué une banque de données expérimentales relatives aux modifications du comportement hydrodynamique d'un profil NACA0015 à faible et grande incidence en présence d'un tourbillon longitudinal généré en amont par un profil de forme en plan elliptique tri-dimensionnel.

Dans un premier temps, le comportement hydrodynamique du profil NACA0015 a été quantifié en mesurant de manière fine les efforts de portance et de traînée aux faibles incidences et à grande incidences pour un nombre de Reynolds basé sur la longueur de corde de $0.5 \cdot 10^6$.

Nous avons mis en évidence le phénomène d'hystérésis au décrochage statique du profil et étudié l'écoulement décollé aux grandes incidences. Il a été montré que ce phénomène d'hystérésis est intimement lié aux fluctuations du point de décollement et que deux états d'écoulement sont présents durant ce phénomène correspondant à l'établissement de l'instabilité de von Kàrmàn. Cet établissement de l'instabilité de sillage engendre un réaligement du tourbillon de fuite qui tend à re-symétriser le sillage.

Une grande partie du travail a également été consacrée à la détermination des états de couche limite de ce profil pour différentes incidences et à différentes stations localisées par rapport au bord d'attaque. Les effets de gradient de pression adverse ont été mis en évidence et une discussion a été menée sur l'auto-similarité des quantités moyennes et fluctuantes. Différents paramètres tels que ceux relatifs à la loi de sillage de *Coles* ou encore de gradient de pression de *Clauser* ou *Zagarola et Smits* ont été étudiés pour comprendre que la couche limite reste en équilibre et que la normalisation des quantités moyennes et fluctuantes reste un paramètre important pour l'interprétation des lois de similitude.

En parallèle, une étude systématique du tourbillon longitudinal issu du profil elliptique NACA0020 a été menée dans le but de caractériser son intensité, la taille de son cœur visqueux, sa stabilité et sa trajectoire dans l'écoulement hors interaction avec le profil aval. Nous avons alors proposé une modélisation classique, de type Batchelor, de ce tourbillon. L'incidence choisie nous a permis d'obtenir un tourbillon stable, de type sillage, généré hors couche limite du profil aval.

Le tourbillon et la couche limite étant quantifiés hors interaction, nous avons ensuite cherché à quantifier les modifications des paramètres globaux du profil NACA0015 en présence du tourbillon ainsi que les états de couche limite s'agissant de l'écoulement moyen ou turbulent. Le décollement de la couche limite se développant sur le profil NACA0015 à grande incidence a ensuite été analysé en présence du tourbillon longitudinal. Il en est de même concernant le comportement du tourbillon ainsi que ses caractéristiques se trouvant en interaction avec le profil aval NACA0015.

Les principaux résultats ont montré que pour les faibles incidences (jusqu'à 7°), la présence du tourbillon ne modifie pas les paramètres globaux du profil NACA0015. A partir

de l'incidence 7° , on constate une très légère augmentation du coefficient de portance de l'ordre du pourcent alors que le coefficient de traînée augmente de 15%. Le fait le plus remarquable est la disparition de l'hystérésis au décrochage à partir de 15° d'incidence. On observe un plateau de portance de 1,1 jusqu'à 25° d'incidence puis une augmentation. Cette valeur de portance correspond à celle obtenue en état I. On observe une augmentation du coefficient de traînée pour les mêmes valeurs d'incidence et ceci correspond à une valeur de coefficient obtenue à l'état II (état totalement décollé). Le phénomène d'hystérésis étant lié à des oscillations du point de décollement, la présence du tourbillon inhibe ces oscillations et modifie les interactions non-linéaires des instabilités de von Kàrmàn et de couche cisailée.

Concernant les états de couche limite, le facteur de forme montre globalement une transition prématurée à la turbulence près du bord d'attaque pour les incidences de 5° et 10° et un décollement retardé de la couche limite près du bord de fuite. A plus forte incidence (15°), l'effet est plus marquant en particulier dans la région d'inflow, où les valeurs du facteur de forme rejoignent celles obtenues aux plus faibles incidences. On observe globalement une diminution des grandeurs intégrales, une augmentation du coefficient de frottement dans la région d'inflow.

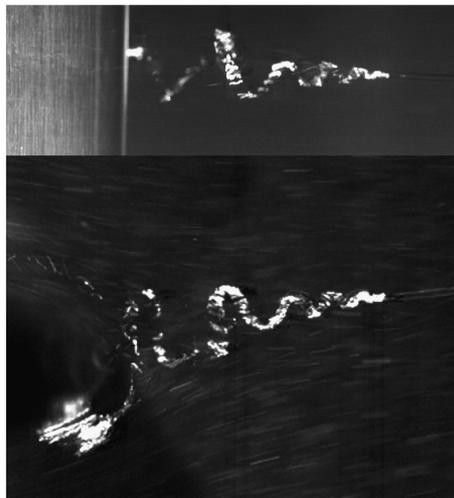
Bien que les profils de vitesse de couche limite (en loi de parois) ne soient pas modifiés dans la zone logarithmique, on constate que la zone de sillage est inhibée en présence du tourbillon montrant ainsi un effet du tourbillon sur le gradient de pression adverse. De plus, les normalisations au sens de *Zagarola et Smits* montrent une auto-similarité parfaite en présence du tourbillon. Ceci signifie que la présence du tourbillon normalise le gradient de vitesse extérieure (forme de plateau pour les valeurs de dU_e/dx) sur une grande partie du profil. Le tourbillon, en générant la région d'inflow joue le rôle d'un contrôleur de l'écoulement en engendrant des échanges de quantités de mouvement dans la couche limite. Ces échanges de quantité de mouvement ont pu être mis en évidence grâce à l'analyse en quadrants des fluctuations de vitesse longitudinale et normale (u' et v'). Il a été observé que les quadrants Q2 ($u' < 0$ et $v' > 0$, éjection de fluide lent « *burst-like* ») et Q4 ($u' > 0$ et $v' < 0$, introduction de fluide rapide. « *sweep-like* ») sont affectés par la présence du tourbillon alors que les quadrants Q1 ($u' > 0$ et $v' > 0$, interaction vers l'extérieur) et Q3 ($u' < 0$ et $v' < 0$, interaction vers la paroi) ne sont pas modifiés. Ceci semble bien correspondre à une injection de fluide rapide et une éjection de fluide lent dans la couche limite dans une région proche du point de transition laminaire/turbulent et dans la zone de raccordement ($Y^+ = 200 - 400$).

Pour les grandes incidences, la présence du tourbillon détruit le phénomène d'hystérésis et améliore le coefficient de portance du profil NACA0015 par un ré-attachement de la couche limite. En régime pleinement décollé, la présence du tourbillon permet, dans la région inflow de recoller l'écoulement, alors que dans la région d'outflow il ne s'en trouve que peu modifié. Cette conclusion peut paraître néfaste quant aux effets du tourbillon sur la globalité du profil, mais ceci est à ramener au fait que dans le cas de contrôle par des générateurs de vortex, l'utilisation de rampe de contrôleur produit une succession de région d'inflow, repoussant les régions d'outflow aux extrémités de la rampe. Cette tendance à diminuer, voir à effacer le décollement, est confortée par l'analyse plus fine des profils de tension turbulente dans le sillage. En effet, il a été observé une diminution de l'agitation turbulente de manière globale ainsi qu'une délocalisation des maxima de tensions de Reynolds. Cette diminution s'accompagne d'une modification du lâcher tourbillonnaire qui se fait à une fréquence plus faible correspondant à un nombre de Strouhal passant de 0.21 à 0.18. Cette modification s'apparente à celle observée lors du réalignement tourbillonnaire à l'hystérésis du NACA0015 hors interaction.

Dans le cas des grandes incidences, l'inhibition du lâché tourbillonnaire dans la zone d'inflow à été observée, que se soit par l'absence de signature spectrale dans le sillage, ou par l'analyse de type POD effectuée. En effet, l'analyse des distributions d'énergie modale, ainsi que celle de la topologie des modes premiers, laisse sous entendre qu'il n'existe plus dans cette région de modes prédominants qui signent la cohérence des structures tourbillonnaires ceci étant conforté par une répartition très faibles des énergies. Dans la région d'outflow, les modes persistent et sont énergétiques même si on observe une déviation dans la répartition spatiale des modes, cette déviation étant due à l'échange de fluide. Cependant toute interprétation reste délicate compte tenu de la signification physique des modes spatiaux et celle-ci reste encore sujette à controverse. Généralement cette décomposition par POD s'avère adéquate pour mettre en évidence la contribution de chacun des mouvements (moyen, cohérent et aléatoire) mais à très haut nombre de Reynolds il est difficile à l'heure actuelle de définir avec précision quels sont les modes qui contribuent à chacun des mouvements compte tenu du nombre de modes nécessaires pour reconstituer le signal (plus d'une centaine).

Bien que l'influence du tourbillon sur la couche limite et le décollement de celle-ci soit prépondérante, il est également intéressant de noter les effets réciproques. Des phénomènes particuliers ont été observés quand le tourbillon passe dans la zone de forte dépression (correspondant à la zone de courbure du profil). En effet, à 5° d'incidence il perd sa stabilité au-delà du point de transition de la couche limite du profil NACA0015 et la retrouve près du bord de fuite. A une incidence plus élevée, le tourbillon semble se déstructurer et éclater en aval.

En perspective, il est intéressant de mener une étude plus poussée de cette stabilité et de l'effet d'un gradient de pression à ces nombres de Reynolds élevé. D'autre part, il n'existe pas à notre connaissance d'études relatives à l'éclatement d'un tourbillon à l'approche d'un point d'arrêt comme cela a été observé à incidence nulle où celui-ci a une trajectoire fortement instationnaire (passage intrados/extrados au niveau du profil aval, figure C.1).



*Figure C.1 : Visualisation de l'éclatement en spirale du tourbillon au voisinage du bord d'attaque (en régime cavitant)
 $Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 0° .*

On peut néanmoins se référer à l'ouvrage d'Alekseenko *et al.* relatif à la théorie des tourbillons et qui décrit de manière détaillée les mécanismes de perturbation du cœur du tourbillon et de sa trajectoire dus à la proximité d'un point d'arrêt. En effet, différentes configurations d'éclatement tourbillonnaire sont recensées à bas nombre de Reynolds, en faisant varier le « swirl » (rapport de vitesse axiale et tangentielle) ainsi que le nombre de

Reynolds « tourbillon » (basé sur la circulation et la taille du cœur visqueux). Des courbes de stabilité (nombre caractéristique du « swirl » en fonction du Reynolds « tourbillon ») sont établies et discutées en fonction de la déstructuration du tourbillon et auraient pu être comparées à notre cas de déstructuration à faible incidence du profil NACA0015. Cependant, cela nécessite des moyens de mesures appropriés (PIV 3D très haute cadence) et une accessibilité optique plus adaptée.

Concernant les effets du tourbillon sur les états de couche limite, des mesures complémentaires doivent être réalisées dans le plan transversal (z,y) afin de mieux appréhender les échanges de quantité de mouvement entre le fluide extérieur et la paroi dans la zone logarithmique de la couche limite et mieux appréhender la diminution d'agitation turbulente. En effet, ce plan transversal aurait permis de mettre en évidence les mécanismes inhérents aux deux régions d'inflow et d'outflow et en particulier les effets du tourbillon sur la composante transversale w' et les corrélations croisées $u'w'$, $v'w'$ qui contribuent aussi aux échanges. Les plans transversaux (inaccessibles optiquement dans ce tunnel hydrodynamique) auraient également permis de visualiser le tourbillon et de mieux comprendre son éventuel éclatement ou perte de stabilité. De plus dans le cas de notre étude, une seule position du tourbillon a été étudiée (position hors couche limite) et celle-ci correspond à la position la plus proche du profil NACA0015 pour que le tourbillon reste à l'extrados de celui-ci quelque soient les incidences étudiées. Lorsque l'on rapproche le tourbillon (diminution du paramètre d/δ), les mesures deviennent d'une part très délicates compte tenu de l'épaisseur de la couche limite et d'autre part celui-ci bascule côté intrados et son influence sur les paramètres globaux n'a pas été étudiée dans ce cas de figure.

