



**HAL**  
open science

# Dynamique des écoulements de jonction en régime turbulent

Fabien Gand

► **To cite this version:**

Fabien Gand. Dynamique des écoulements de jonction en régime turbulent. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT : . tel-00671006

**HAL Id: tel-00671006**

**<https://theses.hal.science/tel-00671006>**

Submitted on 16 Feb 2012

**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.

Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie

# Dynamique des écoulements de jonction en régime turbulent

Présentée par  
**Fabien Gand**

Pour obtenir le grade de  
**Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie**

Spécialité  
**Mécanique**

Soutenue le 23 septembre 2011 devant la commission d'examen composée de :

M. Patrick CHASSAING	ISAE, Toulouse	<i>Rapporteur</i>
M. Liang SHAO	LMFA, Lyon	<i>Rapporteur</i>
M. Vincent BRUNET	ONERA, Meudon	<i>Examineur</i>
M. Sébastien DECK	ONERA, Meudon	<i>Examineur</i>
M. Jean-Claude COURTY	Dassault Aviation	<i>Examineur</i>
M. Jose-Maria FULLANA	IJLRA, Paris	<i>Président</i>
M. Eric LAMBALLAIS	Université de Poitiers	<i>Examineur</i>
M. Pierre SAGAUT	IJLRA, Paris	<i>Directeur de thèse</i>



---

## Remerciements

---

Beaucoup de personnes côtoyées au cours de ces trois années de thèse ont contribué à la réalisation et l'aboutissement du travail présenté dans ce mémoire. Pour cela, je tiens à leur exprimer toute ma reconnaissance.

En premier lieu je remercie mon directeur de thèse Pierre Sagaut, ainsi que l'ensemble des membres du jury qui ont évalué mon travail. J'ai été particulièrement honoré de la participation de Patrick Chassaing et Liang Shao, qui ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Je dois beaucoup à mes deux encadrants, Vincent Brunet et Sébastien Deck. Tout au long de la thèse, j'ai pu bénéficier de leur expertise et de leurs qualités pédagogiques remarquables. Au-delà de ces qualités scientifiques, j'ai apprécié la confiance, la considération et la gentillesse qu'ils m'ont accordé dès le début et qui m'ont permis d'évoluer dans les meilleures conditions. J'ai la chance de pouvoir collaborer encore aujourd'hui avec eux et de profiter de leurs conseils toujours avisés et pertinents. Enfin il m'est difficile de ne pas évoquer les moments de détente et de rigolade passés ensemble...pour tout cela et bien plus encore, merci à vous.

Cette thèse a été effectuée à l'Onera, au sein de l'unité Avions Civils. Je remercie ici l'ensemble de mes collègues pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe et qui ont tous apporté, à un moment ou à un autre, une solution à mes problèmes. Une grande partie des travaux numériques n'aurait pas pu aboutir sans l'aide de la communauté des utilisateurs/développeurs Flu3m envers qui je suis fortement redevable. Un grand merci également aux autres thésards et ex-thésards Franck, Mathieu, Julien, Mickaël, Pierre-Elie et Jacques qui m'ont montré la voie à suivre.

Comme la lecture du mémoire l'apprendra au lecteur – qui ne manquera pas de lire plus que cette page de remerciements – cette thèse comporte aussi une partie expérimentale. Ainsi je témoigne toute ma gratitude à l'égard de mes collègues du département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale qui m'ont accompagné lors de la préparation, de la réalisation et de l'exploitation des essais. Rien n'aurait été possible sans le concours de Vincent Brion, Nicolas Severac et Michel Alaphilippe que je remercie sincèrement.

Il n'y a pas que le travail dans la vie, aussi je tiens à témoigner toute mon amitié à Adrien, Benoit, Caroline, Thibaut, François, Mévéna, Bastien, Aline, Sébastien, Jean-Brice, Quentin, Marie-Jeanne, Julien, Nicolas, Jean, Célia, Bastien, Vincent et Benjamin.

Enfin j'adresse mes plus profonds remerciements à mes parents et mon frère, ma reconnaissance et mon affection ne sauraient être exprimées en quelques mots.



---

# Table des matières

---

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Table des matières</b>	<b>7</b>
<b>Notations</b>	<b>9</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Éléments fondamentaux des écoulements de jonction</b>	<b>13</b>
1.1 Organisation d'un écoulement de jonction générique . . . . .	14
1.2 Le tourbillon en fer à cheval . . . . .	15
1.2.1 Propriétés moyennées du tourbillon en fer à cheval . . . . .	17
1.2.2 Dynamique d'un tourbillon en fer à cheval . . . . .	18
1.2.3 Sensibilités du tourbillon en fer à cheval . . . . .	21
1.3 Le décollement de coin . . . . .	23
1.3.1 Mise en évidence du phénomène . . . . .	23
1.3.2 Études de jonctions fondamentales . . . . .	23
1.3.3 Un modèle pour l'apparition des décollements de coin . . . . .	23
1.4 Interprétation théorique du couplage tourbillon/décollement . . . . .	24
1.5 Préviation numérique des écoulements de jonction . . . . .	25
1.5.1 Simulations de tourbillons en fer à cheval . . . . .	25
1.5.2 Configurations de type industrielles avec décollements de coin . . . . .	29
1.5.3 Conclusion sur les études numériques . . . . .	29
1.6 Maîtrise des écoulements de jonction . . . . .	30
1.6.1 Ajout de carénage . . . . .	30
1.6.2 Autres méthodes . . . . .	30
1.7 Synthèse de la bibliographie : des conditions favorables au décollement de coin . . . . .	31
<b>2 Conception de cas tests originaux de jonctions simplifiées</b>	<b>33</b>
2.1 Définition du cycle de conception des cas tests . . . . .	34
2.1.1 Paramètres mis en jeu et espace de conception . . . . .	34
2.1.2 Cycle de conception mis en œuvre . . . . .	37
2.1.3 Caractérisation du décollement de coin . . . . .	40
2.2 Conception du cas test principal . . . . .	41
2.2.1 Étape ① : Valeurs de $\delta/T$ considérées . . . . .	41
2.2.2 Étape ② : Estimation du coût de calcul en fonction de $Re_c$ . . . . .	42
2.2.3 Étape ③ : Création de la base de données . . . . .	42

2.2.4	Étape ④ : Sélection du cas principal d'étude . . . . .	47
2.2.5	Étape ⑤ : Réduction du domaine de calcul . . . . .	48
2.2.6	Synthèse : définition du cas principal d'étude . . . . .	54
2.3	Étude des sensibilités du cas principal . . . . .	55
2.3.1	Cas à forte incidence . . . . .	55
2.3.2	Cas fortement chargé à la jonction . . . . .	55
2.4	Synthèse des cas retenus . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Analyse physique d'une jonction simplifiée</b>	<b>61</b>
3.1	Études menées et données disponibles . . . . .	62
3.1.1	Base de données expérimentale . . . . .	62
3.1.2	Base de données numérique . . . . .	63
3.1.3	Synthèse des données disponibles et déroulement du chapitre . . . . .	64
3.2	Compatibilité des données issues des essais et des simulations . . . . .	65
3.2.1	Couche limite amont . . . . .	65
3.2.2	L'écoulement sur le profil à mi-envergure . . . . .	68
3.2.3	Analyse détaillée de la transition sur le profil . . . . .	71
3.2.4	Conclusion partielle : pertinence de la confrontation des données . . . . .	76
3.3	Le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque . . . . .	77
3.3.1	Caractéristiques moyennes du tourbillon . . . . .	77
3.3.2	Champ turbulent associé au tourbillon en fer à cheval . . . . .	80
3.3.3	Dynamique au bord d'attaque : le caractère bimodal . . . . .	83
3.3.4	Synthèse . . . . .	86
3.4	Convection du tourbillon en fer à cheval . . . . .	86
3.4.1	Convection et diffusion du tourbillon moyenné en temps . . . . .	86
3.4.2	Fluctuations de vitesse dans la zone de convection . . . . .	94
3.4.3	Dynamique du tourbillon dans les plans transverses . . . . .	96
3.4.4	Synthèse . . . . .	101
3.5	Écoulement de coin . . . . .	102
3.5.1	Caractérisation de l'écoulement moyen . . . . .	102
3.5.2	Évolution du champ turbulent dans le coin . . . . .	111
3.5.3	Synthèse . . . . .	117
3.6	Synthèse et discussion : dynamique générale de l'écoulement . . . . .	118
3.6.1	Physique de l'écoulement . . . . .	118
3.6.2	Proposition d'un mécanisme d'apparition du décollement de coin . . . . .	119
3.6.3	Influence du <i>Bluntness Factor</i> sur l'instationnarité au bord d'attaque . . . . .	120
3.6.4	Fiabilité des simulations numériques pour les écoulements de coin . . . . .	121
3.6.5	Conclusion et poursuite de la démarche . . . . .	122
<b>4</b>	<b>Étude des sensibilités du cas principal</b>	<b>123</b>
4.1	Influence du chargement aérodynamique de la jonction . . . . .	124
4.1.1	Rappel des cas tests et contenu des bases de données constituées . . . . .	124
4.1.2	Validation des simulations . . . . .	125
4.1.3	Zone du bord d'attaque . . . . .	129
4.1.4	Zone de convection du tourbillon en fer à cheval . . . . .	134
4.1.5	Zone du coin . . . . .	141
4.1.6	Synthèse . . . . .	148
4.2	Influence de la couche limite amont . . . . .	149
4.2.1	Cas tests . . . . .	150
4.2.2	Validation des essais et de la simulation . . . . .	150
4.2.3	Résultats . . . . .	151
4.2.4	Conclusion . . . . .	153
4.3	Synthèse et discussion . . . . .	154

<b>Conclusion</b>	<b>157</b>
<b>Annexes</b>	<b>163</b>
<b>A Convergence en maillage des calculs RANS</b>	<b>163</b>
A.1 Paramètres des calculs . . . . .	163
A.2 Maillages . . . . .	164
A.3 Le <i>Grid Convergence Index</i> . . . . .	164
A.4 Cohérence des calculs . . . . .	165
A.5 Résultats . . . . .	166
<b>B Méthodes expérimentales</b>	<b>169</b>
B.1 La soufflerie S2L . . . . .	169
B.2 Maquette utilisée . . . . .	170
B.3 Instruments de mesure . . . . .	171
B.3.1 Conditions de référence . . . . .	171
B.3.2 Capteurs de pression . . . . .	171
B.3.3 Sonde de couche limite . . . . .	171
B.3.4 Sonde cinq trous . . . . .	171
B.3.5 Fil chaud . . . . .	172
B.4 Chaîne d’acquisition . . . . .	173
<b>C Méthodes numériques</b>	<b>175</b>
C.1 Les équations de Navier Stokes . . . . .	175
C.2 Fermeture des équations . . . . .	176
C.3 Modélisation de la turbulence . . . . .	177
C.3.1 Application d’un opérateur de séparation d’échelles . . . . .	178
C.3.2 L’approche Reynolds Averaged Navier Stokes . . . . .	179
C.3.3 L’approche Large Eddy Simulation . . . . .	181
C.3.4 Les approches hybrides RANS/LES . . . . .	182
C.3.5 Conclusion sur la modélisation de la turbulence . . . . .	182
C.4 Résolution des équations de Navier Stokes . . . . .	183
C.4.1 Discrétisation spatiale . . . . .	183
C.4.2 Intégration temporelle . . . . .	186
C.4.3 Conditions aux limites . . . . .	188
C.5 Conclusion : récapitulatif des méthodes numériques utilisées . . . . .	189
<b>Bibliographie</b>	<b>200</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>203</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>205</b>



---

## Notations

---

### Caractères grecs

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
$\alpha$	Incidence	°
$\Delta$	Taille caractéristique de maille	$m$
$\Delta_c$	Longueur de coupure du maillage	$m$
$\delta_0$	Épaisseur de couche limite initiale	$m$
$\delta_x$	Épaisseur de couche limite à l'abscisse $x$	$m$
$\Gamma$	Flèche	°
$\kappa$	Coefficient de conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	$Pa.s$
$\mu_t$	Viscosité turbulente	$Pa.s$
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2/s$
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\theta_x$	Épaisseur de quantité de mouvement à l'abscisse $x$	$m$
$\underline{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses	$Pa$
$\underline{\tau}^{tur}$	Tenseur des contraintes turbulentes	$Pa$
$\underline{\tau}_{Re}$	Tenseur de Reynolds	$Pa$

### Caractères latins

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
$a$	Célérité du son	$m/s$
$b$	Envergure du profil	$m$
$c$	Corde du profil	$m$
$C_p$	Coefficient de pression	
$c_p$	Chaleur spécifique massique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$\underline{D}$	Tenseur des taux de déformation	$s^{-1}$
$E$	Energie totale	$J$
$f$	Fréquence	$Hz$
$\mathbf{f}_v$	Forces volumiques	$N$
$\underline{F}(\mathbf{u})$	Matrice des flux convectifs	
$\underline{F}^v(\mathbf{u})$	Matrice des flux visqueux	
$h_r$	Hauteur du bulbe de décollement	$m$
$k$	Nombre d'onde	$m^{-1}$
$\mathbf{q}_h$	Vecteur flux de chaleur	$W.m^{-2}$
$\mathbf{q}_h^{tur}$	Vecteur flux de chaleur turbulent	$W.m^{-2}$

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
$L_r$	Longueur du bulbe de décollement	$m$
$Pi_0$	Pression totale	$Pa$
$\mathbf{q}$	Vecteur des variables conservatives	
$r$	Constante molaire des gaz parfaits	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$R_0$	Rayon du bord d'attaque	$m$
$S_T$	Distance du bord d'attaque au maximum d'épaisseur le long du profil	$m$
$T$	Suivant le contexte : maximum d'épaisseur du profil ou température	$m$ ou $K$
$\mathbf{u}$	Vecteur vitesse	$m/s$
$u_\tau$	Vitesse de frottement pariétale	$m/s$
$U_\infty$	Vitesse à l'infini amont	$m/s$
$X_T$	Abscisse du maximum d'épaisseur du profil	$m$
$z_r$	Largeur du bulbe de décollement	$m$

## Nombres adimensionnés

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Expression</i>
$BF$	Bluntness Factor	$BF = \frac{1}{2} \frac{R_0}{X_T} \left( \frac{T}{S_T} + \frac{S_T}{X_T} \right)$
$I_{CS}$	Indicateur de l'intensité du décollement de coin	$I_{CS} = \frac{\max(u, u \leq 0) _{bulbe}}{U_\infty}$
$M$	Nombre de Mach	$M = \frac{u}{a}$
$MDF_x$	Momentum Deficit Factor à l'abscisse $x$	$MDF_x = (Re_T)^2 \cdot (\theta_x / T)$
$Pr$	Nombre de Prandtl	$Pr = \frac{\mu C_p}{\kappa}$
$Re_D$	Nombre de Reynolds basé sur la grandeur $D$	$Re_D = \frac{\rho U_\infty D}{\mu}$
$S_{CS}$	Surface du décollement de coin	$S_{CS} = \frac{S_{C_{f_x \leq 0}}}{\delta_{NACA0012} \times c + \delta_{\text{plaque plane}} \times c}$
$St_D$	Nombre de Strouhal basé sur la longueur $D$	$St_D = \frac{f D}{U_\infty}$
$Vol_{CS}$	Encombrement du décollement de coin	$Vol_{CS} = \frac{\frac{1}{2}(L_r \times z_r \times h_r)}{\delta_{NACA0012} \times \delta_{\text{plaque plane}} \times c}$
$y^+$	Unité de paroi	$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$

## Acronymes

ASM	<b>A</b> lgebraic <b>R</b> eynolds <b>S</b> tress <b>M</b> odel
CS	Décollement de coin ( <b>C</b> orner <b>S</b> eparation)
DES	<b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
DDES	<b>D</b> elayed <b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
EARSM	<b>E</b> xplicit <b>A</b> lgebraic <b>R</b> eynolds <b>S</b> tress <b>M</b> odel
HSV	Tourbillon en fer à cheval ( <b>H</b> orse <b>S</b> hoe <b>V</b> ortex)
LE	Bord d'attaque ( <b>L</b> eading <b>E</b> dge)
LES	<b>L</b> arge <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
RANS	<b>R</b> eynolds <b>A</b> veraged <b>N</b> avier <b>S</b> tokes
RSM	<b>R</b> eynolds <b>S</b> tress <b>M</b> odel
SST	<b>S</b> hear <b>S</b> tress <b>T</b> ransport
TE	Bord de fuite ( <b>T</b> railing <b>E</b> dge)
TKE	Énergie cinétique turbulente ( <b>T</b> urbulent <b>K</b> inetic <b>E</b> nergy)
WMLES	<b>W</b> all <b>M</b> odelled <b>L</b> arge <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation

---

## Introduction

---

L'écoulement au sein des zones de jonction entre deux éléments distincts d'un avion civil de type Airbus (aile/empennage-fuselage, nacelle-aile, etc.) est un point clé de plusieurs thématiques majeures pour les avionneurs. En effet, au sein de ces jonctions, des décollements de coin sont susceptibles d'apparaître. Ces décollements dégradent de manière significative les performances de l'appareil car ils sont notamment sources de traînée supplémentaire, de bruit et de vibrations. D'autre part, les méthodes numériques aérodynamiques actuellement utilisées dans l'industrie (principalement basées sur l'approche Reynolds Averaged Navier Stokes – RANS) ne permettent pas une prévision fiable de ces décollements. Les vérifications en soufflerie et en vol sont donc nécessaires, ce qui augmente d'autant les coûts et délais de conception.