Ce travail constitue une étape préliminaire à celui qui devrait être engagé en régime cavitant correspondant à la configuration d'un tourbillon d'ogive d'hélice cavitant en interaction avec le safran gouvernail ou en sortie de turbine. A ce titre, des visualisations ont été réalisées dans le tunnel de l'école navale mais il s'avère extrêmement difficile de réaliser des mesures en écoulement diphasique turbulent dans ce type de configuration. En effet, cela nécessite d'avoir une balance non immergée pour mesurer les efforts globaux en présence de la phase vapeur (basse pression), une adaptation des mesures laser classiques pour quantifier à la fois le champ de vitesse liquide et l'évolution de la phase vapeur. On peut trouver en illustration (figure C2) un exemple de complexité de ce type d'écoulement.

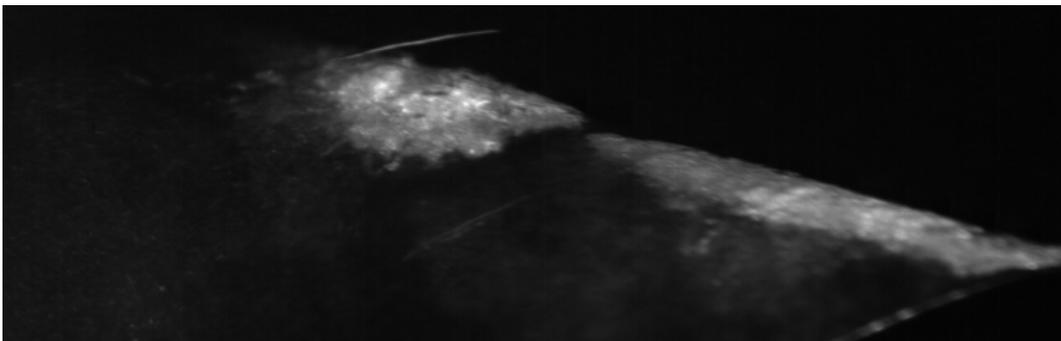


Figure C.2 : Visualisation de l'éclatement en spirale du tourbillon au voisinage du bord d'attaque (en régime cavitant) $Re = 0,5 \cdot 10^6$ pour une incidence du profil aval de 15° .

Annexe 1

Thickness effect of NACA foils on hydrodynamic global parameters, boundary layer states and stall establishment

Journal of Fluids and Structures.2010, Vol.26, pp.559–578

C. Sarraf, H. Djeridi, S. Prothin, J-Y. Billard

Thickness effect of NACA foils on hydrodynamic global parameters, boundary layer states and stall establishment

C. Sarraf^a, H. Djeridi^{b,*}, S. Prothin^a, J.Y. Billard^a

^aInstitut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav, EA 3634), Ecole Navale BP 600, Lanvéoc Poulmic, 29240 Brest Armées, France

^bUniversité Européenne de Bretagne, Université de Brest, Laboratoire de Physique des Océans, UMR 6523, 6 Avenue Le Gorgeu, BP 809, 29285 Brest Cedex, France

Received 2 October 2008; accepted 17 February 2010

Available online 24 April 2010

Abstract

The present study experimentally investigates the hydrodynamic behaviour of 2-D NACA (15%, 25% and 35%) symmetric hydrofoils at Reynolds number 0.5×10^6 . Particular attention was paid to the hysteretic behaviour at the static stall angle, and a detailed cartography of the boundary layer structures (*integral quantities and velocity profiles*) is given to support the detachment mechanism and the onset of von Kármán instability for thick hydrofoils.

© 2010 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Lift and drag; Thick foils; Boundary layer; Von Kármán street

1. Introduction

Flow past bluff bodies at high incidence angles or past a cylinder has been the object of a considerable number of studies, and they have shed light on the different flow regimes according to the Reynolds number, boundary layer conditions, free-stream turbulence intensity, aspect ratio and thickness effects. The main feature of this class of flow is the establishment of the von Kármán vortices persisting at high Reynolds numbers in the turbulent regime. Many studies have been devoted to vortices resulting from a global instability, longitudinal vortices (secondary instability), small-scaled Kelvin–Helmholtz vortices (convective instability in the shear layer) and the nonlinear interactions between the organised and chaotic part of the flow motion for this class of flow [e.g., Williamson, 1992; Persillon and Braza, 1998; Cantwell and Coles, 1983; Perrin et al., 2005; Braza et al., 2006; Perrin et al., 2008]. These previous studies have provided databases for numerical turbulence modelling in which the nonlinear interactions between the organised and chaotic characteristics of the flow must be taken into account. Nevertheless, vortex shedding was well established for this class of flows, and few studies have been devoted to the hysteretic behaviour of the development of the Kármán street. This behaviour is linked to the static stall of the lifting-body configuration at high incidence angles, where the hysteretic loop is associated with two kinds of flows (partially attached and massively detached) in the context of non-antisymmetric vortex shedding [the shed vortex close to the trailing edge is weakened by the opposite vortex close to the leading edge which starts being shed (Hoarau et al., 2003)]. With regard to lifting bodies, numerous works have focused on flat plate boundary layers with and without adverse pressure gradients (Na and Moin, 1998; Yang and Voke, 2001;

*Corresponding author. Tel.: +33 2 98 01 83 12; fax: +33 2 98 01 64 68.

E-mail address: henda.djeridi@univ-brest.fr (H. Djeridi).

Nomenclature	
$C_f = 0.246 \text{Re}_{\delta_2}^{-0.268} / 10^{0.678 H_{12}}$	friction coefficient (Ludwig–Tillman)
$C_p = 1 - (U_e / U_{ref})^2$	pressure coefficient
$H_{12} = \delta_1 / \delta_2$	shape factor
U_e	external velocity
$u = U_e \sqrt{C_f / 2} = \sqrt{\tau_w / \rho}$	shear stress velocity
$u^+ = A \log y^+ + B$	tangential velocity using inner coordinates
$u^+ = f(y^+) + \frac{U}{\kappa} \omega(y / \delta)$	Coles law for $y^+ > 100$
$y^+ = y u_* / \nu$	inner variable for normal position
δ	boundary layer thickness
$\delta_1 = \int_0^\delta (1-u) / (U_e) dy$	displacement thickness
$\delta_2 = \int_0^\delta (1-u) / (U_e) \frac{u}{U_e} dy$	momentum thickness
$\tau = \rho u^2 + \frac{\partial p}{\partial x} y$	wall shear stress using adverse pressure gradient
$\tau_w = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \Big _{y=0}$	wall shear stress

Perry and Marušić, 1995; Marušić and Perry, 1995), but few recent papers deal with boundary layers on hydrofoils and vortex shedding (Bourgoyne et al., 2003, 2005). An increasing interest in boundary layers at high incidence angles, can be noticed to predict the types of hysteretic loops that may occur (Mittal and Saxena, 2000; Sicot et al., 2006) and to quantify the unsteady oscillatory flow in the near-wake that produces pressure fluctuations, which are sources of hydroacoustic noise (Bourgoyne et al., 2000). In addition, experiments have been performed to explore the unsteady separating of boundary layers (Lurie et al., 1998), and the influence of laminar separation and transition on hysteresis on particular lifting bodies (Mueller, 1985); however, in these few references, no systematic study of the effect of hydrofoil thickness and vortex dynamics on the onset of the organised modes of the vortex shedding during a hysteretic loop has been undertaken. One of the main interests of thick hydrofoils is the stall delay that such profiles can provide when used at a high incidence angle. In spite of the increasing number of applications, thick foil behaviour is not clearly understood. Very little data are available to describe the turbulent boundary layer structures, performance control, unsteady separated flows, vibrations and hydrodynamic behaviour at low and high angles of incidence. The effect of the hydrofoil thickness, which leads to an increase in the lift coefficient, has been studied by Thwaites (1960) and can be observed on hydrofoils with relative thicknesses (t/c , where t is the maximum thickness of the foil and c its chord length) greater than 10%. Although some studies have been devoted to thickness effects on global parameters, few of them have investigated the details of the flow in the boundary layer with adverse pressure gradients (Bourgoyne et al., 2000). The present work intends to clarify this point.

The present work proposes such a study and investigates flows on three NACA symmetric foils (15%, 25% and 35% relative thickness) at a Reynolds number of 0.5×10^6 based on chord length. One of the objectives is to provide a refined database with respect to the near wall fields; allowing access to the key physical properties related to the detachment of the turbulent boundary layer on thick bodies. A deliberate choice was made to perform field measurements in the near-wall and near-wake region with spatial and temporal refinement, using non-intrusive laser doppler velocimetry (LDV) and particle image velocimetry (PIV) techniques. This choice constitutes a first essential step to allow a thorough quantification of the laminar to turbulent transition, the detachment of the turbulent boundary layer subjected to the adverse pressure gradient and the establishment of the von Kármán instability. The objectives of the present study are summarised as follows:

- (i) to provide a detailed evaluation of the mean and turbulent quantities of the boundary layer in the profiles near the separation region with a strong adverse pressure gradient;
- (ii) to quantify the scaling laws of the boundary layer and provide a detailed cartography of the mean velocity components during static stall; and
- (iii) to analyse the unsteady behaviour due to the coherent structures' formation at high incidence by means of spectral analysis and vortex core detection during the hysteretic stall process;

The paper is organised as follows. Section 2 presents the experimental set-up, flow configurations and measurements. Section 3 is devoted to the results concerning the thickness effects and global parameters. Section 4 presents the topology of the unsteady, separated flow during the hysteretic behaviour of the detachment and the formation of the vortex.

2. Experimental set-up and measurements

The experiments were conducted in the hydrodynamic tunnel of the French Naval Academy, Fig. 1(a). This facility contains a test section that is 1 m long and has a square cross section measuring $0.192 \times 0.192 \text{ m}^2$ in which a maximum