Ainsi le choix de la géométrie des jonctions est un point clé du cycle de conception d'un avion tant du point de vue du coût financier de conception que des performances aérodynamiques et de la certification. Il est donc primordial de connaître la nature des phénomènes physiques impliqués au sein de la jonction. Cette connaissance doit également permettre d'envisager leur prévision numérique dans le but notamment de réduire les coûts de conception en limitant le besoin d'essais en soufflerie et en vol.

Afin de comprendre la phénoménologie des écoulements de jonction, de nombreux expérimentateurs ont mis en œuvre des études sur des configurations génériques. Les essais sur la configuration DLR-F6 du Drag Prediction Workshop [169] permettent de dégager deux principaux phénomènes se produisant au sein d'une jonction : le décollement de coin à l'emplanture et au bord de fuite de l'aile, et le tourbillon en fer à cheval qui naît au bord d'attaque de celle-ci. Néanmoins, ces essais avaient pour but la création d'une base de données pour l'évaluation des codes de prévision de traînée et ne fournissent pas de mesure ni d'analyse de l'écoulement au sein de la jonction.

Fleming *et al.* [51, 52] ainsi que de nombreux autres chercheurs ont étudié un cas simple de jonction mettant en œuvre un profil symétrique posé perpendiculairement à une plaque plane (le cas "Rood"). Ils ont mis en évidence le tourbillon en fer à cheval et analysé ses propriétés dynamiques. Fleming *et al.* [52] ont notamment relié l'intensité du tourbillon en fer à cheval à deux paramètres adimensionnés, le *Bluntness Factor* traduisant la rondeur du bord d'attaque et le *Momentum Deficit Factor* faisant intervenir l'épaisseur de la couche limite amont et le nombre de Reynolds. La configuration Rood possède un *Bluntness Factor* élevé, ce qui conduit à un tourbillon en fer à cheval intense. En revanche, cette configuration ne présente pas de décollement de coin, ce qui est préjudiciable car la majorité des études de jonctions simplifiées ont repris cette même géométrie.

Quelques auteurs ont cependant travaillé sur des configurations différentes du cas Rood. C'est le cas de Barber [13] qui a étudié une jonction entre un profil NACA65020 et une plaque plane. Il a observé un décollement de coin sur cette configuration qui présente un *Bluntness Factor* faible

lorsque la couche limite incidente est fine, ce qui l'a amené à proposer un modèle faisant intervenir l'épaisseur du profil et l'épaisseur de couche limite impactante pour expliquer l'interaction entre le décollement de coin et le tourbillon en fer à cheval. Toutefois, cette étude principalement descriptive ne propose que des analyses qualitatives tirées de visualisations expérimentales.

Les numériciens se sont également penchés sur la question de la simulation des écoulements de jonction. Le cas DLR-F6 a été simulé par de nombreux auteurs utilisant l'approche Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS), ce qui a mis en évidence les limites de cette approche et l'influence du maillage en ce qui concerne la reproduction du décollement de coin. Le cas Rood, proposant une base de donnée expérimentale très fournie, a été vastement étudié numériquement. De nombreux auteurs, tels Apsley *et al.* [7], ont démontré l'insuffisance de l'approche moyennée pour la simulation du tourbillon en fer à cheval. Récemment, plusieurs auteurs ont mis en œuvre des approches plus résolues de type RANS/LES et LES et ont constaté une amélioration des résultats numériques sans pour autant arriver à reproduire toutes les caractéristiques du cas Rood.

Un rapide bilan laisse par conséquent apparaître que la connaissance des écoulements de jonction n'est que partielle. En effet, les origines, propriétés et sensibilités du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque de la jonction sont bien documentées alors que le décollement de coin reste un phénomène mal compris et peu analysé. De plus, la simulation numérique de ce type d'écoulement pose de nombreux problèmes et montre les limites des approches RANS classiques. Enfin, on peut extraire de la littérature l'hypothèse selon laquelle l'apparition du décollement de coin est dictée par la seule donnée du *Bluntness Factor*.

C'est ce qui justifie l'étude effectuée au cours de la présente thèse qui a consisté à identifier et analyser l'origine et les propriétés physiques des phénomènes mis en jeu au sein d'écoulements de jonction afin d'étudier les conditions d'apparition des décollements de coin, ainsi qu'à évaluer les méthodes numériques de prévision de ce type d'écoulement.

Dans un premier temps, l'objectif poursuivi a été de dégager les principaux aspects d'un écoulement de jonction réaliste. Pour cela, une étude bibliographique a été menée et est présentée dans le premier chapitre. La synthèse de cette étude est effectuée afin d'extraire de la littérature des hypothèses concernant les conditions favorables à l'apparition des décollements de coin sur des jonctions simplifiées.

Dans le but de se placer dans les conditions identifiées dans le premier chapitre, des cas tests spécifiques sont mis en place dans le second chapitre. La méthode de conception utilisée est explicitée dans un premier temps, puis sa mise en œuvre conduit à la définition des cas d'étude.

Ensuite, l'étude expérimentale et numérique du cas d'étude principal est présentée dans le troisième chapitre. Les résultats des simulations numériques sont confrontés aux données expérimentales afin d'en évaluer la précision, puis la dynamique de l'écoulement est examinée.

L'étude des conditions d'apparition des décollement est poursuivie dans le quatrième chapitre. Celui-ci vise à explorer le domaine d'apparition de ces décollements au moyen de données expérimentales et numériques recueillies sur les cas tests dérivés du cas principal définis dans le second chapitre.

---

## Éléments fondamentaux des écoulements de jonction

---

Ce chapitre de bibliographie vise à dégager de la littérature les propriétés physiques des phénomènes peuplant les écoulements de jonction et en particulier à identifier leurs sensibilités à divers paramètres en vue de mettre en place la démarche de la thèse.

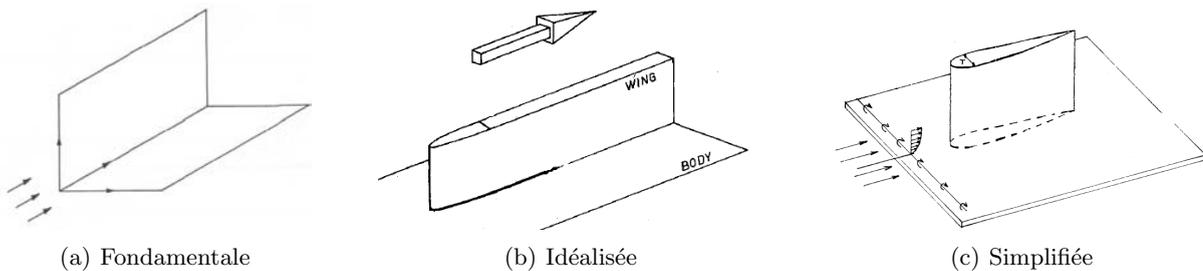
### Sommaire

<b>1.1 Organisation d'un écoulement de jonction générique . . . . .</b>	<b>14</b>
<b>1.2 Le tourbillon en fer à cheval . . . . .</b>	<b>15</b>
1.2.1 Propriétés moyennées du tourbillon en fer à cheval . . . . .	17
1.2.2 Dynamique d'un tourbillon en fer à cheval . . . . .	18
1.2.3 Sensibilités du tourbillon en fer à cheval . . . . .	21
<b>1.3 Le décollement de coin . . . . .</b>	<b>23</b>
1.3.1 Mise en évidence du phénomène . . . . .	23
1.3.2 Études de jonctions fondamentales . . . . .	23
1.3.3 Un modèle pour l'apparition des décollements de coin . . . . .	23
<b>1.4 Interprétation théorique du couplage tourbillon/décollement . .</b>	<b>24</b>
<b>1.5 Prévision numérique des écoulements de jonction . . . . .</b>	<b>25</b>
1.5.1 Simulations de tourbillons en fer à cheval . . . . .	25
1.5.2 Configurations de type industrielles avec décollements de coin . . .	29
1.5.3 Conclusion sur les études numériques . . . . .	29
<b>1.6 Maîtrise des écoulements de jonction . . . . .</b>	<b>30</b>
1.6.1 Ajout de carénage . . . . .	30
1.6.2 Autres méthodes . . . . .	30
<b>1.7 Synthèse de la bibliographie : des conditions favorables au dé-</b>	
<b>collement de coin . . . . .</b>	<b>31</b>

DÈS les années 60, les aérodynamiciens ont observé l'influence capitale de l'écoulement au sein des zones de jonction sur les performances globales des avions. Cela a motivé de nombreux travaux expérimentaux et numériques visant à mieux appréhender ces configurations complexes.

La problématique des écoulements de coin a aussi été vastement abordée dans le contexte des turbomachines, en particulier en ce qui concerne les décollements de coin qui apparaissent aux jonctions aube/moyeu des compresseurs. Le décollement de coin en écoulement interne et tournant est alors en interaction avec les autres écoulements secondaires se produisant dans le passage inter-aubes et a un effet important sur le débit massique qui traverse la canal inter-aubes. La fluctuation de débit influe à son tour sur les écoulements secondaires, en particulier le décollement de coin : un couplage entre les phénomènes est inévitable. Par conséquent, les conclusions obtenues pour les turbomachines sont difficilement exploitables dans le contexte d'aérodynamique externe type avion civil dans lequel nous nous plaçons car on souhaite découpler les phénomènes. Le lecteur s'intéressant aux décollements de coin en machines tournantes pourra se reporter aux références [67, 99, 167, 57].

Parmi tous les travaux entrant dans le cadre de notre étude qui se limite aux écoulements externes, on peut distinguer trois niveaux de complexité en ce qui concerne la géométrie des cas étudiés comme l'illustre la figure 1.1. Les premiers travaux ont porté sur des configurations de coin simplifiées au maximum mettant en jeu deux plaques planes perpendiculaires, nommées jonctions **fondamentales** sur la figure 1.1. D'autres auteurs ont privilégié des jonctions plus réalistes (jonctions dites **idéalisées** sur la figure 1.1) mettant en œuvre des profils à bord de fuite épais posés sur des plaques planes. Enfin, les études les plus représentatives ont été effectuées sur des configurations **simplifiées** mettant en jeu des profils symétriques simples (type NACA 4 chiffres) posés sur des plaques planes. On peut notamment remarquer que parmi ces études de jonctions simplifiées, un cas fait office de référence et a l'été l'objet de plus de la majorité des publications : il s'agit du cas Rood, du nom de son concepteur, qui met en jeu un profil NACA0020 joint au maximum d'épaisseur à une ellipse de rapport d'aspect 3 :2.



**Fig. 1.1** – Les différents types de configurations d'étude pour les écoulements de jonction. a) tiré de Bragg [21]; b) tiré de Shabaka et al. [153]; c) tiré de Fleming et al. [51]

Le présent chapitre s'organise comme suit. Les zones d'intérêt d'un écoulement de jonction sont identifiées dans un premier temps puis les analyses relevées dans la littérature concernant chaque zone sont présentées successivement. L'analyse physique des écoulements de jonction est conclue dans la quatrième partie qui replace ces phénomènes dans un contexte théorique plus large en utilisant le formalisme des écoulements secondaires de Prandtl. Puis la simulation numérique des zones de jonction est abordée dans le cinquième point et les perspectives de contrôle de ces écoulements sont évoquées dans la sixième partie. Enfin, la synthèse de l'étude bibliographique est effectuée afin de dégager des conditions favorisant *a priori* l'apparition du décollement de coin.

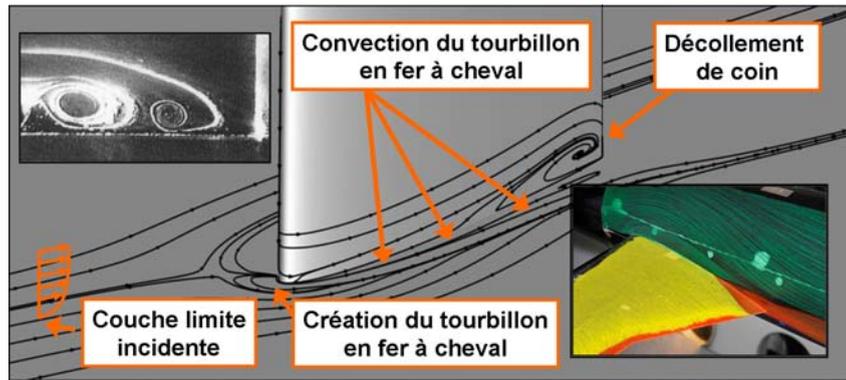
## 1.1 Organisation d'un écoulement de jonction générique

La complexité inhérente aux écoulements de jonction provient de la diversité des phénomènes susceptibles d'y apparaître. La figure 1.2 présente les différentes zones d'intérêt ainsi identifiées au sein de la jonction accompagnées de visualisations expérimentales d'un tourbillon en fer à cheval [83] et d'un cas quasi-industriel de jonction aile-fuselage (DLR-F6 [169]) illustrant en particulier le décollement de coin.

On peut ainsi distinguer au sein d'une jonction :

- D'une part le tourbillon en fer à cheval qui est créé au bord d'attaque puis convecté par l'écoulement moyen en s'enroulant autour du profil, prenant ainsi la forme caractéristique à laquelle il doit son nom ;
- D'autre part, le décollement de coin qui est susceptible d'apparaître à la jonction au niveau du bord de fuite du profil dont on peut supposer un fort couplage avec le tourbillon en fer à cheval

Les deux parties suivantes sont dédiées à la présentation de la littérature consacrée à ces deux phénomènes.



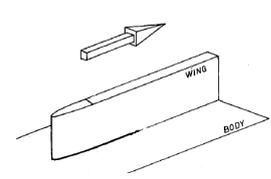
**Fig. 1.2** – Schéma d'un écoulement de jonction générique et visualisations expérimentales d'un tourbillon en fer à cheval [83] et d'un décollement de coin [169]

## 1.2 Le tourbillon en fer à cheval

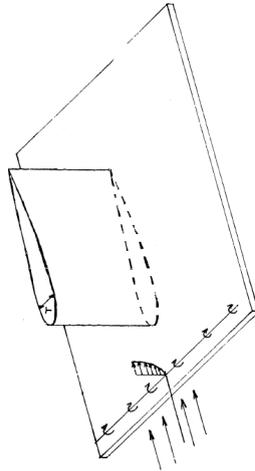
A l'approche de la jonction, la couche limite amont est soumise à un gradient de pression adverse dû à la présence de l'aile. Sous l'effet de ce gradient de pression, la couche limite s'enroule sur elle-même, ce qui donne naissance à un tourbillon au bord d'attaque de la jonction (voir par exemple Déleroy [37]). Ce tourbillon est convecté par l'écoulement moyen et s'enroule autour de l'aile en prenant sa forme caractéristique de fer à cheval.

On retrouve ce tourbillon de manière quasi-systématique sur les configurations de jonctions en aérodynamique et hydrodynamique, ce qui explique l'intérêt que lui ont porté un grand nombre de chercheurs. Parmi les études permettant d'analyser ce phénomène, on peut distinguer les jonctions idéalisées et les jonctions simplifiées définies sur la figure 1.1. Comme il sera explicité dans la section 1.2.3, deux nombres adimensionnés permettent de discriminer les différents cas de jonction. Le *Bluntness Factor* caractérise la rondeur du bord d'attaque, et le *Momentum Deficit Factor* est proportionnel aux nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont et sur l'épaisseur du profil.

Les tableaux 1.1 et 1.2 récapitulent les principales études ayant traité des configurations idéalisées et simplifiées et les *Bluntness Factor* et *Momentum Deficit Factor* associés ainsi que les conclusions majeures obtenues. Ces résultats sont détaillés dans la suite.

Auteurs	Profil	BF	MDF	HSV	CS	Principaux résultats
<b>Jonctions idéalisées (Profil à bord de fuite épais sur plaque plane)</b>						
Kornilov <i>et al.</i> [93, 92]	BA ellipse 1 :12	0,037	-	✓	✓	 <ul style="list-style-type: none"> <li>• Tourbillon en fer à cheval : écoulement secondaire de 1<sup>ère</sup> espèce</li> <li>• Plus le bord d'attaque est rond, plus le BF est élevé, plus le HSV est intense</li> </ul>
Bain <i>et al.</i> [10]	BA ellipse 1 :1,5	0,3	$4,61 \times 10^8$	✓	×	
Kubendran <i>et al.</i> [95]	BA ellipse 1 :1,5	0,3	$1,4 \times 10^8$	✓	×	
Lakshmanan <i>et al.</i> [96]	BA circulaire	1,0	$5 \times 10^8$	✓	×	
McMahon <i>et al.</i> [113]	BA ellipse 1 :1,5	0,3	$4,61 \times 10^8$	✓	×	
Mehta [114]	Divers	0,32-0,13	-	✓	×	
Philips <i>et al.</i> [138]	BA circulaire	1,03	$1,3 \times 10^8$	✓	×	
Shabaka <i>et al.</i> [153]	BA ellipse 1 :1,5	0,3	$10 \times 10^8$	✓	✓	

**Tab. 1.1** – Études expérimentales de jonctions idéalisées. *BF* : *Bluntness Factor* (défini en 1.2.3); *MDF* : *Momentum Deficit Factor* (défini en 1.2.3); *HSV* : *HorseShoe Vortex*; *CS* : *Corner Separation*; *BA* : *Bord d'Attaque*. ✓ : observé; × : non observé; - : Données non disponibles. Le *MDF* a été recalculé à partir d'extrapolations de type plaque plane lorsque celui-ci n'était pas explicitement donné dans les publications originales.

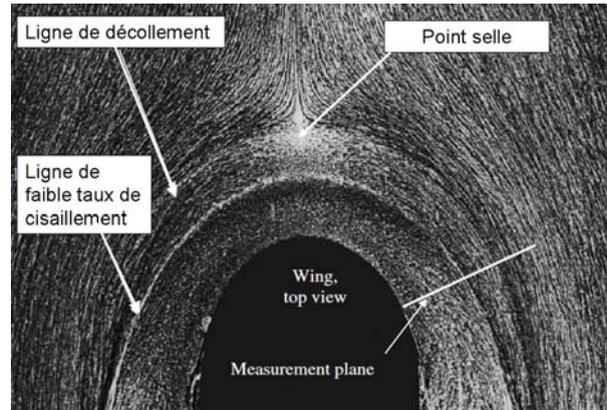
Auteurs	Profil	$\alpha$	Rec	$\delta/T$	BF	MDF	HSV	CS	Principaux résultats
<b>Jonctions simplifiées (Profil sur plaque plane)</b>									
Abdulla <i>et al.</i> [1]	NACA 65-015	0°	$4,6 \times 10^5$	0,81	0,045	$5 \times 10^8$	✓	✓	 <ul style="list-style-type: none"> <li>• On observe un tourbillon en fer à cheval dans tous les cas</li> <li>• Le décollement de coin apparaît moins fréquemment sur les cas simplifiés mais existe sur des cas industriels</li> <li>• L'influence de la couche limite amont est quantifiée par le <i>MDF</i></li> <li>• L'influence de la forme du bord d'attaque est quantifiée par le <i>BF</i></li> <li>• Coexistence des deux phénomènes à faible <i>BF</i></li> <li>• Cas Rood très populaire mais ne présente pas de décollement de coin</li> <li>• Observation du caractère bimodal du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque</li> <li>• Effet de la flèche : atténuation du tourbillon en fer à cheval</li> <li>• Plusieurs stratégies de contrôle envisagées</li> <li>• Utilisation d'un carénage utile uniquement au bord d'attaque</li> <li>• Effet de l'aspiration de la couche limite amont : atténuation du tourbillon en fer à cheval</li> <li>• Effet de riblets en amont de la jonction : atténuation du tourbillon en fer à cheval</li> </ul>
Abdulla & Raj [2]	NACA65-015	0°	$4,6 \times 10^5$	0,81	0,045	$5 \times 10^8$	✓	✓	
Ahmed & Khan[3]	Rood	0°	$4 \times 10^5$	0,5	0,32	$4,7 \times 10^8$	✓	×	
Althaus[5]	-	5°	$7,1 \times 10^6$	-	-	-	✓	×	
Arnott [8]	BAe	0°	$1 \times 10^6$	-	-	-	✓	✓	
Barberis & Molton [14]	Cyl. profilé	0°	$3 \times 10^6$	0,62	1,03	$7,6 \times 10^8$	✓	×	
Barber[13]	NACA65020	10°	$5 \times 10^5$	0,8	0,095	$10 \times 10^8$	✓	×	
Barber[13]	NACA65020	10°	$5 \times 10^5$	0,1	0,095	$1,3 \times 10^8$	×	✓	
Bernstein & Hamid [16]	NACA0015	12°	$8 \times 10^5$	0,4	0,045	$7,9 \times 10^8$	×	×	
Bertelrud <i>et al.</i> [18]	Divers	-	-	-	-	-	✓	×	
Chang & Gessner [26]	NACA0012	0°	$3,1 \times 10^5$	0,5	0,028	$1 \times 10^8$	✓	×	
Devenport <i>et al.</i> [41]	Rood	0°	$6 \times 10^5$	0,27	0,32	$6,53 \times 10^8$	✓	×	
Devenport <i>et al.</i> [45]	Rood	0°	$5,4 \times 10^5$	0,5	0,32	$7,24 \times 10^8$	✓	×	
Dickinson [46]	Rood	0°	$5,4 \times 10^5$	1,2	0,32	$13,3 \times 10^8$	✓	×	
Fleming <i>et al.</i> [51]	Rood	0°	$5,4 \times 10^5$	0,5	0,32	$7,64 \times 10^8$	✓	×	
Goody [62]	Rood	0°	$5 \times 10^5$	0,5	0,32	$5,7 \times 10^8$	✓	×	
Hasan <i>et al.</i> [69]	Rood	0°	$5 \times 10^5$	0,5	0,32	$6,2 \times 10^8$	✓	×	
Hawthorne[70]	Divers	-	-	-	-	-	✓	✓	
Hsing <i>et al.</i> [72]	Cyl. profilé	0°	$7 \times 10^5$	-	1,03	-	✓	✓	
Jupp [81]	A310	>0°	-	-	-	-	✓	✓	
Karrouz <i>et al.</i> [82]	NACA0012	0°	$6 \times 10^5$	-	0,028	-	✓	×	
Khan[83]	Rood	0°	$4 \times 10^5$	0,5	0,32	$4,7 \times 10^8$	✓	×	
Khan & Ahmed[85]	Rood	0°	$4 \times 10^5$	0,5	0,32	$4,7 \times 10^8$	✓	×	
Khan & Ahmed [84]	Rood	0°	$4 \times 10^5$	0,5	0,32	$4,7 \times 10^8$	✓	×	
Khan[86]	Rood	0°	$4 \times 10^5$	0,5	0,32	$4,7 \times 10^8$	✓	×	
Maughmer <i>et al.</i> [112]	Planeur	4,5°	$4 \times 10^5$	-	-	-	✓	×	
Menna & Pierce[116]	Cyl. profilé	0°	$4 \times 10^5$	-	1,03	-	✓	×	
Molton <i>et al.</i> [119]	Cyl. profilé	0°	$6 \times 10^5$	1,2	1,03	$6,1 \times 10^8$	✓	×	
Olcmen & Simpson [124]	Rood	0°	$5 \times 10^5$	0,5	0,32	$5,7 \times 10^8$	✓	×	
Ozcan & Olcmen[127]	Joukowski	30°	$1 \times 10^5$	0,9	0,4	$0,5 \times 10^8$	✓	✓	
Pailhas <i>et al.</i> [131]	ONERA D	0°	-	-	-	-	✓	×	
Rood & Anthony [145]	Rood	0°	$3 \times 10^5$	1	0,32	$5,4 \times 10^8$	✓	×	
Pierce & Shin [139]	Cyl. profilé	0°	$4 \times 10^5$	-	1,03	-	✓	✓	
Ross <i>et al.</i> [146]	NACA 23015	20°	$3 \times 10^6$	-	0,045	-	✓	✓	
Rifki <i>et al.</i> [141]	Cyl. profilé	0°	$1,4 \times 10^4$	0,5	1,03	$0,7 \times 10^8$	✓	×	
Simpson[159]	Divers	-	-	-	-	-	✓	✓	
Vassberg <i>et al.</i> [172]	DLR-F6	0,5°	$3 \times 10^6$	0,11	0,075	$10 \times 10^8$	✓	✓	
Wood & Westphal [183]	NACA0012	10°	$1,8 \times 10^5$	1,25	0,028	$0,9 \times 10^8$	✓	×	

$\alpha$  : incidence ;  $Re_c$  : Nombre de Reynolds basé sur la corde ;  $\delta/T$  : Rapport de l'épaisseur de couche limite amont à  $x = -0,5c$  et de l'épaisseur du profil ; *BF* : Bluntness Factor (défini en 1.2.3) ; *MDF* : Momentum Deficit Factor (défini en 1.2.3) ; *HSV* : HorseShoe Vortex ; *CS* : Corner Separation ; *LE* : Leading Edge. ✓ : observé ; × : non observé ; - : Données non disponibles. Le *MDF* a été recalculé à partir d'extrapolations de type plaque plane lorsque celui-ci n'était pas explicitement donné dans les publications originales

Tab. 1.2 – Études expérimentales de jonctions simplifiées

### 1.2.1 Propriétés moyennées du tourbillon en fer à cheval

L’empreinte du tourbillon en fer à cheval sur la plaque plane d’une jonction simplifiée est illustrée sur la figure 1.3. De nombreux auteurs se sont penchés sur la topologie pariétale de l’écoulement au bord d’attaque sur la base de visualisations par enduit visqueux [125, 159, 51, 44, 73] qui indique l’influence moyennée en temps du tourbillon en fer à cheval.

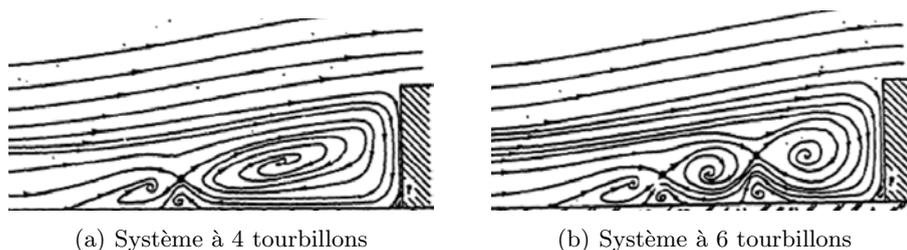


**Fig. 1.3** – Écoulement pariétal au bord d’attaque d’une jonction. *Tiré de Olçmen et al. [125]*

Ainsi, ces travaux permettent de distinguer sur la figure 1.3 un point selle à partir duquel se forme une ligne de décollement qui s’enroule autour du profil (on renvoie aux travaux de Détery [37] et à la revue de Tobak et Peake [170] pour plus de précision sur l’analyse de la topologie des lignes de frottement). Comme expliqué en introduction de cette section, cette ligne de décollement tridimensionnel traduit le repliement de la couche limite subissant un fort gradient de pression adverse à l’approche du bord d’attaque de la jonction.

Par conséquent, la région située entre cette ligne de séparation et le profil est caractérisée par un écoulement de retour typique d’un décollement. Les lignes de frottement visualisées sur la figure 1.3 ainsi que les mesures effectuées par Devenport et Simpson [43] font apparaître une ligne dite de faible taux de cisaillement (*Line Of Low Shear*) qui sépare une zone en forme de croissant où la contrainte pariétale est faible, et une région à taux de cisaillement plus important accolée au profil. La *Line Of Low Shear* s’apparente donc fortement à une ligne de recollement, cependant la présence de pigments passant au travers de cette ligne sur les visualisations expérimentales a conduit les auteurs à ne pas l’identifier comme telle. La ligne de faible taux de cisaillement rejoint la ligne de séparation en s’étirant autour du bord d’attaque du profil.

Une seconde ligne de séparation, peu visible sur la figure 1.3, est située d’après Devenport et Simpson [44] très proche de l’intersection entre le profil et la plaque plane. Cela traduit l’existence d’une zone de décollement secondaire de taille très réduite dans le coin.

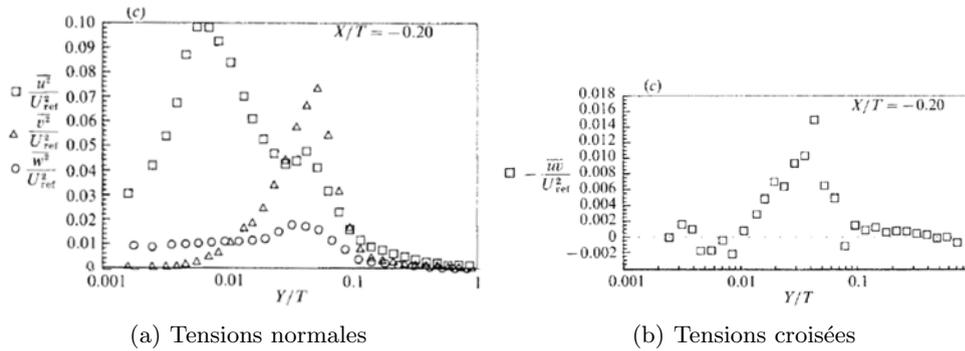


**Fig. 1.4** – Différents types de structures de tourbillon en fer à cheval moyen dans le cas d’un obstacle cubique. *Tiré de Kim et al. [90]*

L’étude de la topologie pariétale permet de reconstituer l’organisation moyenne du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie au bord d’attaque des jonctions. En effet, il apparaît que le tourbillon en fer à cheval est composé d’une somme de tourbillons dont le nombre semble dépendre de l’obstacle mis en jeu et des conditions de l’écoulement. Ainsi, comme illustré sur la

figure 1.4, Simpson [159] cite des exemples de systèmes de tourbillons en fer à cheval à quatre et six tourbillons pour des obstacles cubiques, mais également à deux tourbillons pour des obstacles cylindriques.