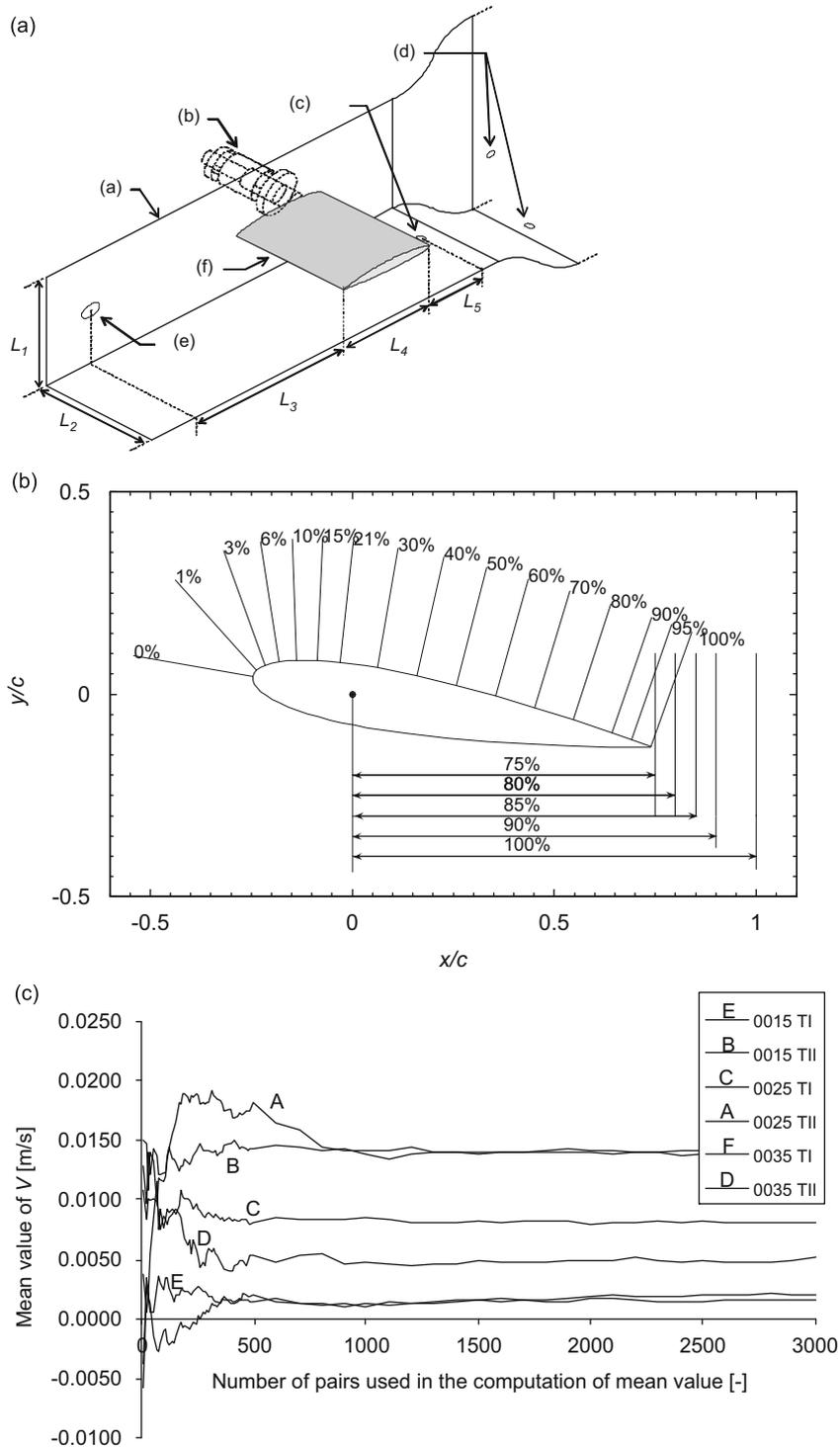


Fig. 1. (a) Experimental set-up: (a) back wall of the vein, (b) force balance, (c) downstream pressure tap, (d) upstream pressure tap, (e) acoustical pressure sensor, (f) profile, $L_1 = L_2 = 192$ mm, $L_3 = 625$ mm, $L_4 = 100$ mm, $L_5 = 225$ mm. (b) LDV measurement locations. (c) Statistical convergence test for the PIV measurements: mean vertical component of velocity versus number of pairs of images.

velocity of 15 m/s can be achieved. The turbulence intensity upstream of the entrance of the test section is 2%. The three designed hydrofoils are two-dimensional symmetric profiles with relative maximum thicknesses of 15%, 25% and 35% located 25% from the leading edge. The experiments were performed with a cord length of 100 mm and a span length of 192 mm at a Reynolds number based on the chord length of 0.5×10^6 , which corresponds to an upstream velocity of 5 m/s. The blockage ratios defined as t/H (H being the height of the test-section) were 0.078 for the NACA0015 and 0.182 for the NACA0035. The experimental facilities are detailed in Djeridi et al. (2007). The lift and drag measurements were performed using a resistive gauge hydrodynamic balance calibrated in our laboratory. The mean and root mean square (*rms*) values were calculated from 30-s test measurements carried out at 1830 Hz. The determination of the hydrodynamic parameters was performed for incidence angles α in the range $[0^\circ, 40^\circ]$, and the maximum range of the balance was 0–180 daN for the lift force and 0–17 daN for the drag force.

To characterise the structure of the boundary layer and the near wake that develop on the hydrofoil, detailed velocity measurements were performed by LDV techniques, using a refined spatial grid. Two components, three beams LDV Dantec Dynamics™ system was used to measure the normal and tangential velocities in water seeded with micron-size, silver-plated, glass spheres. The system was operated in backward scattering mode and was coupled with two enhanced burst spectrum analysers. Excellent visibility of the signal was achieved with a very low signal-to-noise ratio. The time histories were recorded with 8000–20 000 samples acquired in a range of 20–60 s. In the sublayer, the number of collected samples fell to about 8000. These parameters correspond to mean data rates of 1000–130 Hz and are sufficient to obtain the mean velocities and rms values with an uncertainty estimated by statistical considerations to be less than 1% and 1.5%, respectively. These uncertainties were determined from statistical methods related to the normal law that were applied to a distribution of 20000 samples. A remote mechanical positioning system with a minimum translation step of 10 μm allowed us to measure the velocity field around the hydrofoil along a curvilinear map (x, y). The plan of measurements is located at a quarter of the spanwise length L . The dimensions of the probe volume are 0.4 mm in the spanwise direction and 0.05 mm in both vertical and longitudinal directions. Velocity measurements were performed in the boundary layer from the leading to the trailing edge ($0 < x/c < 1$) on 16 normal lines (~ 70 measurements per normal line). At each location, measurements were performed normal to the wall from the outer region of the boundary layer to the wall, Fig. 1(b). The closest measurements resulted in a mean distance to the wall of 50 μm ; corresponding to $y^+ = 3\text{--}8$ in the turbulent boundary layer. In the chordwise direction, measurements were taken every $x/c = 0.1$ for every $y/c = 5 \times 10^{-4}$. To determine the laminar to turbulent transition with an accuracy of $0.02x/c$, the grid was locally refined in the chordwise direction.

Concerning unsteady, separated states, a spectral analysis was conducted in the shear layer downstream and in the wake of the foils using a maximum data rate of 2000 Hz for 400 s samples; leading to a spectral resolution of 0.25 Hz. Spectral analysis of the vertical velocity components was obtained by applying the fast Fourier transform method to the re-sampled signals.

The PIV measurements were carried out with the same Reynolds number for the three hydrofoils at high incidence during the static stall. A double pulse ND:YAG Quantel laser was used, and delivers $2 \times 20 \text{ mJ/pulse}$ that illuminates the polyamide seed particles with a 1-mm thick light sheet. The size of the particles was about 10 μm . A PCO-sensicam camera with a resolution of 1280×1024 pixels was used and recorded double, full-frame particle images. The camera was equipped with a 60-mm objective lens with a diaphragm aperture of 1.2. The camera and laser system was operated at a frequency of 4 Hz.

The size of the measurement area was $-0.468 < x/c < 0.508$ and $-0.268 < y/c < 0.533$. The flow was analysed by cross-correlating 50% overlapping windows of 32×32 pixels. This yield of 79×63 vectors and 3000 pairs of images was analysed to generate the converged flow field statistics. The statistical convergence was tested using an increasing number of pairs of images, and convergence was reached beyond 2000 pairs of images for the mean velocity and rms values. This test is shown in Fig. 1(c) for the case of the vertical component of velocity, which is the slowest to converge. All of the results presented were determined using 3000 pairs of images.

3. Thickness effects on global parameters

3.1. Lift and drag measurements

Classical behaviour of both the lift and drag coefficients is observed in Fig. 2 for low incidence angles. An abrupt loss of lift, which is characteristic of stall, is observed on the NACA0015 and the NACA0025 for higher angles. The lift behaviour of the two thinner profiles was linear for small incidence angles. For the thicker profile, a screen effect delays the establishment of the lift; leading to nonlinear behaviour for small angles of attack. It can be noticed that the linear range of incidence angles increases with the thickness of the profile. The angles limiting the linear behaviour are 7° , 13° and 16° and stall appears for angles of 21° , 33° and 40° for the hydrofoils with 15%, 25% and 35% relative thickness, respectively.

The evolution of the drag coefficient follows classical trends for low incidence the effect of thickness is visible by an augmentation of the drag coefficient as thickness increases. On these curves, the onset of stall is linked to a violent

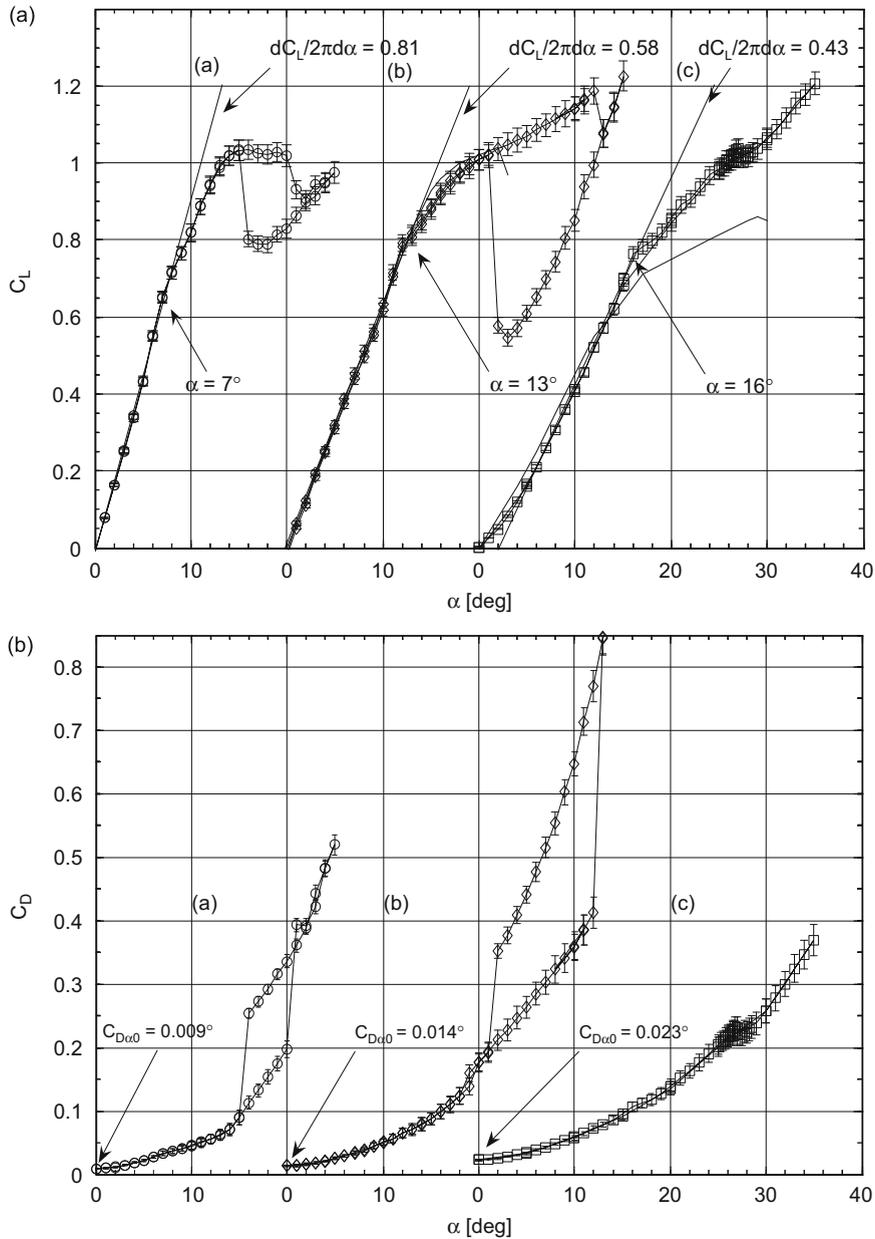


Fig. 2. Hydrodynamic coefficients for the three NACA profiles (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035 versus incidence angle. Top: lift coefficients, C_L ; bottom: drag coefficients, C_D .

increase in the drag coefficient; however, this is not observed for the NACA0035 because stall appears at incidences beyond the range of the gauge balance. The thickness effect introduces a decrease in the slope of the lift coefficient as thickness increases, which is characteristic of thick profiles. Hysteretic behaviour will be discussed in the large incidence angle section.

3.2. Turbulent boundary layer states

For each measurement point, 20 000 samples were validated during a maximum interval of 60 s (corresponding to the near wall locations). This was proven sufficient after performing tests to measure the mean and the rms values of the u and

v velocity components to ensure convergence and repeatability. According to the previously refined grid, a survey of the distribution of the mean tangential and normal velocity components is presented. First, our goal was to characterise the boundary shape parameters on the NACA0015, NACA0025 and NACA0035 hydrofoils. The velocity profiles were numerically integrated to compute the displacement, δ_1 , momentum, δ_2 , and the thicknesses from which the shape factor, H_{12} , is deduced. In our case, the external velocity was the maximum velocity measured on the normal line.