Néanmoins, l'aspect moyen du tourbillon en fer à cheval n'est pas véritablement représentatif de son influence sur l'écoulement au regard du caractère fortement instationnaire de ce type de phénomène. Ceci est illustré dans un premier temps par les statistiques d'ordre 2 mesurées par Devenport et Simpson [44] reproduites sur la figure 1.5. Sur ces profils, la direction  $Y$  est normale à la plaque plane,  $X$  étant la direction dans le sens de l'écoulement. La station  $X/T = -0,2$  présentée sur les courbes de la figure 1.5 correspond à la position moyenne du tourbillon en fer à cheval. Ainsi, on observe que les fluctuations de vitesse présentent un maximum aux alentours de  $Y/T = 0,04$ , qui correspond à la zone de fort gradient de vitesse moyenne au centre du tourbillon dans ce cas. Le maximum absolu de  $\overline{u'^2}$  correspondant au maximum de production d'énergie cinétique dans une couche limite canonique se trouve quant à lui en très proche paroi.



**Fig. 1.5** – Statistiques d'ordre 2 dans le tourbillon en fer à cheval. Profils perpendiculaires à la plaque plane dans le cœur du tourbillon,  $Y/T$  est la distance à la plaque plane. Adapté de Devenport et Simpson [44]

Les valeurs atteintes sur les courbes de la figure 1.5 sont très supérieures à celles couramment observées pour une couche limite turbulente, notamment en ce qui concerne les fluctuations axiale  $\overline{u'^2}$ , normale  $\overline{v'^2}$  et croisées  $\overline{u'v'}$  en  $Y/T = 0,04$ . Les gradients de vitesse moyenne mis en jeu au sein du tourbillon en fer à cheval ne permettent donc pas d'expliquer ces forts niveaux de fluctuations turbulentes, qui sont essentiellement provoquées par la dynamique complexe du tourbillon en fer à cheval présentée dans la section suivante.

### 1.2.2 Dynamique d'un tourbillon en fer à cheval

La principale caractéristique du tourbillon en fer à cheval est son caractère instationnaire intrinsèque. En effet, son comportement dynamique dépend peu de l'obstacle mis en jeu au sein de la jonction (profil d'aile mais aussi cube, cylindre, etc.). En revanche, de nombreux auteurs ont montré que le comportement instationnaire du tourbillon en fer à cheval peut être lié au nombre de Reynolds basé sur la quantité de mouvement de la couche limite amont ( $Re_\theta$ ). Les résultats d'études significatives concernant la dynamique des tourbillons en fer à cheval sont présentés dans le tableau 1.3. A la lecture de ce tableau, on peut déterminer le comportement dynamique d'un tourbillon en fer à cheval en fonction du  $Re_\theta$  de la couche limite incidente.

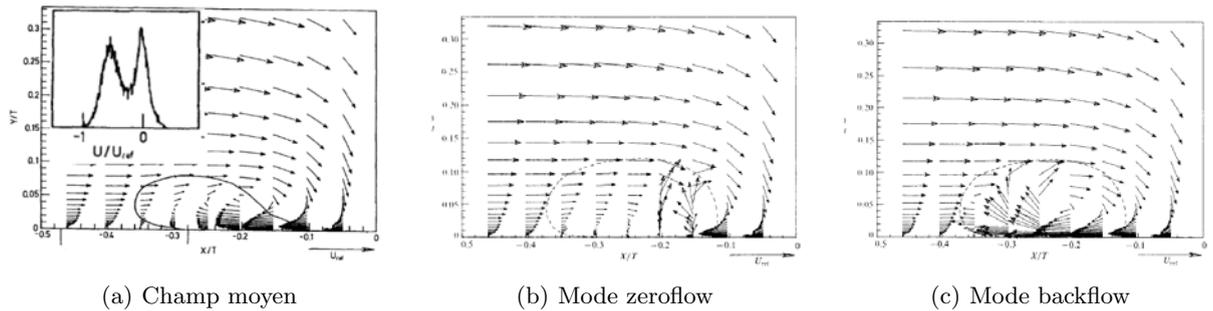
En effet, il apparaît que lorsque le  $Re_\theta$  est faible ( $Re_\theta \leq 100$ , donc en écoulement laminaire), le tourbillon en fer à cheval est stationnaire [104, 161].

Lorsque  $Re_\theta$  augmente (l'écoulement devenant laminaire à transitionnel), on observe un mouvement de va et vient du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque de la jonction. Devenport et Simpson [44] ont ainsi mis en évidence et défini deux positions particulières (ou modes) du tourbillon en fer à cheval, ce qui est illustré sur la figure 1.6. Le premier mode, nommé "backflow mode", décrit la phase de l'écoulement lors de laquelle le tourbillon en fer à cheval est positionné très en amont du profil, créant un fort courant de retour. A l'inverse, durant le "zeroflow mode",

Auteurs	Configuration	$Re_T$	$Re_\theta$	BF	$St_\delta$
Lin <i>et al.</i> [103]	Jonction plaques planes	500	100	$\infty$	(Stationnaire)
Ballio <i>et al.</i> [12]	Jonction cylindre/plaque plane	4300	100	1,029	(Stationnaire)
Khan <i>et al.</i> [88]	Rood	7000	100	0,319	$St_\delta = 0, 04$
Hwang and Yang [74]	Jonction cube/plaque plane	3500	100	$\infty$	$St_\delta = 0, 02$
Baker [11]	Jonction cylindre/plaque plane	10 000	200	1,029	$St_\delta = 0, 04$
Sharma [154]	Jonction cylindre/plaque plane	4000	200	1,029	$St_\delta = 0, 06$
Wang <i>et al.</i> [175]	Jonction cylindre/plaque plane	5300	200	1,029	$St_\delta = 0, 06$
Thomas [168]	Jonction cylindre/plaque plane	10 000	500	1,029	$St_\delta = 0, 11$
Lin <i>et al.</i> [103]	Jonction plaques planes	1420	710	$\infty$	$St_\delta = 0, 058$
Lin <i>et al.</i> [104]	Jonction cube/plaque plane	2250	1000	$\infty$	$St_\delta = 0, 07$
Seal <i>et al.</i> [151]	Jonction cylindre/plaque plane	7200	1500	1,029	$St_\delta = 0, 11$
Lin <i>et al.</i> [103]	Jonction plaques planes	5000	1610	$\infty$	$St_\delta = 0, 067$
Olçmen and Simpson [123]	Rood	145 000	4450	0,319	$0, 012 \leq St_\delta \leq 0, 018$
Devenport and Simpson [44]	Rood	134 000	4500	0,319	$0, 05 \leq St_\delta \leq 0, 12$
Hasan <i>et al.</i> [69]	Ellipse 3 :1 BA/NACA0020 TE	100 000	6040	0,129	$0, 005 \leq St_\delta \leq 0, 05$
Rood [145]	Rood	100 000	8200	0,319	$0, 04 \leq St_\delta \leq 0, 13$

**Tab. 1.3** – Fréquences caractéristiques associées au tourbillon en fer à cheval.  $T$  est l'épaisseur du profil dans le cas de jonctions aile/plaque plane, le diamètre du cylindre dans les cas de jonctions cylindre/plaque plane, le coté du cube pour les jonctions cube/plaque plane. BA : Bord d'Attaque, TE : Bord de Fuite

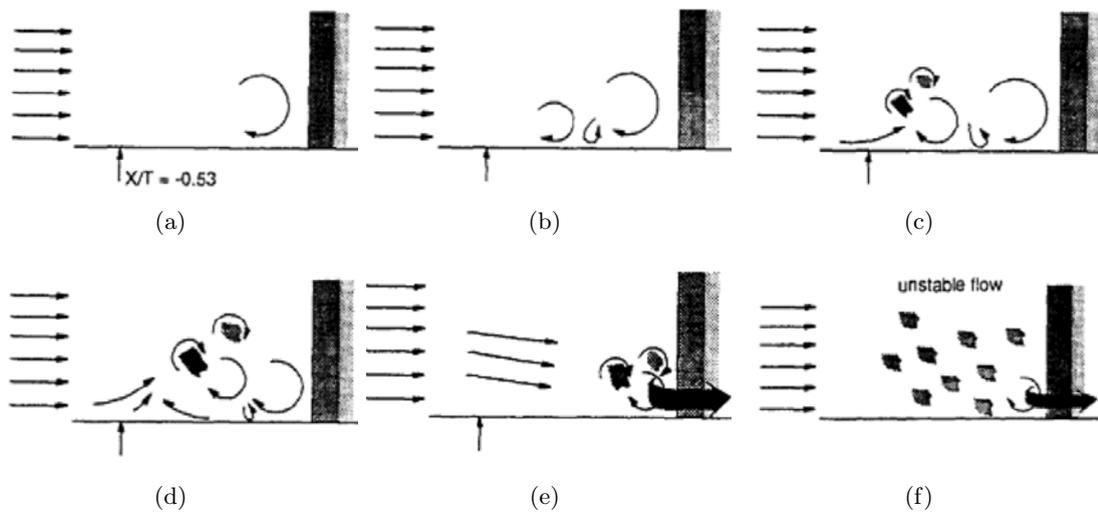
le tourbillon en fer à cheval est maintenu à proximité du bord d'attaque de l'aile et étiré autour de celle-ci alors qu'il est convecté vers l'aval. Ce comportement est connu sous le nom de caractère bimodal, et peut être détecté notamment grâce à la forme en double bosse de la fonction densité de probabilité de la vitesse axiale au sein du tourbillon en fer à cheval qui indique bien l'existence de deux états privilégiés. Pour des valeurs de  $Re_\theta \leq 1500$ , la transition entre les deux modes se fait de manière périodique, ce qui est mis en évidence par des spectres de vitesse présentant un pic bien défini. La fréquence associée au caractère bimodal dans ce cas est de l'ordre de  $St_\delta = f \cdot \delta / U_\infty \sim 0, 05$  (avec  $\delta$  l'épaisseur de couche limite à  $x = -0, 5c$  de la jonction et  $U_\infty$  la vitesse amont).



**Fig. 1.6** – Identification du caractère bimodal sur le cas Rood et illustration de modes backflow et zeroflow par clichés instantanés. Tiré de Simpson [158]

Lorsque l'écoulement devient pleinement turbulent, le caractère bimodal devient chaotique et la transition entre les modes se fait de manière aperiodique. Ceci est mis en évidence par l'élargissement du pic lié au tourbillon en fer à cheval sur les spectres de vitesse axiale qui traduit le fait que plusieurs fréquences sont mises en jeu, c'est à dire que le signal n'est pas harmonique. Les travaux de plusieurs auteurs montrent ainsi que la transition entre les modes se fait toujours aux basses fréquences, pour des valeurs comprises entre  $St_\delta = 0.001$  et  $St_\delta = 0.11$  [44, 145, 69, 123]. La largeur de la bande de fréquence dépend de l'obstacle mis en jeu ainsi que du  $Re_\theta$ . Enfin, il est à noter que plusieurs auteurs mentionnent que le caractère bimodal disparaît dans la zone de convection du tourbillon en fer à cheval, notamment Fleming *et al.* [51] et Olçmen et Simpson [125].

Devenport et Simpson [44] suggèrent que la source du caractère bimodal se trouve dans la nature du fluide entraîné dans la zone du bord d'attaque par le tourbillon en fer à cheval. En effet, ces auteurs lient l'apparition du *zeroflow mode* à la pénétration dans le coin formé par le bord d'attaque et la plaque plane de fluide à rotationnel non nul issu de la région externe de la couche limite amont. Ce fluide possède une énergie cinétique faible et ne serait pas capable de résister au gradient de pression transverse qui tend à l'étirer autour du bord d'attaque. Ce mouvement s'oppose ainsi à la remontée vers l'amont du fluide au cours de ce mode et on observe une faible zone décollée au pied du tourbillon. A l'inverse, Devenport et Simpson conjecturent que du fluide irrotationnel à forte énergie cinétique est introduit dans la zone du bord d'attaque durant le *backflow mode*. Ce fluide est moins sensible aux gradients de pression transverses et forme un courant de retour similaire à un jet dirigé vers l'amont.



**Fig. 1.7** – Modèle proposé par Kim *et al.* [90]. Le cycle a) - f) se répète de manière apériodique. Tiré de Kim *et al.* [90]

Kim *et al.* [90] ont proposé un modèle descriptif de l'écoulement instationnaire au bord d'attaque d'une jonction simplifiée en régime turbulent, illustré sur la figure 1.7. Ils ont notamment montré que le tourbillon en fer à cheval est composé de nombreux tourbillons secondaires interagissant entre eux au cours de cycles d'événements apériodiques. Au début de ces cycles, de multiples tourbillons secondaires de petite taille se forment en amont du tourbillon principal situé proche de la paroi du profil (figure 1.7(b)). La taille du tourbillon principal se réduit alors, tandis que celle des tourbillons secondaires croît (figures 1.7(c) et 1.7(d)). En fin de cycle, les tourbillons secondaires se mélangent avec la partie restante de l'ancien tourbillon principal et sont étirés le long du profil (figure 1.7(e)), avant que l'écoulement ne devienne instable (figure 1.7(f)). Un nouveau tourbillon principal massif se forme ensuite et le cycle recommence.

La dynamique du tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection a suscité beaucoup moins d'intérêt que le caractère bimodal au bord d'attaque. En effet, certains auteurs évoquent la possibilité d'oscillations transverses du cœur du tourbillon pour expliquer sa forme elliptique [52, 42, 159]. En revanche, peu de mesures et d'analyses de ce phénomène sont présentées. Néanmoins, ces auteurs mentionnent qu'un comportement dynamique particulier des branches du tourbillon en fer à cheval est d'autant plus probable qu'il pourrait être déclenché par les pulsations bimodales de ce même tourbillon en amont de la zone de convection.

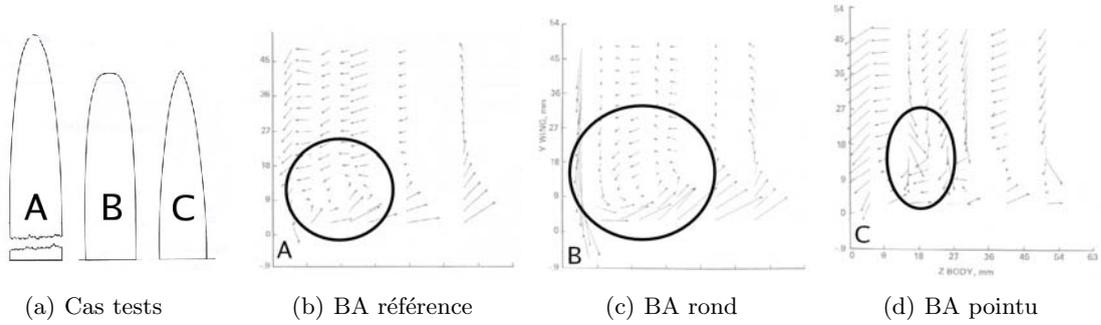
Le processus de formation du tourbillon en fer à cheval et son comportement dynamique étant bien compris, de nombreux auteurs se sont intéressés à la sensibilité du tourbillon à la forme du bord d'attaque, l'incidence, l'épaisseur de couche limite amont, la flèche. L'influence de ces

paramètres sur l'intensité et la position du tourbillon en fer à cheval est l'objet des paragraphes suivants.

### 1.2.3 Sensibilités du tourbillon en fer à cheval

#### Influence de la forme du bord d'attaque

Les travaux de Shabaka [153], Fleming *et al.* [51], Kornilov *et al.* [93], Dickinson [47], Rood [145] et Mehta [114] indiquent que l'intensité du tourbillon en fer à cheval est liée à la forme du bord d'attaque de la jonction, en particulier à sa rondeur comme l'illustre la figure 1.8.

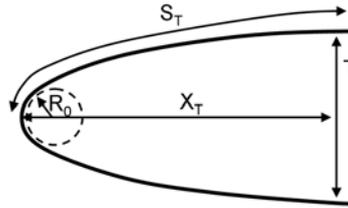


**Fig. 1.8** – Influence de la rondeur du bord d'attaque. *BA* : *Bord d'Attaque*. Tiré de Mehta [114]

Le *Bluntness Factor* introduit par Fleming *et al.* [52] permet de quantifier la rondeur du bord d'attaque, et par conséquent son influence sur le tourbillon en fer à cheval :

$$BF = \frac{1}{2} \frac{R_0}{X_T} \left( \frac{T}{S_T} + \frac{S_T}{X_T} \right) \quad (1.1)$$

avec  $R_0$  le rayon du bord d'attaque,  $X_T$  l'abscisse du maximum d'épaisseur  $T$  et  $S_T$  la distance du bord d'attaque au maximum d'épaisseur le long du profil comme illustré sur la figure 1.9.



**Fig. 1.9** – Quantités géométriques intervenant dans la définition du *Bluntness Factor*

Les travaux de Mehta [114] montrent notamment que pour des profils à bord d'attaque très ronds (ou abruptes), c'est à dire à haut *Bluntness Factor*, le tourbillon en fer à cheval est plus intense que pour des jonctions mettant en œuvre des profils à bord d'attaque fins (c'est à dire à faible *Bluntness Factor*, voir figure 1.8).

#### Influence de la couche limite amont

Fleming *et al.* [51] ont introduit un second paramètre pour caractériser l'écoulement de jonction faisant intervenir l'épaisseur de la couche limite amont et le nombre de Reynolds, le *Momentum Deficit Factor* :

$$MDF_x = Re_T \cdot Re_{\theta_x} \quad (1.2)$$

avec  $Re_T$  le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur  $T$  du profil et  $Re_{\theta_x}$  le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont à l'abscisse  $x$  où est calculé le MDF.

Les travaux de Fleming *et al.* [51, 52] montrent que le tourbillon en fer à cheval est d'autant plus intense que le MDF est élevé.

### Influence de l'incidence

Les cas les plus documentés traitant du tourbillon en fer à cheval, en particulier le cas Rood, ont été effectués à incidence nulle. De manière générale, l'incidence a pour effet d'augmenter virtuellement le *Bluntness Factor* puisque la couche limite amont fait face à une surface plus épaisse lorsque l'incidence augmente, pour une forme de bord d'attaque donnée. Cependant, aucune modification du *Bluntness Factor* permettant de prendre en compte le changement d'incidence n'est proposée dans la littérature.

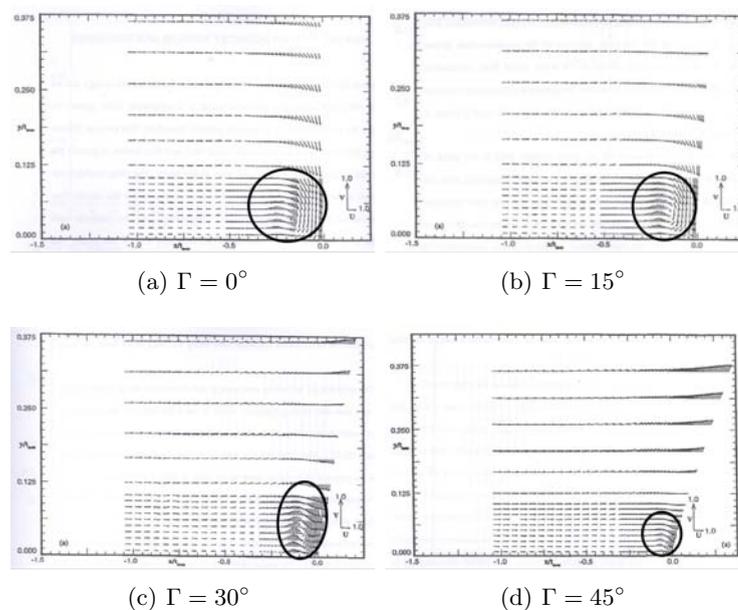
Les travaux de Shizawa *et al.* [156] et Wood et Westphal [183] ont montré que l'augmentation de l'incidence a pour effet le déplacement du tourbillon en fer à cheval, qui s'écarte par rapport au profil. En revanche ils n'ont pas noté de changement de la distance du tourbillon à la plaque plane.

De plus, ces auteurs ont souligné l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente et des contraintes pariétales au niveau des branches du tourbillon en fer à cheval de même que l'amplification de la distorsion du sillage par le tourbillon. Ceci illustre l'intensification de l'effet du tourbillon en fer à cheval sur le champ moyen lorsque l'incidence augmente.

### Influence de la flèche

Khan *et al.* [85, 86, 88] ont effectué des essais sur le cas Rood en ajoutant de la flèche au profil, de  $-30^\circ$  à  $+30^\circ$  à  $Re_c = 10^5$ . La figure 1.10 montre que la flèche positive a pour effet de faire remonter le cœur du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie au bord d'attaque, les branches de celui-ci se rapprochant du profil le long de la corde. Au contraire, la flèche inverse tend à repousser le tourbillon en fer à cheval et à écarter les branches du tourbillon.

Par ailleurs, Khan *et al.* [85, 86, 88] montrent que la flèche, positive ou négative, a tendance à atténuer le tourbillon en fer à cheval, le phénomène étant plus efficace avec la flèche inverse.



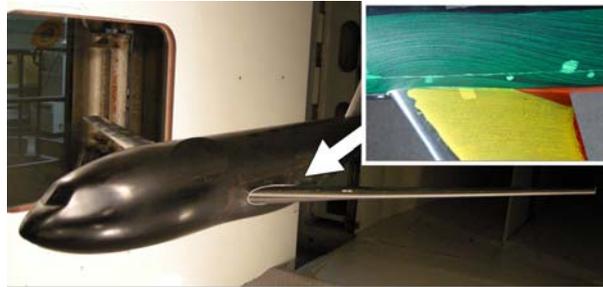
**Fig. 1.10** – Effet de la flèche  $\Gamma$  sur le tourbillon en fer à cheval. Tiré de Khan [87]

## 1.3 Le décollement de coin

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le tourbillon en fer à cheval est bien connu et a été l'objet de nombreux travaux. En revanche, la problématique des décollements de coin est beaucoup moins abordée dans la littérature.

### 1.3.1 Mise en évidence du phénomène

Des visualisations expérimentales telles que celle illustrée sur la figure 1.11 mettent en évidence l'apparition d'un décollement de coin sur une configuration de type industrielle (DLR-F6 [169]).



**Fig. 1.11** – Mise en évidence du décollement de coin sur la configuration DLR-F6. *Adapté de Tinoco [169]*

Ce phénomène est en règle générale considéré comme parasite et il semble que les chercheurs s'intéressent davantage à son identification et à sa suppression plutôt qu'à l'analyse de ses propriétés. Seules des études portant sur des configurations très simples évoquent les possibles raisons de l'apparition des décollements de coin, comme expliqué ci-après.

### 1.3.2 Études de jonctions fondamentales

Les études des configurations de jonctions fondamentales mettant en jeu deux plaques planes perpendiculaires (voir l'illustration du tableau 1.4), permettent d'apporter quelques éléments d'analyse sur la nature et les propriétés de l'interaction entre deux couches limites ayant des directions de développement différentes, comme c'est le cas au voisinage de l'intersection entre une plaque plane et un profil. L'absence de bord d'attaque et de courbure sur les configurations fondamentales empêche de fait l'apparition d'un tourbillon en fer à cheval, ce qui empêche l'étude du couplage entre les deux phénomènes.

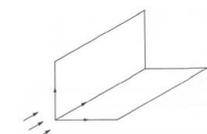
Le tableau 1.4 présente quelques études significatives de jonctions fondamentales ainsi que les principales conclusions que l'on peut en tirer vis-à-vis des décollements de coin.

En particulier, Gessner [58] a montré que l'interaction entre les deux couches limites conduit à la formation des paires de tourbillons contrarotatifs, initiés par des gradients de tensions de Reynolds. Ce comportement étant proche de l'apparition d'un décollement de coin, ces résultats donnent une première indication sur la possible nature des décollements de coin en tant qu'écoulements secondaires de seconde espèce selon le formalisme de Prandtl, comme nous le verrons dans la partie 1.4.

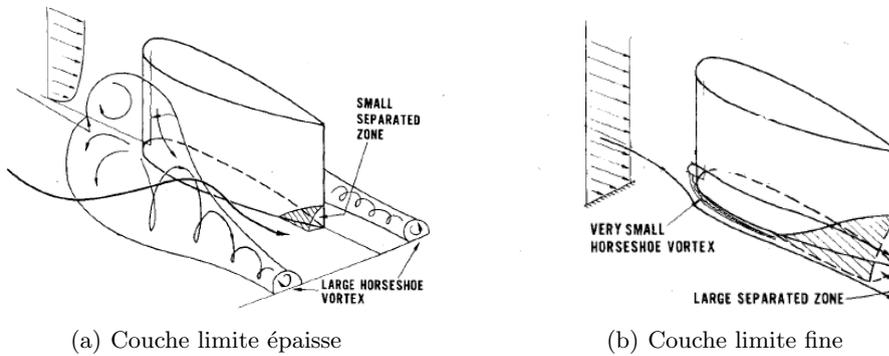
### 1.3.3 Un modèle pour l'apparition des décollements de coin

Quelques études de jonctions simplifiées mentionnent l'apparition d'un décollement de coin plus ou moins important [93, 153, 9, 2, 172, 13] comme indiqué sur les tableaux 1.1 et 1.2. Cependant, les difficultés de mesure dans la zone de coin ont semble-t-il limité l'étude de ce phénomène et les décollements de coin sont au mieux observés grâce à des visualisations pariétales.

C'est ainsi que Barber [13] propose un modèle pour rendre compte de la compétition entre le décollement de coin et le tourbillon en fer à cheval. Ce modèle, présenté en figure 1.12,

Auteurs	Profil	BF	MDF	HSV	CS	Principaux résultats
<b>Jonctions fondamentales (2 plaques planes perpendiculaires)</b>						
Aly <i>et al.</i> [6]	-	-	-	×	✓	 <ul style="list-style-type: none"> <li>• Paires de tourbillons créés par des gradients de tensions de Reynolds</li> <li>• Écoulements secondaires de seconde espèce similaires aux décollements de coin</li> </ul>
Bradshaw [20]	-	-	-	✓	✓	
Bragg [21]	-	-	-	×	✓	
Briley <i>et al.</i> [22]	-	-	-	×	✓	
De Laat <i>et al.</i> [33]	-	-	-	×	✓	
Gessner [58, 59, 60, 61]	-	-	-	×	✓	
Nakayama <i>et al.</i> [122]	-	-	-	×	✓	

**Tab. 1.4** – Études expérimentales de jonctions fondamentales. *BF* : *Bluntness Factor* (défini en 1.2.3); *MDF* : *Momentum Deficit Factor* (défini en 1.2.3); *HSV* : *HorseShoe Vortex*; *CS* : *Corner Separation*; *LE* : *Leading Edge*. ✓ : observé; × : non observé; - : Données non disponibles. Le *MDF* a été recalculé à partir d’extrapolations de type plaque plane lorsque celui-ci n’était pas explicitement donné dans les publications originales



**Fig. 1.12** – Modèle proposé par Barber [13]. Tiré de Barber [13]

indique que lorsque la couche limite amont est aussi épaisse que le profil, un tourbillon en fer à cheval massif domine l’écoulement et le décollement de coin est négligeable. Cela est attribué par l’auteur au fait que le tourbillon massif induit un mouvement du fluide issu de l’écoulement moyen vers le coin, ce qui produit un effet de ré-énergétisation des couches limites de coin qui restent ainsi attachées. En revanche, lorsque la couche limite amont est significativement plus fine que le profil, le tourbillon en fer à cheval est fortement atténué, le fluide à faible vitesse stagne dans le coin et un décollement de coin massif se forme. Le critère impliquant la formation du décollement de coin selon Barber [13] est par conséquent relativement peu précis, et se fonde sur des comparaisons qualitatives.

## 1.4 Interprétation théorique du couplage tourbillon/décollement

Les deux parties précédentes du présent chapitre ont introduit les notions de tourbillon en fer à cheval et de décollement de coin de manière décorrélée. Pourtant, entre les deux extrêmes illustrés sur la figure 1.12, il est légitime de penser que le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin peuvent coexister au sein d’une jonction. Toutefois, le manque de connaissances concernant le décollement de coin en lui-même implique que son interaction avec le tourbillon en fer à cheval reste à analyser.

Il semble que la forme du bord d’attaque [95, 93, 113, 153, 114] et l’épaisseur de couche limite amont [13] influent sur cette compétition, mais le peu de données disponibles ne permet pas une réelle analyse comparative.

On peut malgré tout replacer le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin dans un formalisme global, celui des écoulements secondaires de Prandtl.

L'équation de transport de la vorticité moyenne pour un fluide incompressible barotrope (en négligeant les forces volumiques) illustre les deux mécanismes de création des écoulements secondaires selon Prandtl :

$$\frac{D\vec{\Omega}}{Dt} = \frac{\partial\vec{\Omega}}{\partial t} + \vec{V} \cdot (\nabla\vec{\Omega}) = \underbrace{(\vec{\Omega} \cdot \nabla)\vec{V}}_{\text{Première espèce}} + \underbrace{\nabla \times \left( \frac{\nabla \cdot \tau_{Re}}{\rho} \right)}_{\text{Seconde espèce}} + \underbrace{\nu \Delta\vec{\Omega}}_{\text{Diffusion visqueuse}} \quad (1.3)$$

avec  $\tau_{Re}$  le tenseur de Reynolds.

Trois termes sources interviennent dans l'équation 1.3 :

1. Le premier traduit la déviation de couches de cisaillement par le champ moyen : cela représente les écoulements secondaires de première espèce, auxquels appartient par conséquent le tourbillon en fer à cheval ;
2. Le second terme source fait intervenir les tensions turbulentes et traduit l'apparition des écoulements secondaires de seconde espèce. Le décollement de coin étant lié à des gradients de tensions de Reynolds d'après Gessner[58], ce phénomène peut être classé parmi ce type d'écoulements secondaires ;
3. Enfin le dernier terme correspond à la diffusion visqueuse.

Ainsi, l'écriture (1.3) permet de comparer au sein du même formalisme les deux phénomènes peuplant les écoulements de jonction. Ce formalisme semble indiquer une différence de nature fondamentale et rend compte du caractère purement turbulent du décollement de coin, contrairement au tourbillon en fer à cheval qui est crée par un processus non visqueux.