The shape factor is presented in Fig. 3(a) against the normalised chord length. It can be observed that the thickness effect is associated with an increase in the length of the laminar region near the leading edge, which grows from less than 10% on the NACA0015 to 30% on the NACA0035. After the transition, the value of H_{12} remains equal to 1.6 (larger than the value observed for the turbulent boundary layer, which was 1.4). It must be noted that this value rigorously depends on the Reynolds number (Cousteix, 1989) and the pressure gradient. Near the trailing edge, the shape factor was less than three on the two thinner profiles and greater than four on the third, on which separation was observed. These values are consistent with the threshold values proposed by Bradshaw (1967).

To check self-similarity and to quantify the thickness effect of the foils on the boundary layer, the mean velocity profiles with inner variables are presented. Inner variables are classically defined as y^+ for the normal position and u^+ for the tangential component of the velocity. To determine the value of the shear stress velocity, u^* , an efficient estimation of the skin friction was required. The friction was determined using an experimental model based on the value of the integral quantities proposed by Ludwig and Tillman (1950) and compared with the direct evaluation of the near wall velocity gradient, Fig. 3(b). A complete analysis of the method and the uncertainty of the near wall velocity gradient measurement can be found in Sarraf (2007).

Fig. 4 shows the velocity profiles for the three foils at different locations on x/c using a scaling law. It can be seen that the slopes of the profiles in the logarithmic region are quite far from the classical value of 5.75 obtained for turbulent boundary layers on flat plates. This effect is due to the adverse pressure gradient and has been quantified by Mellor and Gibson (1966) and Mellor (1966).

Moving downstream, the velocity profiles were characterised by the shape of the wake region. For the x/c locations near the trailing edge, the wake area can be described by a second law proposed by Coles (1956) for $y^+ > 100$. The hypothesis of a universal wake function is reported in Fig. 4 for the three profiles at the different x/c locations. The thickness effect is then characterised by a deviation of the wake law, this deviation is steeper for the two thicker hydrofoils.

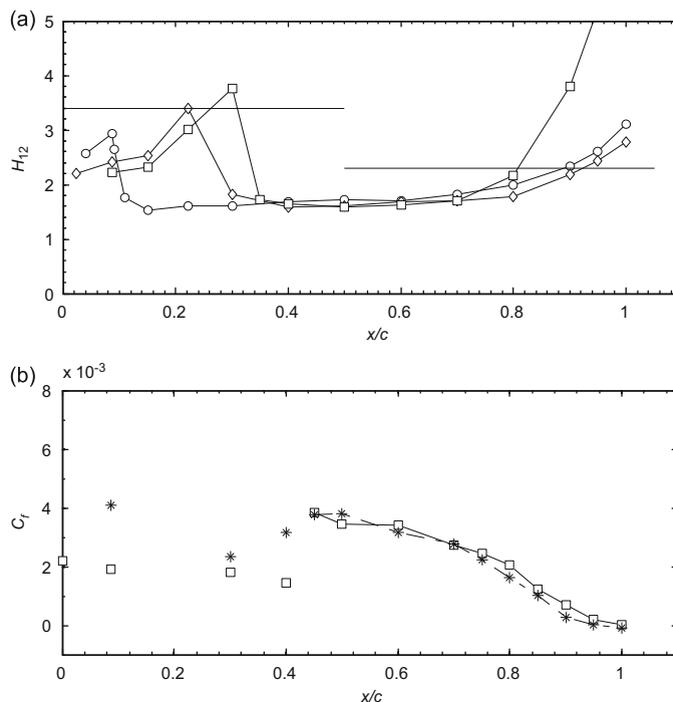


Fig. 3. (a) Shape factors for the three NACA profiles, $Re = 5 \times 10^5$, $\alpha = 10^\circ$: \circ , NACA0015, \diamond , NACA0025, \square , NACA0035. (b) Skin friction evolution versus x/c . \square , C_f obtained from the Ludwig–Tillman formula; *, C_f estimated using velocity gradient. Example for NACA0035 at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $\alpha = 5^\circ$.

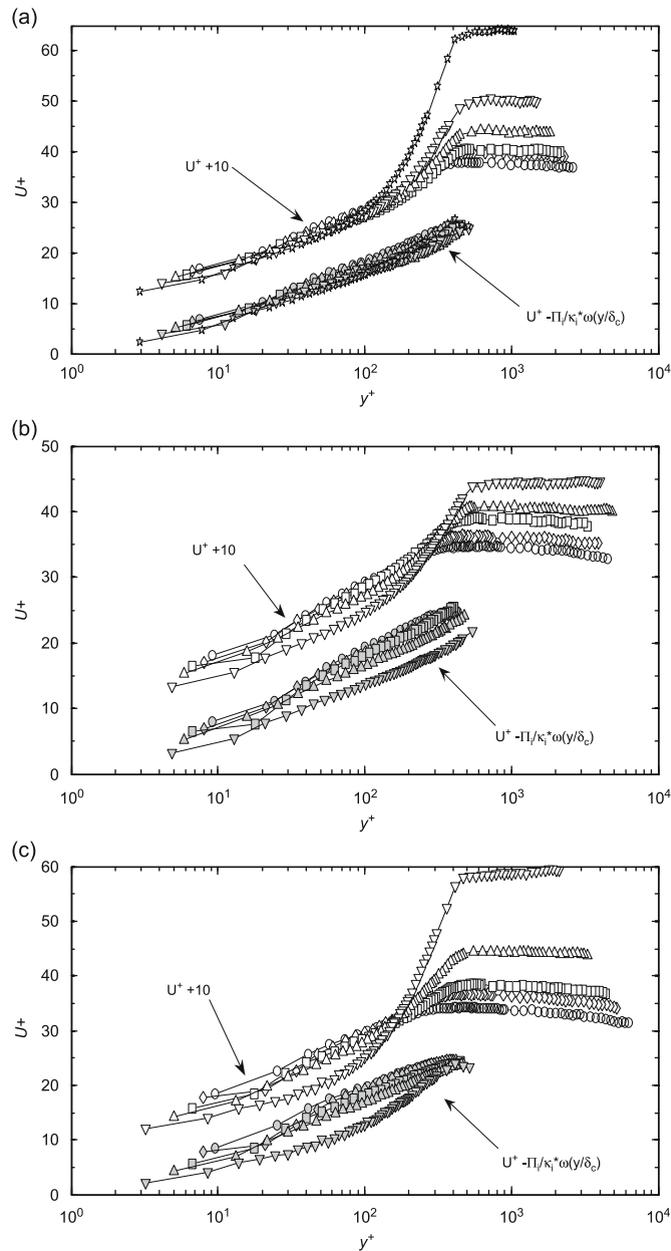


Fig. 4. Velocity profiles with inner coordinates (open symbols) and associated wake laws (solid grey symbols), $\alpha = 10^\circ$, $Re = 5 \times 10^5$: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

3.3. Hysteretic behaviour and fluctuating efforts

For the NACA0015 and NACA0025 profiles, an abrupt loss of lift, characteristic of stall, is observed for an incidence angle of 21° and 33° , respectively. For flow reattachment, the incidence angle must be drastically reduced to 15° and 23° , respectively. This behaviour is illustrated in Fig. 5 in which the hysteresis loops have been highlighted by arrows following the cycle of the lift coefficient. In fact, the cycle provides upper and lower branches characterised by two different states of the flow. The starting point for the flow along the increasing angle branch (upper branch) is a partially detached flow (called state I) in which the detachment point progressively moves from the trailing edge to the leading edge. On the decreasing angle branch (lower branch), a massively separated flow is observed (called state II).

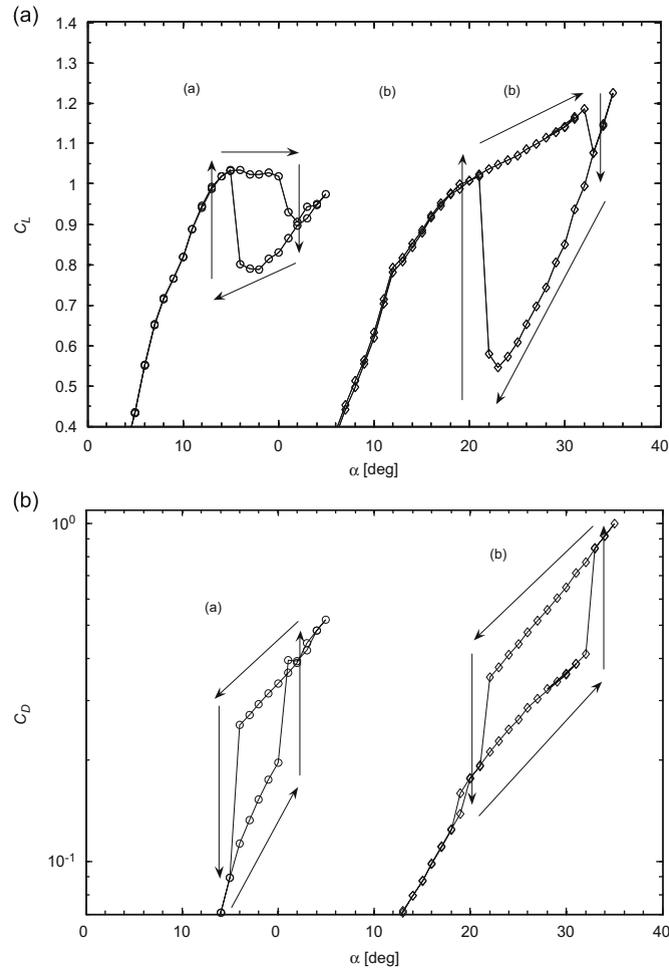


Fig. 5. (A) Close-up of the hysteretic behaviour of the lift coefficients, and (B) the drag coefficients, for (a) NACA0015 and (b) NACA0025.

The corresponding boundary layer pattern has been observed and described in detail in the section devoted to separated flow. This phenomenon is not observed on the thickest profile in the range of our investigation; we had to increase the incidence angle up to 40° to observe a similar phenomenon. The rms values of the lift and drag coefficients at the stall angle show that the hysteretic behaviour is associated with an abrupt increase in the fluctuation of forces as shown in Fig. 6. This increase in the fluctuating part is associated with the unsteady component of the hydrodynamic coefficients.

4. Unsteady separated flow

4.1. Strouhal number

The lift and drag fluctuations that have been described are related to the large scale structures of the flow, which will be characterised in the two different states. The ejection of the vortices was quantified by the LDV measurements in the wake of the three profiles for several angles of incidence. The related velocity spectra are shown in Fig. 7 against the incidence angles and frequencies. In the three figures, no predominant frequency is observed for an incidence lower than 20° . When incidence was raised over 20° , an organised motion due to the regular vortex shedding appeared. This shedding is characterised by a predominant frequency, f . The evolution of the von Kármán instability is shown in Fig. 7, and the establishment of the instability is associated with an increase in the maximum spectral amplitude and a decrease

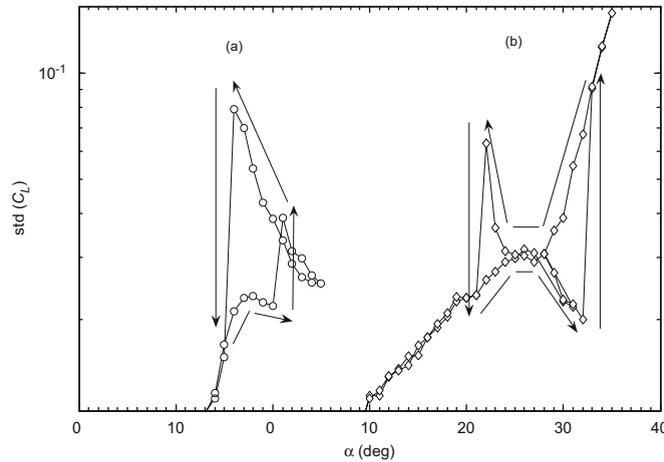


Fig. 6. Close-up of the hysteric behaviour of the fluctuating effort lift for (a) NACA0015 and (b) NACA0025.

in the frequency. For NACA0015, the predominant frequency evolves linearly, but for the two thicker profiles, two different slopes can be observed if the behaviour remains linear. These different evolutions are characterised by two values of the Strouhal number, which is based on the projected area of the foil and defined as

$$St = c \sin \alpha \frac{f}{U}. \quad (1)$$

This number reported versus the incidence angle for each profile is shown in Fig. 8. Two states of the flow are shown, which are characterised by two values of St (0.3 in state I and 0.2 in state II). The transition between the two states is characterised by a jump in the value of the Strouhal number.