## 1.5 Prévision numérique des écoulements de jonction

La complexité des phénomènes mis en jeu dans une jonction profil/plaque plane fait de cette configuration un cas très sélectif pour les modèles de turbulence. On trouve dans la littérature un grand nombre d'études numériques portant sur le tourbillon en fer à cheval observé sur le cas Rood, très bien document  expérimentalement. En revanche, les simulations de cas avec décollement de coin sont moins nombreuses, et sont p nalis es par un manque de bases de données expérimentales quantitatives permettant l'évaluation des solutions numériques.

Le tableau 1.5 présente une vue d'ensemble des calculs relevés dans la littérature.

### 1.5.1 Simulations de tourbillons en fer à cheval

Le cas Rood étant particulièrement bien document , il représente un cas test idéal pour les numériciens : presque tous les calculs de jonction présents dans la littérature traitent de ce cas. On trouve aussi quelques publications présentant la simulation d'essais de jonction idéalisées [63, 23, 10, 64], mais ceux-ci sont peu nombreux, relativement anciens et peu fructueux.

L'approche par la résolution moyenn e des équations de Navier Stokes (Reynolds Averaged Navier Stokes , RANS) est la plus répandue. En effet, on trouve dans la littérature un grand nombre de publications de calculs du cas Rood en RANS avec un large panel de modèles de turbulence, allant du plus simple au plus complexe. Le manque de fiabilité des méthodes classiques pousse à l'utilisation de modèles de plus en plus avancés, à ce titre le cas Rood est un bon test pour les méthodes hybrides RANS/LES et LES.

Auteurs	Profil	BF	MDF	HSV	CS	Principaux résultats
<b>Simulations RANS</b>						
Apsley & Leschnizer [7]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Calculs RANS : influence déterminante du modèle de turbulence</li> <li>• L'approche RANS rend globalement compte de l'écoulement de coin mais manque de fiabilité</li> <li>• Influence importante du maillage en RANS</li> <li>• Nombreux modèles RANS testés, jusqu'au Reynolds Stress Models</li> <li>• Calculs avec décollements de coin uniquement sur des configurations industrielles sans données expérimentales</li> </ul>
Bain <i>et al.</i> [10]	ellipse 1 :1.5 BA	0,32	$4,61 \times 10^8$	✓	×	
Bonnin <i>et al.</i> [19]	Rood	0,32	$7 \times 10^8$	✓	×	
Briley & McDonald [23]	ellipse 1 :1.5 BA	0,32	$10 \times 10^8$	✓	×	
Chen [27]	Rood	0,32	$13 \times 10^8$	✓	×	
Deng [38]	Rood	0,32	-	✓	×	
Dutt <i>et al.</i> [49]	RAE-101	-	-	✓	×	
Fujii <i>et al.</i> [56]	W-18	-	-	✓	✓	
Gorski <i>et al.</i> [63]	ellipse 1 :1.5 BA	0,32	$10 \times 10^8$	✓	×	
Govindan <i>et al.</i>	ellipse 1 :1.5 BA	0,32	$4,61 \times 10^8$	✓	×	
Hemsch & Morrison [71]	DLR-F6	0,075	$10 \times 10^8$	×	✓	
Jones & Clarke [80]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	
Krishnamurthy [94]	ellipse BA	-	$1,7 \times 10^8$	✓	✓	
Li <i>et al.</i> [102]	DLR-F6	-	-	✓	×	
Menter <i>et al.</i> [118]	DLR-F6	-	-	✓	×	
Murayama <i>et al.</i> [120]	Conf. hypersustentée	-	-	×	✓	
Paciorri <i>et al.</i> [128]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	
Parneix <i>et al.</i> [134]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	
Smith & Gajjar [160]	Symétrique	-	-	✓	×	
Alin [4]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	
Wong [182]	Cyl. profilé.	1	-	✓	×	
<b>Simulations hybrides RANS/LES</b>						
Paik <i>et al.</i> [130]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Bons résultats en DDES, caractère bimodal reproduit</li> </ul>
Fu <i>et al.</i> [55]	Rood	0,32	$7 \times 10^8$	✓	×	
<b>Simulations LES</b>						
Alin [4]	Rood	0,32	$6 \times 10^8$	✓	×	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Calculs LES avec loi de paroi</li> </ul>
Wong [182]	Cyl. profilé.	1.029	-	✓	×	

**Tab. 1.5** – Études numériques de jonctions. *BF* : *Bluntness Factor* (défini en 1.2.3); *MDF* : *Momentum Deficit Factor* (défini en 1.2.3); *HSV* : *HorseShoe Vortex*; *CS* : *Corner Separation*; *BA* : *Bord d'Attaque*. ✓ : observé; × : non observé; - : Données non disponibles. Le MDF a été recalculé à partir d'extrapolations de type plaque plane lorsque celui-ci n'était pas explicitement donné dans les publications originales

## Calculs RANS

Le modèle le plus simple utilisé est le modèle Baldwin Lomax. Plusieurs auteurs l'ont évalué, dont Sung *et al.* [166]. Leurs conclusions sont conformes à ce que peut fournir un modèle de ce type sur des configurations complexes : l'écoulement moyen loin du coin est relativement bien reproduit mais la distorsion du champ par les écoulements secondaires n'est pas capturée.

Les modèles de turbulence classiques à une ou deux équations de transport ont été massivement évalués sur le cas Rood. Les résultats présentés par tous les auteurs (Bonnin *et al.* [19], Jones *et al.* [80], Paciorri *et al.* [129]) montrent que les comparaisons quantitatives avec les mesures sont globalement peu satisfaisantes en ce qui concerne la position et l'intensité du tourbillon en fer à cheval, et dans le sillage de la jonction. L'énergie cinétique turbulente est de manière générale mal prédite au bord d'attaque et dans le sillage.

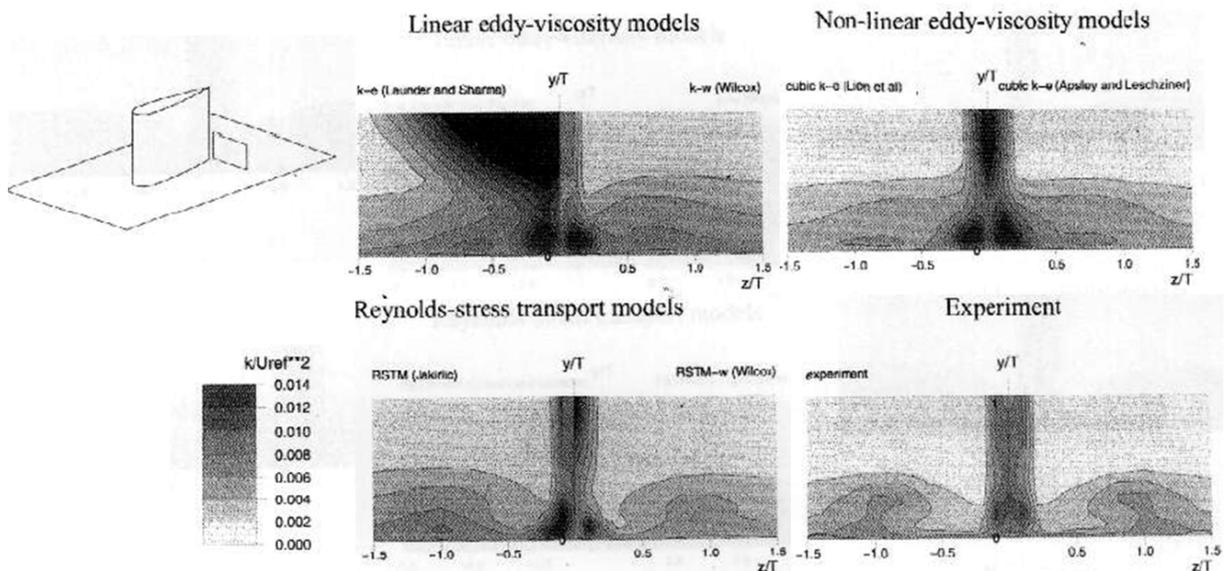
Paciorri *et al.* [129] comparent le modèle Spalart-Allmaras au  $k - \epsilon$ , le premier cité produit des résultats un peu meilleurs en ce qui concerne la taille du tourbillon et les champs de vitesse moyenne autour du profil mais ceux-ci restent peu satisfaisants. Jones *et al.* [80] effectuent la même comparaison et obtiennent des résultats semblables.

La complexité de l'écoulement dans la jonction ne semble donc pas pouvoir être reproduite fidèlement par des modèles classiques utilisant l'hypothèse de Boussinesq. En effet, Devenport *et al.* [45] ont testé de manière théorique les résultats fournis par plusieurs modèles de turbulence à partir des grandeurs moyennes mesurées, ils ont montré qu'aucun modèle ne retrouve les ten-

sions de Reynolds expérimentales. Ceci peut être attribué au caractère fortement anisotrope de la turbulence dans le coin, qui ne peut être capté par des modèles linéaires utilisant l'hypothèse de Boussinesq. Pour obtenir des résultats meilleurs en RANS, il faut se tourner vers des modèles non linéaires qui permettent théoriquement de simuler la turbulence anisotrope.

Afin d'améliorer les résultats produits par les modèles RANS de référence, des modifications des modèles classiques à viscosité turbulente ont été mises en œuvre. Jones *et al.* [80] et Parneix *et al.* [134] ont mis en œuvre le modèle  $v^2-f$  sans plus de succès qu'avec les modèles  $k-\epsilon$  classiques : l'écoulement moyen est globalement bien reproduit mais les comparaisons quantitatives ne sont pas satisfaisantes, la position du tourbillon en fer à cheval n'est pas précisément obtenue. Sur ce point, le modèle  $k-\omega$  SST produit des résultats sensiblement meilleurs, sans être toutefois satisfaisant.

D'autres modèles non linéaires sont aussi évalués par Apsley *et al.* [7]. Les résultats obtenus (voir figure 1.13) sont moins bons que ceux obtenus en  $k-\omega$  SST, notamment en ce qui concerne la force du tourbillon en fer à cheval malgré la modélisation plus poussée de la turbulence. De plus, la figure 1.13 qui illustre les résultats de Apsley *et al.* [7] fait apparaître des zones de forts niveaux d'énergie cinétique turbulente dans les coins pour les modèles non linéaires. Ceci laisse penser qu'un décollement de coin est prédit par ce modèles, ce qui n'est pas observé expérimentalement comme dit précédemment (la figure 1.13 présente un plan de mesure expérimental, il est clair que l'écoulement n'est pas décollé dans les coins).



**Fig. 1.13** – Contours d'énergie cinétique turbulente dans le sillage du cas Rood- comparaisons RANS/essais. Tiré de Apsley *et al.* [7]

Enfin plusieurs variantes des modèles aux tensions de Reynolds ont été testés par de nombreux auteurs. Bonnin *et al.* [19] utilisent le modèle RSE de Launder, Reece et Rodi, Apsley *et al.* [7] utilisent plusieurs modèles aux tensions de Reynolds, Chen *et al.* [27] le modèle de Speziale, Sarkar et Gatski et Deng *et al.* [39] le modèle  $R_{ij}-\omega$ . Tous ces calculs conduisent aux mêmes conclusions : l'apport des modèles aux tensions de Reynolds est significatif par rapport aux modèles à viscosité turbulente, notamment en ce qui concerne la position du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque. De plus l'allure globale des fluctuations est reproduite dans une certaine mesure, mais les calculs ne sont toujours pas totalement satisfaisants, notamment dans le sillage. Ces difficultés sont attribuées aux erreurs de modélisation des termes des équations des tensions de Reynolds.

Les possibilités offertes par l'approche RANS ont été largement exploitées par les numériciens, sans pour autant arriver à simuler correctement le cas Rood en ce qui concerne le tourbillon en

fer à cheval et le sillage (voir figure 1.13). Cela montre les limites de l'approche moyennée et la nécessité de calculer directement une plus grande part du spectre turbulent.

De plus, une des caractéristiques principales du cas Rood est son comportement instationnaire large bande à basse fréquence (le caractère bimodal) du tourbillon au bord d'attaque. Cette propriété semble influencer fortement la donnée du champ moyen qui est exposé aux fortes fluctuations de l'écoulement provoquées par les pulsations du tourbillon. Or l'approche RANS ne devrait pas, de par sa construction, reproduire ce phénomène qui n'est pas déterministe. Les méthodes RANS/LES semblent par conséquent des candidats *a priori* mieux adaptés à la simulation du cas Rood puisque de nombreuses applications ont montré leur pertinence dans le cas d'écoulements instationnaires tridimensionnels complexes [142, 178, 164, 36].

### Calculs hybrides RANS/LES

Deux études mettant en œuvre des méthodes hybrides RANS/LES ont été publiées ces dernières années. Dans les deux cas il s'agit de Detached Eddy Simulation (DES) modifiée (du type Delayed DES, DDES). Fu *et al.* [54] présentent le calcul du cas Rood en DES et DDES. Leurs résultats en ce qui concerne le champ moyen et en particulier la forme et l'intensité du tourbillon en fer à cheval sont sensiblement meilleurs que ceux obtenus en RANS. Le maillage utilisé pour cette étude contient moins de  $10^6$  points, soit le même ordre de grandeur que les maillages utilisés pour les calculs RANS présentés ci-dessus. Aucune analyse instationnaire n'est proposée.

Paik *et al.* [130] ont effectué un calcul DES de la région du bord d'attaque du cas Rood (voir figure 1.14). Ils obtiennent une simulation satisfaisante du tourbillon de bord d'attaque, même si sa position moyenne n'est pas tout à fait correcte. Le caractère bimodal est aussi capturé par la méthode instationnaire.

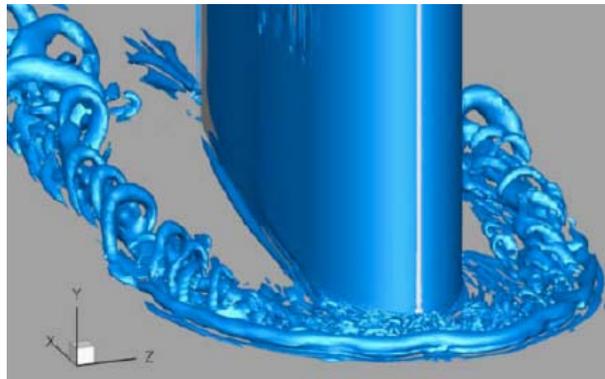


Fig. 1.14 – Calcul du cas Rood en DES. Tiré de Paik *et al.* [130]

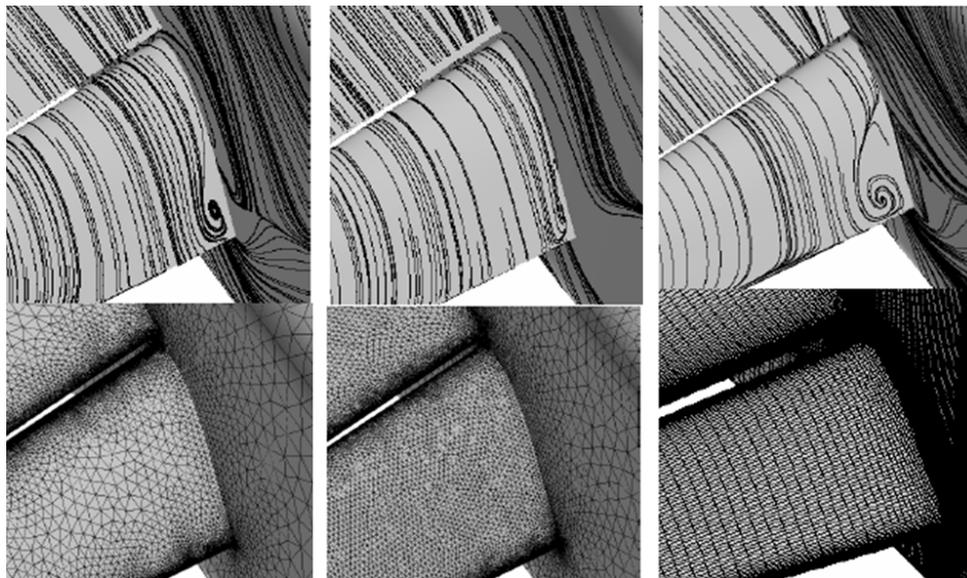
### Calculs LES

On trouve dans la littérature deux actes de conférences traitant de cas de jonction en LES [182, 4]. Dans les deux cas, il s'agit de LES avec loi de paroi (on parle alors de *Wall Modelled LES* - WMLES), ce qui limite la taille des maillages (quelques millions de points dans les deux cas). De plus, l'utilisation d'une loi de paroi permet de ne spécifier en entrée qu'un profil de vitesse moyen, ce qui facilite la mise en œuvre du calcul. Alin *et al.* [4] ont obtenu des résultats relativement satisfaisants concernant la position du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque et autour de la jonction. Aucune information instationnaire n'est fournie, le caractère bimodal est évoqué mais aucun signal n'est présenté.

Il en est de même pour l'article de Wong *et al.* [182] qui traite le cas Rood en WMLES avec plusieurs modèles de sous maille. Seulement des résultats en champ moyen sont présentés de manière qualitative, la comparaison entre les calculs RANS et WMLES donne l'avantage à la WMLES qui reste toutefois relativement éloignée des essais.

### 1.5.2 Configurations de type industrielles avec décollements de coin

Les études numériques présentant des décollements de coin souffrent du constat fait en partie 1.3 : très peu de travaux expérimentaux ont été publiés sur le décollement de coin, il n'existe donc aucune base de donnée spécifique permettant d'évaluer finement les résultats des simulations numériques.



**Fig. 1.15** – Influence du maillage sur des calculs RANS de décollement de coin. *Tiré de Murayama et al. [120]*

On retrouve dans la littérature des calculs RANS de configurations aile-fuselage industrielles, telle que le DLR-F6 qui comme le montre la figure 1.11 présente un fort décollement de coin. Les travaux de Li *et al.* [102], Langtry *et al.* [97], Hensch *et al.* [71] et Menter *et al.* [118] traduisent la dispersion des résultats de simulations RANS de décollements de coin. En effet, ces études montrent que le modèle de turbulence et surtout le maillage utilisé ont une influence majeure sur la simulation. Néanmoins, les meilleurs résultats pour le cas DLR-F6 semblent être obtenus avec le modèle  $k - \omega$  SST dans sa formulation non linéaire Explicit Algebraic Reynolds Stress Model utilisé par Menter *et al.* [118].

Dans un cas de configuration hypersustentée, Murayama *et al.* [120] ont obtenu des décollements de coin de tailles très différentes suivant le type de maillage (structuré ou non) et sa densité, allant même jusqu'à obtenir un écoulement attaché dans la jonction pour certains maillages, comme illustré par la figure 1.15.

Enfin, dans tous les cas mentionnés ci-dessus, l'absence de données expérimentales autres que des visualisations pariétales dans la zone de coin empêche une évaluation plus précise des calculs.

### 1.5.3 Conclusion sur les études numériques

Un rapide bilan de cette partie fait apparaître le déséquilibre entre les simulations de configurations présentant un tourbillon en fer à cheval et celles présentant un décollement de coin ainsi que l'absence de calculs présentant les deux phénomènes et traitant leur interaction. Néanmoins, deux points sont à souligner :

- D'une part, les travaux publiés concernant les tourbillons en fer à cheval font état des limites des modèles RANS linéaires qui ne sont pas suffisamment précis et peu adaptés à la nature fortement instationnaire de ce phénomène. En revanche, certains calculs avec modèles RANS non linéaires et les premières études RANS/LES et LES sont prometteurs ;
- D'autre part, les limites de l'approche RANS sont aussi mises en avant par les calculs de configurations avec décollements de coin qui stigmatisent en particulier l'influence du

maillage sur la solution obtenue et ne proposent pas une analyse physique détaillée. Néanmoins, le manque de données expérimentales ne permet pas l'évaluation de ces calculs.

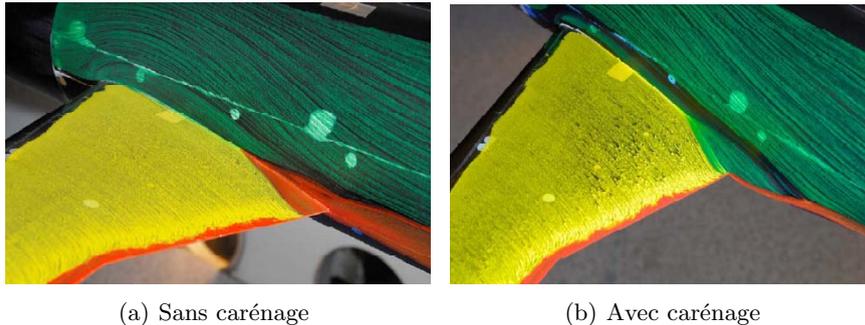
## 1.6 Maîtrise des écoulements de jonction

Comme nous l'avons vu, les jonctions aile/fuselage ont été largement étudiées expérimentalement et numériquement, le phénomène mis en avant étant le tourbillon en fer à cheval et non le décollement de coin. Toutefois, plusieurs publications traitent du contrôle, ou plutôt de l'effet de carénages sur de ces deux phénomènes.

### 1.6.1 Ajout de carénage

Plusieurs auteurs ont utilisé un carénage autour de la jonction pour atténuer le tourbillon en fer à cheval. Bernstein [17] a ajouté un carénage uniquement au bord d'attaque, ce qui a pour conséquence la diminution de l'intensité du tourbillon en fer à cheval et du niveau de turbulence général. Devenport [41] a utilisé le même type de carénage sur le cas Rood, l'effet est le même : le tourbillon en fer à cheval est fortement atténué voire supprimé dans les cas à incidence nulle.

En revanche, il apparaît que l'ajout d'un carénage tout autour de la jonction est moins bénéfique en ce qui concerne le tourbillon en fer à cheval, voire pas du tout. Devenport *et al.* [45] ont étudié l'effet de l'ajout d'un carénage autour du profil Rood. Ils montrent ainsi que le carénage n'est utile que s'il est installé uniquement au bord d'attaque du profil, autrement il a pour effet d'augmenter l'intensité du tourbillon en fer à cheval. Dans tous les cas, le carénage supprime le caractère bimodal.



**Fig. 1.16** – Ajout d'un carénage sur la configuration DLR-F6 en vue de la suppression du décollement de coin [147]

Le cas DLR-F6 est sûrement le cas de décollement de coin le plus symptomatique. L'ajout d'un carénage tout autour de la jonction permet de s'affranchir du décollement [172, 147] comme le montre la figure 1.16. Le design de tels carénages semble reposer sur des méthodes semi-empiriques faisant appel à l'expérience des avionneurs, même si de plus en plus d'études proposent aussi des méthodes de conception de carénages par optimisation numérique [65, 126, 137]. Cependant les méthodes d'optimisation sont basées des calculs RANS ou Euler, et les résultats avec carénages ne sont pas systématiquement confrontés à des données expérimentales. Cela rend les méthodes de conception des carénages par optimisation peu fiables étant donné la fiabilité des approches utilisées pour ce type d'écoulement.

### 1.6.2 Autres méthodes

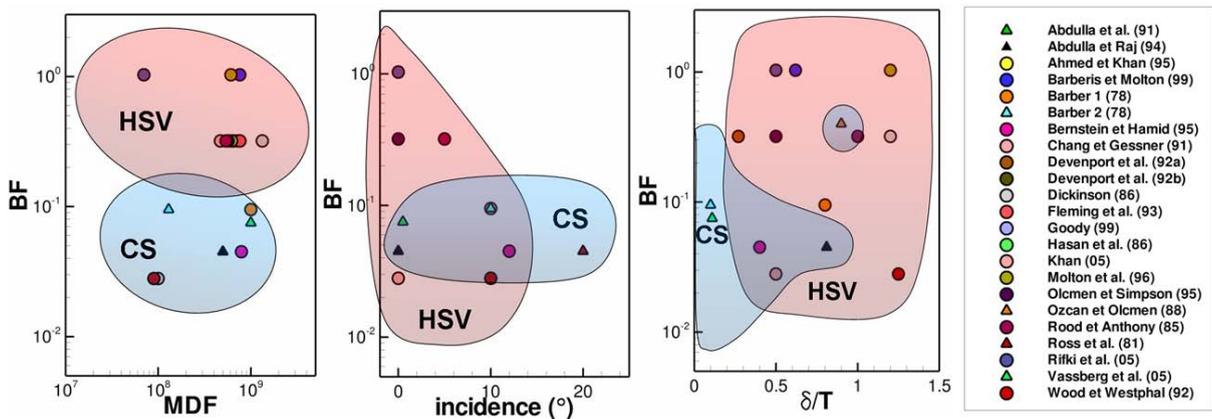
L'étude de la littérature a notamment montré que le décollement de coin et le tourbillon en fer à cheval sont sensibles à l'épaisseur de couche limite amont. Ainsi Philips *et al.* [138] ont proposé une méthode de suppression du tourbillon en fer à cheval par aspiration de la couche limite en amont du bord d'attaque. Leurs résultats sont satisfaisants : le tourbillon en fer à cheval est atténué lorsque le débit d'aspiration est suffisant.

Kairouz *et al.* [82] ont placé des riblets en amont du profil, sur la plaque plane. Ces riblets ont permis d'atténuer le tourbillon en fer à cheval sans toutefois le supprimer totalement.

## 1.7 Synthèse de la bibliographie : des conditions favorables au décollement de coin

La synthèse bibliographique présentée au cours de ce chapitre révèle une connaissance partielle des écoulements de jonction. En effet, le comportement du tourbillon en fer à cheval est bien connu alors que les connaissances sur le décollement de coin restent limitées. En particulier, les conditions sous lesquelles apparaissent ces décollements ne sont pas clairement identifiées.

Dans le but de dégager des facteurs provoquant le décollement de coin, les diagrammes de la figure 1.17 présentent l'influence de paramètres issus de la littérature – *Bluntness Factor*, *Momentum Deficit Factor*, le rapport des épaisseurs de la couche limite amont et du profil  $\delta/T$  et l'incidence – sur la topologie globale de l'écoulement de jonction. Ainsi, on a déterminé sur les diagrammes de la figure 1.17 les zones d'existence du tourbillon en fer à cheval et du décollement de coin (il est à noter que le faible nombre de cas présentant des décollements de coin rend cette détermination approximative).



**Fig. 1.17** – Synthèse de l'étude bibliographique : phénomène prédominant en fonction des paramètres de la jonction. HSV : *HorseShoe Vortex*; CS : *Corner Separation*. Les triangles indiquent les études faisant mention d'un décollement de coin significatif

Le premier diagramme à gauche de la figure 1.17 laisse apparaître que le décollement de coin est favorisé pour des faibles valeurs de *Bluntness Factor*. En revanche, la valeur *Momentum Deficit Factor* semble moins déterminante.

De plus, le diagramme du milieu sur la figure 1.17 montre que l'établissement d'une circulation non nulle autour du profil, et donc d'un gradient de pression négatif renforcé au niveau de l'extrados de la jonction semble être un élément favorable à l'apparition des décollements de coin.

Enfin, le troisième diagramme de la figure 1.17 semble indiquer que les décollements de coin apparaissent majoritairement pour des cas à faible épaisseur de couche limite incidente. Ceci est conforme aux observations de Barber [13]. On note néanmoins que deux cas de décollement de coin sont identifiés pour des valeurs plus élevées de  $\delta/T$ . Dans le cas des essais de Ozcan et Olcmen [127], ceci est à mettre en relation avec la forte valeur de l'incidence (le profil est décroché, il s'agit d'un cas limite), dont l'effet semble dominer celui de l'épaisseur de la couche limite. En ce qui concerne les essais de Abdulla *et Raj* [2], il s'agit d'une configuration à faible *Bluntness Factor* où le décollement de coin coexiste avec le tourbillon en fer à cheval. Cela traduit l'idée que les critères mis en avant dans ce paragraphe ne sont pas des critères nécessaires et suffisants de l'apparition du décollement de coin, mais seulement des critères qui lui sont favorable.

En résumé, la littérature nous permet de conjecturer trois facteurs favorisant l'apparition d'un décollement de coin :

- Un Bluntness Factor faible, inférieur à  $10^{-1}$  ;
- Un gradient de pression renforcé par une incidence non nulle ;
- Une couche limite relativement fine, avec  $\delta/T < 1$ .

Il faut noter que deux de ces trois critères correspondent à des paramètres introduits initialement pour caractériser l'intensité du tourbillon en fer à cheval. Par conséquent, il convient de vérifier la validité de ces hypothèses pour les décollements de coin, ce qui ne peut être fait en s'appuyant sur les faibles données extraites de la littérature.

Ainsi, la démarche a consisté dans un premier temps à concevoir des cas test de jonction simplifiées répondant aux critères énoncés ci-dessus et permettant de tester leur pertinence pour l'étude du décollement de coin. Ceci fait l'objet du prochain chapitre.

---

## Conception de cas tests originaux de jonctions simplifiées

---

Dans le but de tester les hypothèses extraites de la littérature concernant les conditions d'apparition des décollements de coin, la démarche a consisté dans un premier temps à concevoir des cas tests spécifiques qui seront effectivement testés en soufflerie et par simulations numériques. Ce chapitre présente les étapes de la phase de conception ainsi que les cas retenus.

### Sommaire

<b>2.1 Définition du cycle de conception des cas tests . . . . .</b>	<b>34</b>
2.1.1 Paramètres mis en jeu et espace de conception . . . . .	34
2.1.2 Cycle de conception mis en œuvre . . . . .	37
2.1.3 Caractérisation du décollement de coin . . . . .	40
<b>2.2 Conception du cas test principal . . . . .</b>	<b>41</b>
2.2.1 Étape ① : Valeurs de $\delta/T$ considérées . . . . .	41
2.2.2 Étape ② : Estimation du coût de calcul en fonction de $Re_c$ . . . . .	42
2.2.3 Étape ③ : Création de la base de données . . . . .	42
2.2.4 Étape ④ : Sélection du cas principal d'étude . . . . .	47
2.2.5 Étape ⑤ : Réduction du domaine de calcul . . . . .	48
2.2.6 Synthèse : définition du cas principal d'étude . . . . .	54
<b>2.3 Étude des sensibilités du cas principal . . . . .</b>	<b>55</b>
2.3.1 Cas à forte incidence . . . . .	55
2.3.2 Cas fortement chargé à la jonction . . . . .	55
<b>2.4 Synthèse des cas retenus . . . . .</b>	<b>58</b>

L'ÉTUDE bibliographique du chapitre précédent a conduit à identifier un domaine de conditions aérodynamiques supposé favoriser l'apparition de décollements de coin en écoulement turbulent pour les cas de jonctions simplifiées. Il s'agit de configurations présentant un *Bluntness Factor* faible, un gradient de pression renforcé par une incidence non nulle et une couche limite amont relativement fine. Toutefois, ce domaine de conditions s'avère peu étudié dans la littérature, ce qui ne permet pas d'éprouver la validité de ces analyses concernant l'existence et l'apparition des décollements de coin.