A vortex shedding can be observed through the spectral analysis, and the shear layer at the separation point is affected by the Kelvin–Helmholtz instability. This instability, forced by the periodic vortex shedding, leads to an oscillation of the detachment point. The nonlinear interaction between these two instabilities appears to be responsible for the coexistence of states I and II (Hoarau and Braza, 2004).

4.2. Boundary layer state during hysteresis

On the NACA0015 hydrofoil, the boundary layer measurements were performed in the range of angle where the hysteric behaviour was observed at the same incidence angle for both flow states. The incidence angles chosen were 16° and 20° . The same measurements were performed on the NACA0025 hydrofoil for the two specific states at $\alpha = 25^\circ$. When the incidence angle of the foil was increased, two phenomena simultaneously occurred on the foil. The transition point and the detachment points moved towards the leading edge, and the distance between the two points decreased. Also, the detachment point behaved more and more erratically.

These phenomena can be observed in Fig. 9, which shows the velocity profiles of the two hydrofoils for the two flow states. For the thinner profile, the transition from states I to II is characterised by an abrupt modification in the location of the detachment point from $x/c = 0.45$ for state I to $x/c = 0.023$ for state II. On the NACA0025, the magnitude of the displacement of the detachment point is less pronounced ($x/c = 0.35$ for state I and $x/c = 0.043$ for state II). To conclude, for a low incidence angle, the thickness of the turbulent boundary layer increases with the thickness of the hydrofoil. At stall, the amplitude of the displacement of the detachment point decreases with an increase in the thickness of the profile; leading to a smaller decrease in the lift. This effect corroborates the well-known stall mechanism of the thick profile.

In Fig. 10, the local velocity on the suction side of the hydrofoil is presented against the x coordinate as a C_p value. It can be seen that for the two conditions that prevail just before stall, the maxima of the velocity (corresponding to minimum C_p) are equal for the two profiles. After stall (corresponding to state II), the thickness effect induces an increase in the velocity on the thicker profile. Thus, it seems that for a fixed Reynolds number, a velocity threshold (that cannot be overcome by the flow) exists.

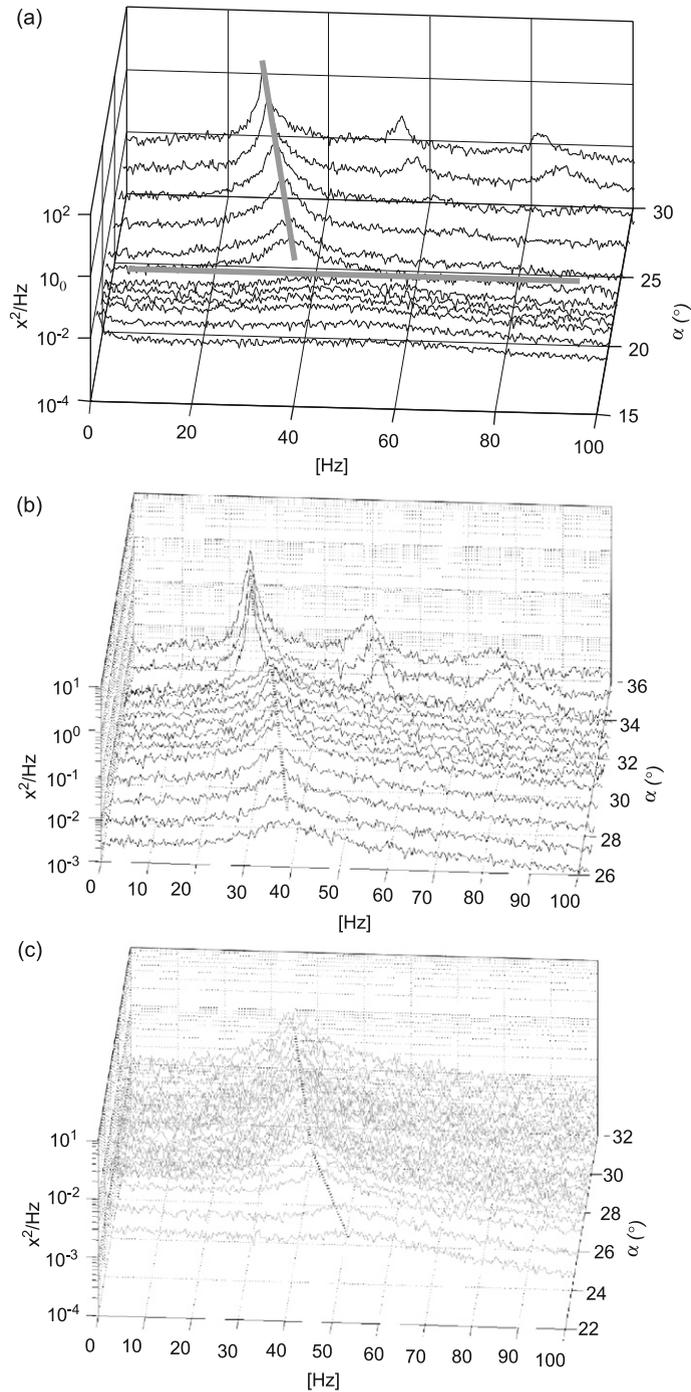


Fig. 7. Frequency spectra of the vertical velocity in the shear layer for the three profiles: (a) NACA0015 for $\alpha = 17-30^\circ$, (b) NACA0025 for $\alpha = 26-35^\circ$ and (c) NACA0035 for $\alpha = 22-31^\circ$.

4.3. Vortex dynamics during hysteresis

At a high incidence angle, the near wake of the profile is characterised by the formation of organised motion. The value of the Strouhal number corresponds to the establishment of von Kármán alternating vortices depending on the position of the detachment point of the boundary layer. To better understand the jump in the Strouhal number at

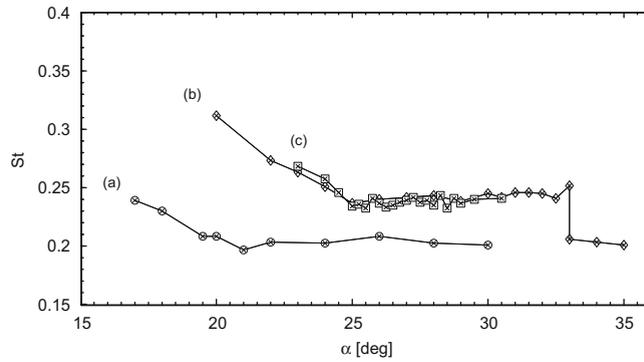


Fig. 8. Strouhal numbers versus incidence for the three profiles: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

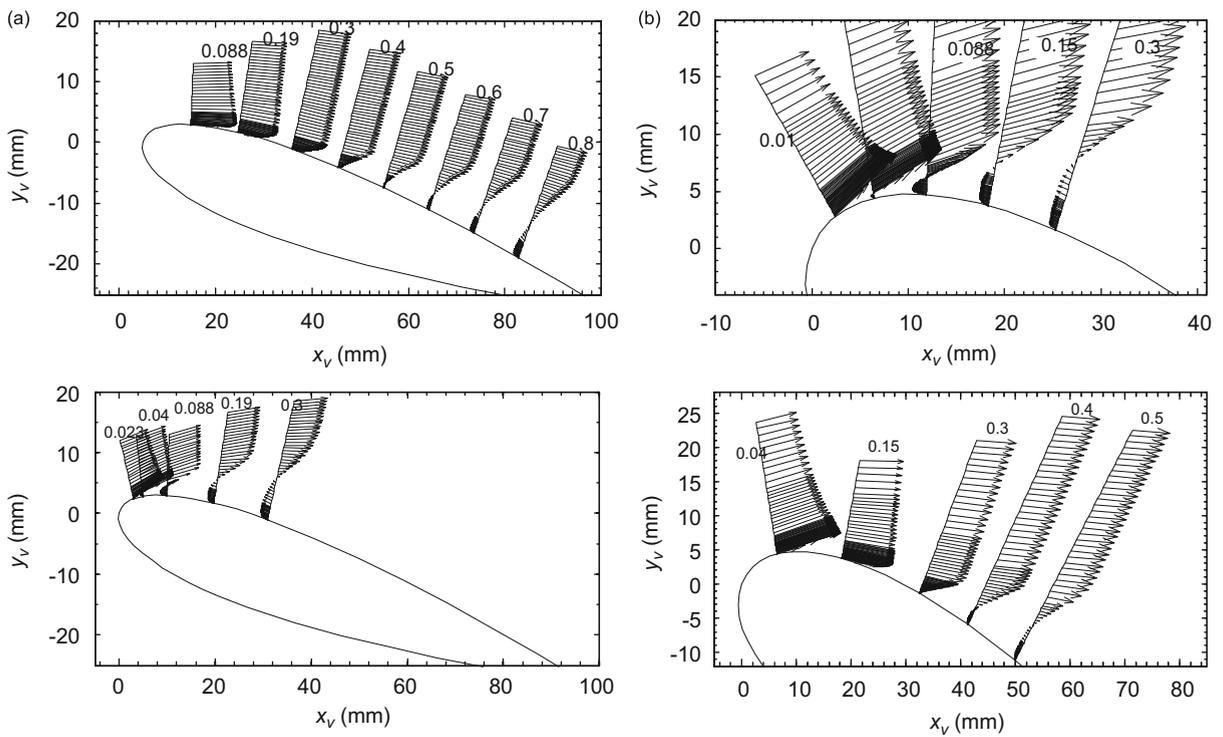


Fig. 9. (a) Velocity profiles for NACA0015 at 16° corresponding to State I (top), and State II (bottom). (b) Velocity profiles for NACA0025 at 25° corresponding to State I (top), and State II (bottom).

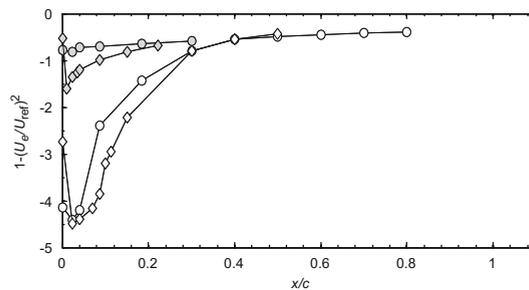


Fig. 10. Velocity on the two hydrofoil profiles (suction side) just before (open symbols) and just after (solid symbols) the occurrence of stall: \circ , NACA0015, $\alpha = 16^\circ$; \diamond , NACA0025, $\alpha = 25^\circ$.

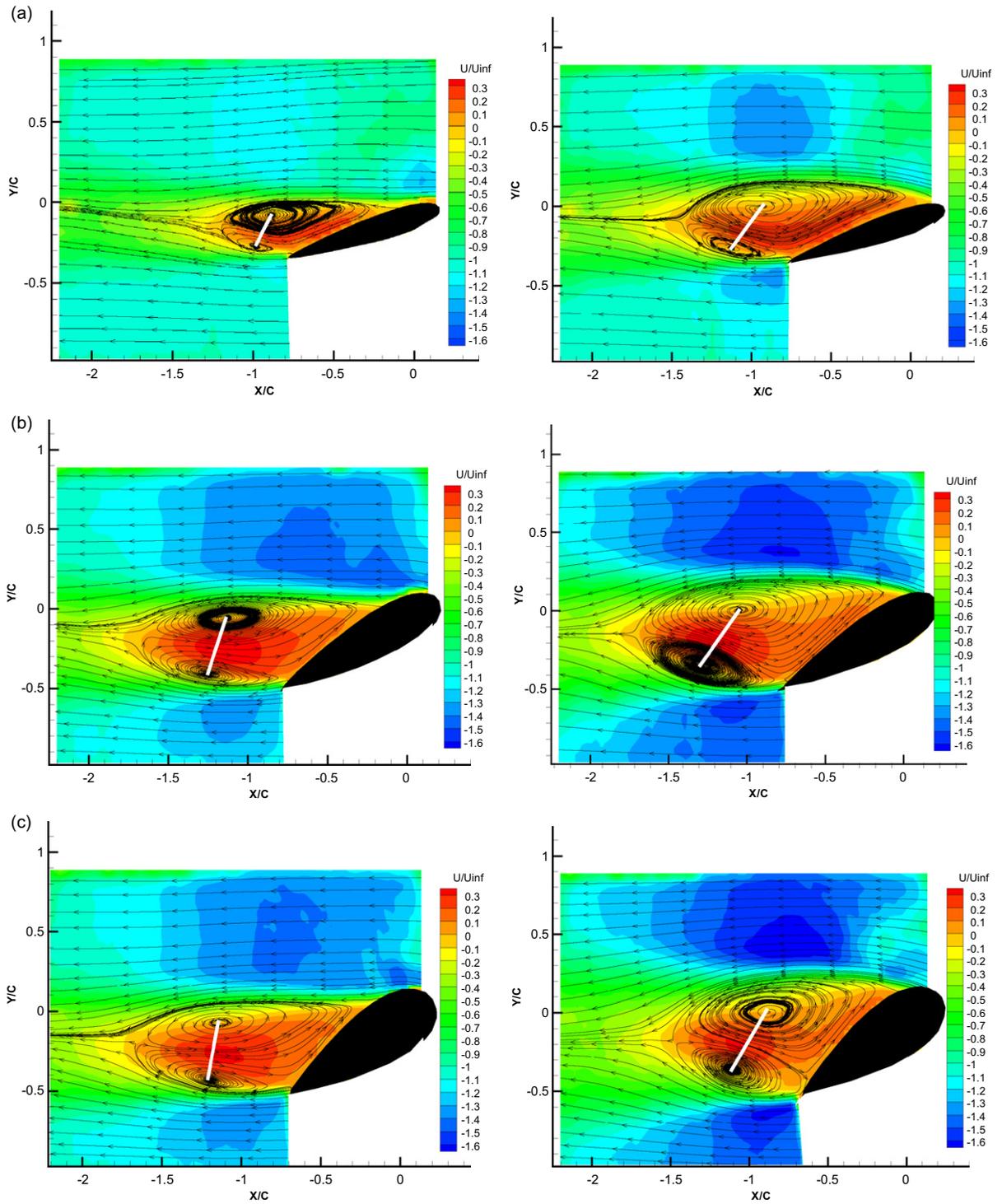


Fig. 11. Streamlines and iso-contours of mean longitudinal velocity u , at State I (left), State II (right) for the three hydrofoils: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

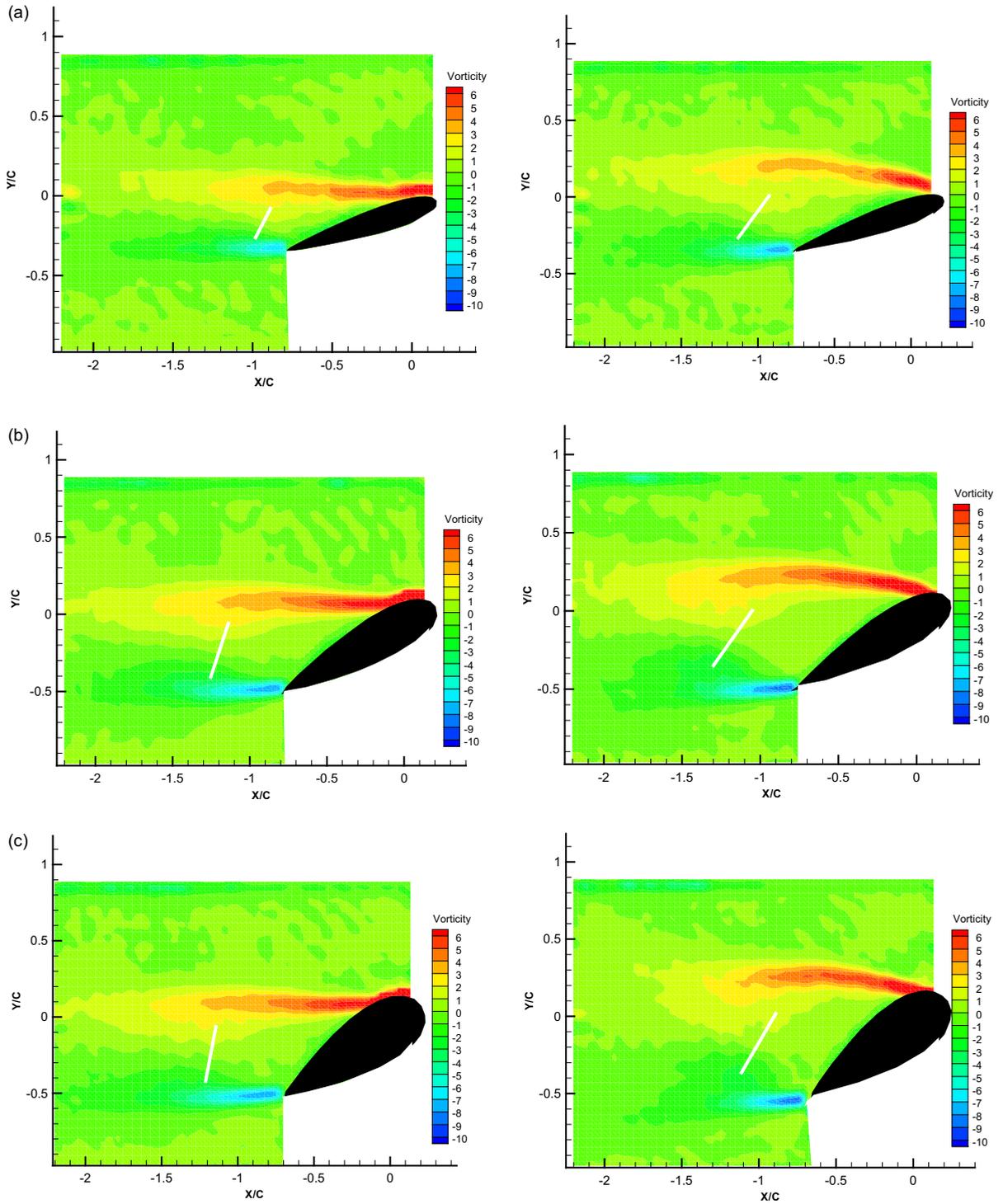


Fig. 12. Contours of iso-vorticity State I (left) and State II (right), for the three hydrofoils: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

the passage from states I to II, cartography of the Reynolds averaged quantities are provided. In this section, emphasis is placed on the physical analysis of the mechanism governing the ejection of the leading and trailing edge vortices.

4.3.1. Topology of the coherent motion

The topology of the mean and turbulent flows is studied for the three hydrofoils at incidences corresponding to States I and II. The streamlines and iso- U contours, Fig. 11, and iso-vorticity contours, Fig. 12, are shown and compared during the hysteretic loop. As expected, a pattern of two symmetric eddies appears, which is due to averaging the passage of the alternating vortices from the leading and trailing edges (cyclonic and anticyclonic vortices, respectively). For a slight increase in the incidence angle, the specific streamlines for states I and II are presented; corresponding to the two-lobe structure. Saddle points can be observed in these figures, and the respective locations of the kernels of the vortices are highlighted in Fig. 11. The locations of the vortex core centres of the trailing and leading edge vortices and the saddle points in the wake are reported in Table 1 for the three hydrofoils and the two flow states.

The jump in the Strouhal number is associated with a relocation of the saddle point. The major change in the saddle point location can be seen for the thinner profile where the vertical movement is preponderant. For the cyclonic vortices (leading edge vortices), the movement of the vortex cores from State I to State II evidences a vertical transport of these vortices and a relative stability in the longitudinal direction. For the anticyclonic vortices (corresponding to the trailing edge vortices), the movement of the vortex cores from State I to State II shows a longitudinal transport of these vortices. The asymmetric transport corresponds to an angle variation of 51% between the two cores and the vertical direction. The establishment of vortex shedding at $St = 0.2$ (corresponding to an increase in amplitude of the spectral density and a decrease in the dimensional frequency value) is globally associated with the vertical and longitudinal transport of the cyclonic and anticyclonic vortices, respectively. State II is characterised by an expansion of the wake in the downstream direction, which is associated with a thickening effect in the vertical direction as observed in the iso- U contours. The main difference between the two states is located near the separation, where the highest values of the vorticity are typically found, as shown in Fig. 12. The iso-contours of the vorticity show the formation of two shear layers: one from the leading edge and the other from the trailing edge. The classical formation length is greater from the leading edge than from the trailing edge for each profile at State I. Compared with the partially stalled hydrofoils (State I), the totally stalled case (State II) attenuates this previous difference. In summary, State I is characterised by an asymmetric vortex (elliptical and distorted vortex), and the trailing edge vortex is less developed than the leading edge vortex (anticyclonic vortices are strongly stretched). When entering State II, the anticyclonic vorticity region extends into a larger area. Furthermore, the growth of the average shear layer combined with roll up is completely developed downstream of the hydrofoils at State II in contrast with to State I. This behaviour is similar to that observed by Sicot et al. (2006) concerning the unsteady characteristics of the static stall of an airfoil at the same Reynolds number range.

On the other hand, small-scale disturbances grow in the core of the anticyclonic vorticity. Small-scale turbulent motions occur in the shear layer and the near wake just behind the profile for State II in contrast with State I, as shown in Fig. 13. The u'^2 component has a two-lobe structure with a maximum value located near $x/c = -0.61$ and $y/c = \pm 0.25$ for the NACA0035 hydrofoil, in which the highest values are found near the detachment point. This small-scale agitation seems to enhance the horizontal diffusion of the trailing edge vortices and generates a stable vortex shedding as a von Kármán street. The extension of the maximum perturbation is located downstream of the recirculation area.

Table 1

Locations of the vortex cores and saddle points for the three profiles at States I and II.

		NACA0015		NACA0025		NACA0035	
		State I	State II	State I	State II	State I	State II
Vortex core centre (leading edge)	x/c	-0.884	-0.938	-1.125	-1.056	-1.139	-0.883
	y/c	-0.077	-0.002	-0.052	-0.005	-0.068	-0.009
Vortex core centre (trailing edge)	x/c	-0.980	-0.129	-1.250	-1.297	-1.200	-1.115
	y/c	-0.275	-0.260	-0.404	-0.340	-0.431	-0.358
Saddle point	x/c	-1.193	-1.417	-1.662	-1.684	-1.660	-1.485
	y/c	-0.129	-0.089	-0.159	-0.162	-0.200	-0.171

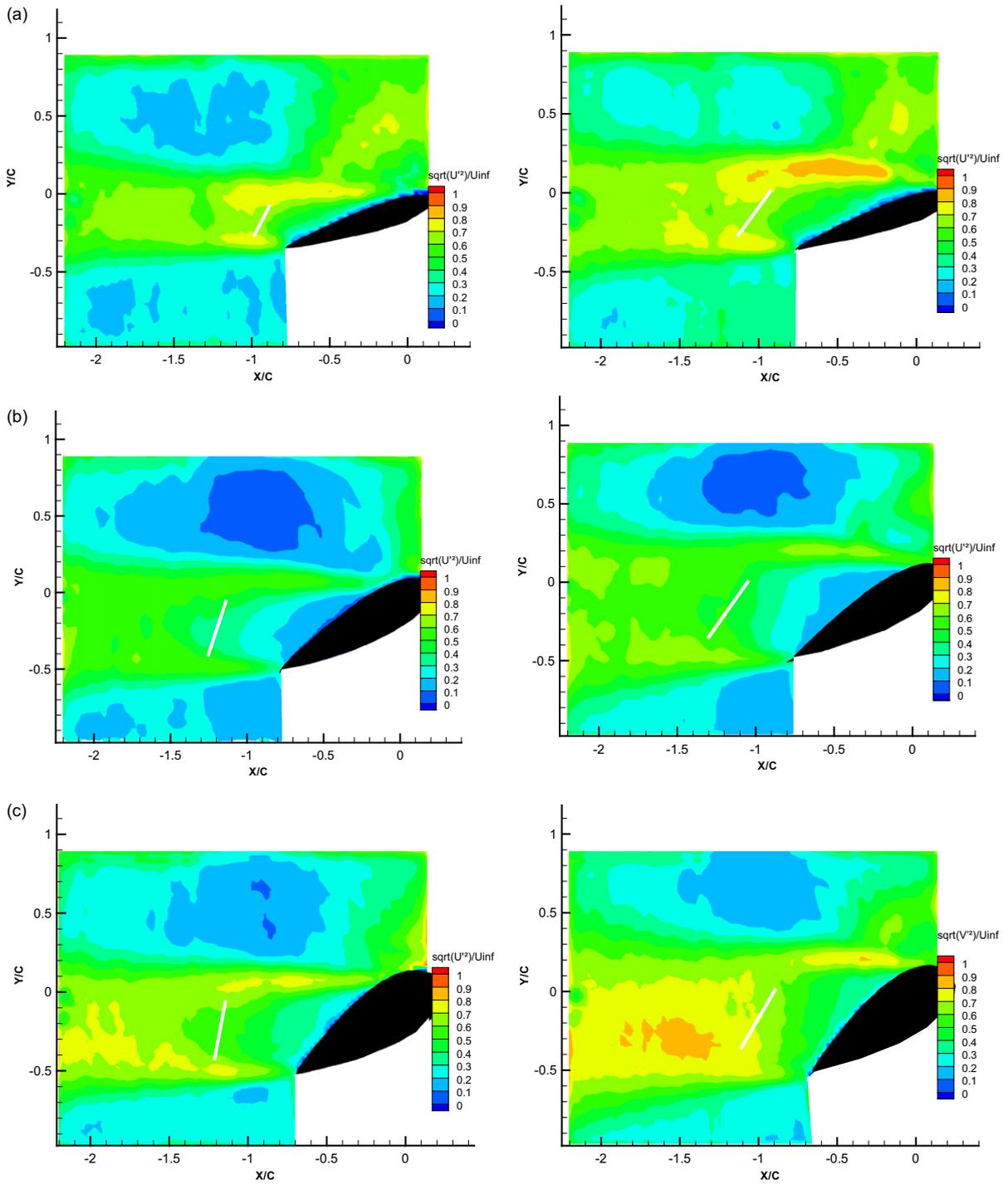


Fig. 13. Contours of $iso-u^2$. State I (left) and State II (right), for the three hydrofoils: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

Table 2

Characteristic length and aspect ratio of the wake behind the three profiles at State I and State II.

	NACA0015		NACA0025		NACA0035		Cylinder
	State I	State II	State I	State II	State I	State II	
l_c	3.86 ↗	4.35	3.43 ↘	3.37	3.05 ↘	2.59	1.37
l_u	2.80 ↘	2.65	1.20 ↗	1.55	1.28 ↗	1.35	0.81
e/l_c	0.340 ↘	0.335	0.382 ↗	0.420	0.414 ↗	0.542	0.828

4.3.2. Discussion of the physical aspect of vortex shedding

The streamlines and iso- U contours allow the determination of the recirculation length (l_c , given for the saddle point) and formation length (l_u , based on the location of the minimum axial velocity). To quantify the thickness effect on the vortex shedding process, a comparison with the classical case of the circular cylinder was proposed for an equivalent Reynolds number (Djeridi et al., 2003). To conserve the “wake similitude”, characteristic lengths were normalised using the projected chord of the profile ($c \sin \alpha$). Additionally, the aspect ratio e/l_c , where e is the wake thickness based on the two-lobe structure, was determined. These values are reported in Table 2 for the three profiles.

It can be observed for State II that the three quantities approach the values for the cylinder, although this behaviour is more pronounced for the formation length and the aspect ratio for the two thicker profiles. The aspect ratios increased with the thickness of the hydrofoil and for the totally stalled case, except for the NACA0015. For this profile, the evolution of the characteristic length and the Strouhal number evolution versus incidence angle were different. The establishment of the von Kármán instability, associated with the modification of the wake pattern, was affected by the thickness effects and the amplitude of the vortex motions at State II. This behaviour must be linked with the lift fluctuations, and the maximum perturbation amplitude was observed for the NACA0015. For this profile, the separation point oscillation in the partially detached case is more pronounced; allowing the development of the Kelvin–Helmholtz instabilities at the leading edge, which govern the vortex shedding process and the roll up downstream of the hydrofoil.

Taking the previous results into account, it is necessary to propose a local definition of the vortices based on a non-intuitive concept. The vortex centres can be identified with the Q criterion as shown below:

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2), \quad (2)$$

where S is the rate-of-strain tensor and Ω the vorticity tensor (Jeong and Hussain, 1995). The calculated values correspond to the S_{12} and Ω_{12} values. According to this criterion, a vortex is a region in which the relative pressure is negative and $Q > 0$. The Q values are presented in Fig. 14 and compared for the two states of the flow for the three profiles. Additionally, a vortex can be defined as the location of the highest noise source and can be delimited by the two extrema of the spatial derivative of the divergence of the Lamb vector (Howe, 2002, 2004). The presence of the vorticity is responsible for the sound generation in a flow field, and this can be expressed using a combination of the Crocco equation of vorticity and the Lighthill aero-acoustic theory (Alim, 2007). To detect the location of the cyclonic and anticyclonic vortices in States I and II in the present study, we compared the divergence of the Lamb vector to define the vortex structure (as noisy structure) and the Q criterion. In Fig. 14, the major difference between States I and II is the location of the deformation area near the detachment point of the boundary layer and the larger diffusion of the positive value of Q downstream. The predominance of the strain rate in the wake is due to the turbulent agitation associated with the longitudinal transport of the trailing edge vortices and the vertical transport of the leading edge vortices. This turbulent agitation is accompanied by a diffusion of the divergence of the Lamb vector corresponding to the noisy structures in State II. Small-scale perturbations grew in the near core of the anticyclonic vortices as observed in Fig. 15, which shows the diagonal term of the tensor of the turbulence production, P_{12} , plotted with $Q = 0.5$. The maximum production was observed for the totally stalled case (State II) and was located downstream of the position of maximum vorticity. The predominant strain rate and the increase in turbulent production were located near the anticyclonic vortices corresponding to the realignment of the trailing edge vortices. Moreover, it can be seen that the turbulent production area is larger in State II than in State I for the leading edge vortices. This effect is due to the Kelvin–Helmholtz instabilities and the oscillations of the separation point.

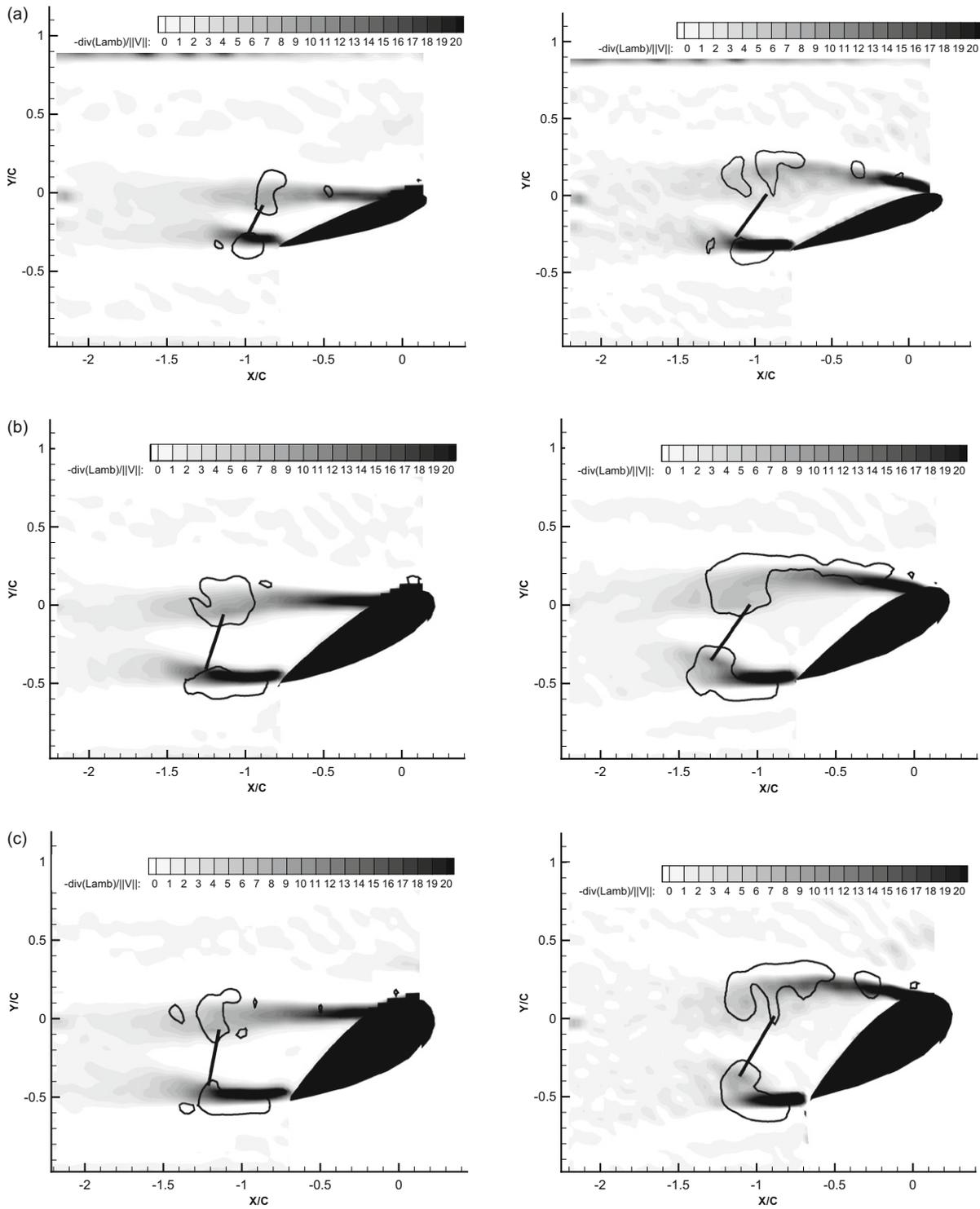


Fig. 14. Q and Lamb criteria for evaluation of the vortex centre position at State I (left) and State II (right), for the three hydrofoils: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

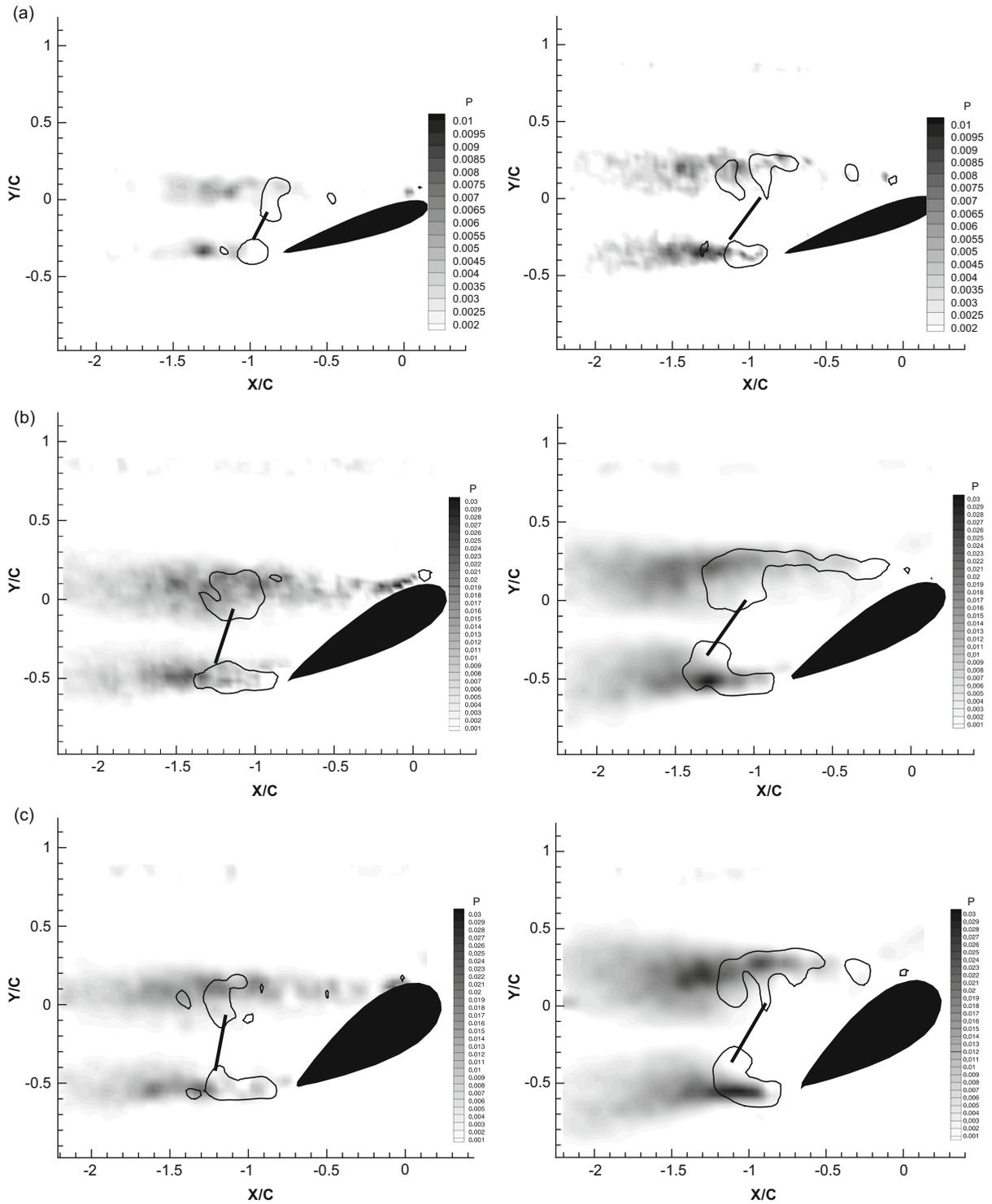


Fig. 15. Iso-contours of the turbulent production term, P_{12} , for the three profiles at State I (left) and State II (right), for the three hydrofoils: (a) NACA0015, (b) NACA0025 and (c) NACA0035.

5. Conclusions

This experimental work conducted on three symmetrical NACA profiles with relative thicknesses of 15%, 25% and 35% leads to the following conclusions.

Above roughly 10% thickness, the lift coefficient of the profile decreases when the thickness is increased. The hysteretic behaviour of the profile at stall is delayed when the thickness is increased, and this phenomenon is correlated with a modification of the flow state linked with the position of the detachment point, which is forced by the establishment of the von Kármán instabilities. For unsteady, separated flow at high incidence angle, the thickness effect is associated with a modification of the establishment of the von Kármán street. As observed through the spectral analysis for the thinner profile, the frequency evolved linearly, and the profiles of the two thicker hydrofoils exhibited different slopes if their behaviour remained linear.

The thickness of the profile tended to increase the thickness of the boundary layer at low incidence angle instead of at the stall condition, and the magnitude of the detachment point displacement was attenuated leading to a smaller decrease in the lift. The effect of the adverse pressure gradient required the use of two velocity laws to describe the entire velocity profile (near wall logarithmic law in the inner region and wake law in the outer region of the boundary layer). To account for the adverse pressure gradient, another law proposed by Coles was used to corroborate the hypothesis of a universal wake function. The thickness effect was then characterised by a deviation of the wake law accentuated for the two thicker profiles. For the hysteretic loop at static stall, the lower and upper branches corresponded to different flow states characterised by a severe modification of the vortex dynamics. The lower branch (State II) was characterised by a predominance of the strain rate in the wake due to the turbulent agitation associated with the longitudinal transport of the trailing edge vortices and the vertical transport of the leading edge vortices. This turbulent agitation was accompanied by a diffusion of the divergence of the Lamb vector corresponding to the noisy structures in State II and an increase in turbulent production.

To conclude, the thickness effects on the vortex shedding process induce:

- (i) an increase of the oscillation amplitudes of the separation point;
- (ii) a modification of the vortex roll up (mean diffusion and realignment);
- (iii) the existence of “noisy” structures for the thicker profiles at totally stalled case (State II).

References

- Alim, A., 2007. A physical comprehensive definition of a vortex based on the Lamb vector. *Algerian Journal of Applied Fluid Mechanics* 1 (1), 1–6.
- Bourgoyne, D.A., Ceccio, S.L., Dowling, D.R., Jessup, S.D., Park, J.T., Brewer, W.H., Pankajakshan, R., 2000. Hydrofoil turbulent boundary layer separation at high Reynolds numbers. In: *Twenty-third Symposium on Naval Hydrodynamics*, Val de Reuil, France.
- Bourgoyne, D.A., Hamel, J.M., Ceccio, S.L., Dowling, D.R., 2003. Time averaged flow over a hydrofoil at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 496, 365–405.
- Bourgoyne, D.A., Ceccio, S.L., Dowling, D.R., 2005. Vortex shedding from a hydrofoil at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 531, 293–325.
- Bradshaw, P., 1967. The turbulence structure of equilibrium boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 29, 625–645.
- Braza, M., Perrin, P., Hoarau, Y., 2006. Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures* 22 (6–7), 757–771.
- Cantwell, B., Coles, D., 1983. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* 136, 321–374.
- Coles, D., 1956. The law of the wake. *Journal of Fluid Mechanics* 1, 191–226.
- Cousteix, J., 1989. *Aérodynamique – Turbulence et couche limite turbulente*. Editions Cepadues.
- Djeridi, H., Sarraf, C., Billard, J.Y., 2007. Thickness effect of the NACA symmetric hydrofoils on the turbulent boundary layer pattern. In: *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and Their Control*, Kerkyra (Corfu), Greece, June 18–22.
- Djeridi, H., Braza, M., Perrin, R., Harran, G., Cid, E., Cazin, S., 2003. Near wake turbulence around a circular cylinder at high Reynolds number. *Journal of Flow, Turbulence and Combustion* 71, 19–34.
- Hoarau, Y., Braza, M., Ventikos, Y., Faghani, D., Tzabiras, G., 2003. Organized modes and the three-dimensional transition to turbulence in the incompressible flow around a NACA0012 wing. *Journal of Fluid Mechanics* 496, 63–72.
- Hoarau, Y., Braza, M., 2004. Simulation et contrôle d'un écoulement fortement décollé autour d'un profil d'aile. 39ème colloque d'aérodynamique appliqué AAAF.
- Howe, M.S., 2002. *Theory of Vortex Sound*. Cambridge University Press, Cambridge.

- Howe, M.S., 2004. Mechanism of sound generation by low Mach number flow over a wall cavity. *Journal of Sound and Vibration* 273, 103–123.
- Jeong, J., Hussain, F., 1995. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 285, 69–94.
- Ludwig, H., Tillman, W., 1950. Investigation of the wall-shearing stress in turbulent boundary layer. NACA Technical Memorandum No. 1285.
- Lurie, E.A., Keenan, D.P., Kerwin, J.E., 1998. Experimental study of an unsteady separating boundary layer. *AIAA Journal* 36 (4), 565–570.
- Marušić, 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* 298, 389–407.
- Mellor, G.L., 1966. The effect of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall. *Journal of Fluid Mechanics* 24, 255–274.
- Mellor, G.L., Gibson, D.M., 1966. Equilibrium turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 24, 225–253.
- Mittal, S., Saxena, P., 2000. Prediction of hysteresis associated with the static stall of an airfoil. *AIAA Journal* 38 (5), 933–935.
- Mueller, T., 1985. The influence of laminar separation and transition on low Reynolds number airfoil hysteresis. *Journal of Aircraft* 22 (9), 763–770.
- Na, Y., Moin, P., 1998. Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 374, 379–405.
- Perrin, R., Braza, M., Cid, E., Cazin, S., Moradei, F., Barthet, G., Sevrain, A., Hoarau, Y., 2005. Near-wake turbulence properties in the high Reynolds incompressible flow around a circular cylinder by 2C and 3C PIV. In: *Proceedings of the Sixth ERCOFTAC International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements (ETMM6)*.
- Perrin, R., Braza, M., Cid, E., Cazin, S., Chassaing, P., Mockett, C., Reimann, T., Thiele, F., 2008. Coherent and turbulent process analysis in the flow past a circular cylinder at high Reynolds number. *Journal of Fluids and Structures* 24 (8), 1313–1325.
- Perry, A.E., Marušić, 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* 298, 361–388.
- Persillon, H., Braza, M., 1998. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a cylinder by three-dimensional Navier–Stokes simulation. *Journal of Fluid Mechanics* 365, 23–88.
- Sarraf, C., 2007. Etude expérimentale du comportement hydrodynamique de profils portants épais, étude de la couche limite. Ph.D. Thesis, Ecole Centrale de Nantes/Université de Nantes.
- Sicot, C., Aubrun, S., Loyer, S., Devinant, P., 2006. Unsteady characteristics of the static stall of an airfoil subjected to freestream turbulence level up to 16%. *Experiments in Fluids* 41 (4), 641–648.
- Thwaites, B., 1960. *Incompressible Aerodynamics: An Account of the Theory and Observation of the Steady Flow of Incompressible Fluid Past Aerofoils, Wings and Other Bodies*. Dover Publications.
- Williamson, C.H.K., 1992. The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition for a wake. *Journal of Fluid Mechanics* 243, 393–441.
- Yang, Z., Voke, P.R., 2001. Large eddy simulation of boundary layer separation and transition at a change of surface curvature. *Journal of Fluid Mechanics* 439, 305–333.

Résumé en français :

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 des incidences faibles et autour du décrochage statique. 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. Les campagnes de mesures ont été réalisées par LDV et PIV en ce qui concerne le champ de vitesse et par balance hydrodynamique en ce qui concerne les efforts globaux.

Ce type de configuration peut être retrouvé dans les applications de contrôle d'écoulement (par utilisation de générateurs de vortex) ou en hydrodynamique navale dans les interactions « tourbillon d'ogive-safran de gouvernail ». L'originalité de la configuration étudiée réside dans le fait que le vortex est généré hors couche limite, contrairement à la configuration classique du contrôle d'écoulement en aérodynamique, où le vortex est généré à une distance de l'ordre de l'épaisseur de couche limite.

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 par décomposition orthogonale en modes propres (POD) dans le but de mieux appréhender l'alignement spatial tourbillonnaire dans le sillage des corps mis à grande incidence et contrôlé.

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

Résumé en anglais :

The main objective of the present study is to experimentally investigate interactions between a longitudinal vortex and turbulent boundary layer that develops on NACA0015 foil. The vortex is generated upstream by a NACA0020 and the study is realized for low and high incidence angles. Experiments were carried out in hydrodynamic tunnel of French naval academy at high Reynolds number, the vortex is generated upstream by an elliptical wing of NACA0020 section. Measurement campaigns were conducted by LDV and PIV regarding the velocity field and gauge balance in regard to global efforts.

This configuration can be found in applications of flow control (by use of vortex generators) or naval hydrodynamics interactions "hub vortex- rudder". The originality of the studied configuration is the fact that the vortex is generated outside the boundary layer, unlike the typical configuration of flow control in aerodynamics, where the vortex is generated at a distance of about the thickness of boundary layer.

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 states of boundary layer both in average value fluctuates. Indeed, for low impact, the presence of the vortex changes the longitudinal pressure gradient, so delaying the overall boundary layer separation while accelerating the fluid to the wall. For higher incidences, there is a re-attachment of the boundary layer in the inflow region (area of rapid fluid delivery to the wall). Dynamics of this flow is analyzed by proper orthogonal decomposition (POD) in order to better understand the spatial alignment vortex in the wake of bodies made great impact and controlled.

Keywords: Turbulent boundary layer, adverse pressure gradient, vortex, flow control, LDV, PIV, POD