Par conséquent, la première phase du travail de thèse a consisté à définir des cas tests permettant de pallier ce manque de données bibliographiques. L'objectif est donc de dimensionner un ou plusieurs cas tests appartenant au domaine identifié ci-dessus comme favorable à l'apparition d'un décollement de coin. Une contrainte supplémentaire a été ajoutée à ce cahier des charges. Afin de conserver des écoulements de jonction réalistes typiques de ceux observables aux limites du domaine de vol d'un avion civil, l'échelle spatiale des décollements de coin susceptibles d'apparaître sur ces cas tests devra être de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite

amont, tout en restant suffisamment importante pour être observable en soufflerie et exploitable numériquement.

La démarche suivie pour satisfaire ce cahier des charges est présentée dans la première partie du chapitre. Puis, la seconde partie détaille la mise en œuvre de la méthode pour le dimensionnement du cas d'étude principal. La troisième partie du chapitre vise à mettre en place deux autres cas tests permettant d'étudier les sensibilités du cas principal.

Dans le reste du mémoire, on considérera le type de configuration représentée sur la figure 2.1, associée au système d'axes suivant. L'axe  $x$  est parallèle à l'écoulement et orienté dans le sens de l'écoulement, l'axe  $y$  est perpendiculaire à la plaque plane formant la jonction et orienté dans le sens des altitudes croissantes, et l'axe  $z$  complète le trièdre. L'origine du repère est placée au bord d'attaque en pied du profil.

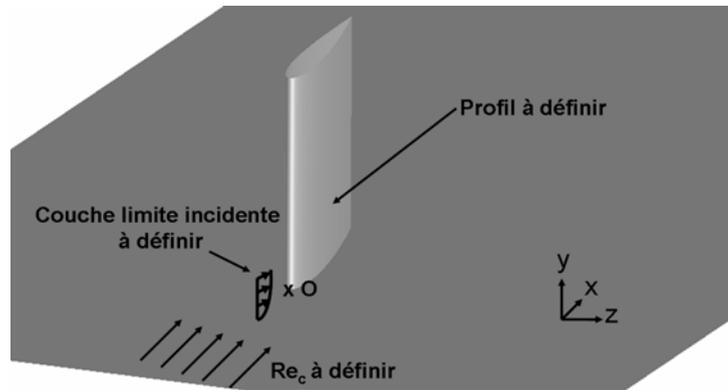


Fig. 2.1 – Schéma générique de type de configuration envisagée

## 2.1 Définition du cycle de conception des cas tests

La conception des cas tests repose sur l'analyse bibliographique faite dans le chapitre 1. En effet, celle-ci a permis de dégager des paramètres dimensionnants d'un écoulement de jonction. Par conséquent, il s'agit dans un premier temps de déterminer l'espace de conception dans lequel les cas tests seront définis, c'est à dire déterminer quels paramètres sont à considérer, et les valeurs admissibles de ces paramètres en fonction des possibilités expérimentales et informatiques. Une fois ceci réalisé, la méthode de conception permettant d'aboutir à la définition complète des cas tests est exposée dans la seconde section. Enfin, différents indicateurs possibles de la présence et de l'importance d'un décollement de coin sont présentés dans le dernier paragraphe de cette partie afin de permettre la caractérisation des cas tests envisagés.

### 2.1.1 Paramètres mis en jeu et espace de conception

Les paramètres gouvernant la topologie globale d'un écoulement de jonction définis dans le chapitre 1 de bibliographie, sont le *Bluntness Factor*, le *Momentum Deficit Factor*, l'incidence et l'épaisseur de couche limite amont. Toutefois, ces paramètres sont fortement interdépendants puisque le *Momentum Deficit Factor* dépend de la couche limite amont, le *Bluntness Factor* dépend dans une certaine mesure de l'incidence, et l'épaisseur de la couche limite amont est relative au maximum d'épaisseur du profil, donc au *Bluntness Factor*. De plus, le nombre de Reynolds intervenant dans le *Momentum Deficit Factor* a une influence directe sur l'épaisseur de couche limite amont.

Par conséquent, il a été choisi d'utiliser un jeu de paramètres équivalent au précédent, mais dont les dépendances internes sont plus facilement intégrables au sein d'un cycle de conception comme nous le verrons par la suite. Ainsi, les paramètres retenus sont :

1. Le profil d'aile impliqué dans la jonction ;

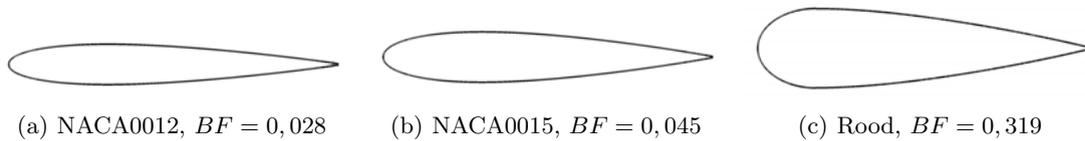
2. L'épaisseur de couche limite amont ;
3. Le nombre de Reynolds ;
4. L'incidence.

Les contraintes expérimentales et numériques imposent des valeurs minimales et maximales pour chacun de ces paramètres. L'ensemble des valeurs autorisées pour les paramètres de conception constitue le domaine de conception du cas test, qui est défini dans les paragraphes suivants.

### Domaine de conception pour le profil

L'objectif de la création de nouveaux cas tests est, comme dit précédemment, de se placer dans un domaine de conditions favorables à l'apparition du décollement de coin. Les diagrammes 1.17 page 31 ont permis de postuler de telles conditions et illustrent le fait que ces conditions ont été peu explorées dans la littérature. Ainsi, le profil doit être choisi parmi des profils à faible *Bluntness Factor*. De plus, on choisit de se placer dans le cas de jonctions simplifiées telles que cela a été défini dans le chapitre 1, à savoir des jonctions composées d'un profil symétrique posé perpendiculairement à une plaque plane.

En ce qui concerne le choix du profil à utiliser, les profils NACA quatre chiffres sont de bons candidats étant donné leur relative simplicité, la bonne connaissance de leur comportement au décrochage et la finesse de leur bord d'attaque permettant d'obtenir de faibles *Bluntness Factor*. Le *Bluntness Factor* des profils NACA0012 et NACA0015 est indiqué sur la figure 2.2, ainsi que celui du profil Rood identifié lors de l'étude bibliographique dans le chapitre 1 comme le profil de référence pour les cas de jonctions simplifiées. On rappelle que le profil Rood est constitué d'un bord d'attaque elliptique de rapport d'aspect 3 : 2 et d'un bord de fuite de NACA0020 joints à leur maximum d'épaisseur, ce qui conduit à une épaisseur relative de 24% pour le profil Rood.



**Fig. 2.2** – *Bluntness Factor* pour les profils NACA0012, NACA0015 et Rood

La figure 2.2 illustre la différence majeure entre les profils NACA considérés et le profil Rood. Le tracé des profils met en évidence la forte épaisseur du profil Rood comparé aux NACA0012 et NACA0015, ce qui se traduit par une différence d'un ordre de grandeur sur le *Bluntness Factor*. Ces profils sont donc de bons candidats pour la conception d'un cas de jonction à faible *Bluntness Factor*.

La maquette disponible dans la soufflerie S2L, utilisée lors des essais de Brion [24], est un profil NACA0012 (la maquette est présentée dans l'annexe B). Les coûts et délais impartis pour un travail de thèse étant limités, il a été choisi de retenir par défaut le profil NACA0012 qui correspond aux critères recherchés et dont la maquette était disponible au début de la thèse comme profil de base pour tous les cas tests qui seront envisagés au cours de la thèse. Le domaine de conception pour le profil est donc restreint au profil NACA0012 et à ses dérivés obtenus par ajout de flèche et vrillage.

### Domaine de conception pour l'épaisseur de couche limite amont

À l'instar des données présentées au cours du chapitre 1 pour la caractérisation de l'influence de l'épaisseur de couche limite amont, on définit la station de référence à  $x = -c/2$ . L'étude bibliographique, et en particulier les travaux de Barber [13], indiquent qu'il est préférable de se placer dans le cas où l'épaisseur de la couche limite amont ainsi définie est inférieure à l'épaisseur

maximale du profil  $T$  (voir 1.3.3 page 23). Il faut noter que Barber [13] propose ce critère en se basant sur des visualisations expérimentales et ne fournit pas d'explication quantitative pour rendre compte de ce constat. La valeur  $\delta/T = 1$  (dans notre cas  $T = 0,12c$ ) constitue donc la borne supérieure du domaine des valeurs envisageables pour l'épaisseur de couche limite amont.

D'autre part, l'épaisseur de couche limite amont simulée dépend à la fois de l'épaisseur de la couche limite  $\delta_0$  imposée en entrée du domaine de calcul et de la distance  $\Delta x_{CL}$  sur laquelle celle-ci croît avant d'atteindre la station de référence. Or, la condition d'entrée du calcul ne peut pas être placée trop proche du profil sous peine de subir l'effet du gradient de pression adverse qui remonte vers l'amont. Cela poserait des problèmes de robustesse, et ne rentre pas dans le domaine d'application des méthodes de génération de turbulence pariétale disponibles actuellement. Ainsi, la méthode de simulation impose une limite inférieure à l'épaisseur de couche limite amont. Il convient donc de déterminer la distance minimale entre la frontière d'entrée du domaine de calcul et le profil afin de déterminer la valeur minimale de  $\delta/T$  qu'il est possible d'atteindre par simulation numérique.

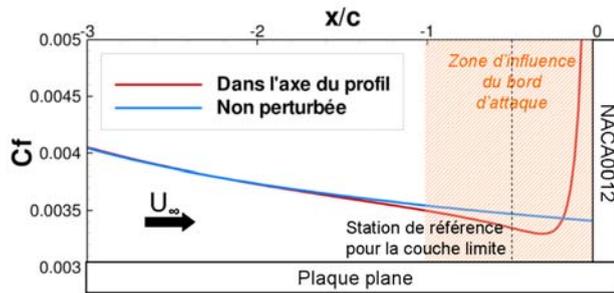


Fig. 2.3 – Remontée du gradient de pression adverse en amont du profil

Pour cela, l'évolution du coefficient de frottement de la couche limite relevée dans l'axe du profil issue d'un calcul RANS est comparée à l'évolution du coefficient de frottement d'une couche limite non perturbée sur la figure 2.3. Il apparaît sur ce tracé que l'influence du profil se fait ressentir de manière significative jusqu'à une corde en amont du profil. En prenant comme critère le coefficient de frottement, ceci définit donc la distance minimale à respecter entre le plan d'entrée du domaine de calcul et le bord d'attaque de la jonction. En se plaçant dans ce cas, la longueur de développement de couche limite serait de  $\Delta x_{CL} = c/2$  avant d'atteindre la station de référence en  $x = -c/2$ . La valeur minimale d'épaisseur de couche limite à la station de référence pouvant être simulée est alors obtenue en supposant le cas extrême où l'on impose une couche limite d'épaisseur  $\delta_0$  négligeable en entrée du domaine de calcul. Après avoir parcouru  $\Delta x_{CL} = c/2$  en aval du plan d'entrée, la couche limite aurait une épaisseur de  $\delta/T \simeq 0,1$  pour un nombre de Reynolds appartenant au domaine accessible dans la soufflerie S2L (voir paragraphe suivant).

On fait l'hypothèse que le gradient de pression adverse que subit la couche limite amont est créé majoritairement par la forme du profil et minoritairement par l'incidence, ce qui permet de généraliser cette analyse à toutes les configurations de jonction impliquant un profil NACA0012. En conséquence, la valeur  $\delta/T = 0,1$  constitue la borne inférieure du domaine des  $\delta/T$  envisageables pour notre étude dans les conditions aérodynamiques considérées.

### Domaine de conception pour le nombre de Reynolds

La valeur du nombre de Reynolds des cas tests à concevoir est limitée par deux aspects. Premièrement, les valeurs accessibles expérimentalement sont dictées par les capacités de la soufflerie et les dimensions de la maquette à disposition (une description détaillée de la soufflerie est donnée en annexe B). En effet, les vitesses accessibles à S2L sont comprises entre 15 m/s et 40 m/s et la corde de la maquette vaut 20 cm, ce qui restreint les valeurs envisageables pour le

nombre de Reynolds à l'intervalle  $Re_c \in [2 \times 10^5 ; 5 \times 10^5]$  dans des conditions de pression et de température atmosphériques.

D'autre part, la taille des maillages pour les simulations LES croît exponentiellement avec  $Re_c$  ( $Re_c^{9/4}$  en turbulence homogène isotrope). Effectivement, la taille de maille générique doit être représentative de l'échelle des structures les plus énergétiques de la couche limite, dont la taille est inversement proportionnelle à  $Re_c$ . Or, le nombre de points maximum envisageable en 2008 avec les calculateurs de l'Onera<sup>1</sup> était limité à  $60 \times 10^6$ . De plus, la taille des maillages est augmentée par la taille du domaine d'adaptation de la couche limite en sortie de la condition d'entrée, qui vaut environ  $8 \delta_0$  (où  $\delta_0$  est l'épaisseur de couche limite initiale, voir l'annexe C pour plus de détails sur les méthodes de génération de turbulence pariétale).

Par conséquent, le domaine de  $Re_c$  accessible en LES devra être calculé suivant l'épaisseur de couche limite désirée, en respectant la contrainte expérimentale  $Re_c \in [2 \times 10^5 ; 5 \times 10^5]$  et en limitant la taille du maillage à  $60 \times 10^6$  points environ.

### Domaine de conception pour l'incidence

Comme rappelé dans l'introduction de ce chapitre, on souhaite se placer dans un domaine de conditions supposé favorable au décollement de coin. En l'occurrence, l'incidence du cas test répondant à ce cahier des charges doit être non nulle et engendrer une circulation non négligeable autour du profil, ceci dans le but de créer un gradient de pression négatif à l'extrados au bord de fuite de la jonction.

Cependant, l'incidence doit être choisie de manière à rester dans le domaine utile du profil, c'est à dire en dessous de l'incidence de décrochage  $\alpha_{\text{décrochage}}$  afin de pouvoir distinguer un éventuel décollement de coin d'un décollement massif de bord de fuite du profil.

Enfin, il faut noter que l'angle de décrochage  $\alpha_{\text{décrochage}}$  dépend du  $Re_c$  : la détermination de la plage d'incidence disponible devra intervenir après la détermination du nombre de Reynolds dans la boucle de conception du cas test.

### Synthèse

En conclusion, puisque le profil est imposé par la maquette à disposition dans la soufflerie S2L, la conception d'un cas test se limite à la définition de l'ensemble des paramètres  $(\delta/T ; Re_c ; \alpha)$  dans le domaine  $]0, 1 ; 1[\times [2.10^5 ; 5.10^5]\times ]0 ; \alpha_{\text{décrochage}}[$ . Pour cela, la démarche poursuivie est décrite dans le paragraphe suivant.

#### 2.1.2 Cycle de conception mis en œuvre

La méthode ainsi que les outils utilisés pour définir les cas tests sont illustrés sur la figure 2.4. Celle-ci repose sur les analyses faites dans la partie précédente concernant les dépendances entre les différents paramètres de conception et l'ordre dans lesquels ils doivent être déterminés. La boucle de conception principale repose sur trois étapes successives avant la sélection et la finalisation de la définition du cas d'étude.

#### Étape ①

Dans un premier temps, l'épaisseur de couche limite est choisie de manière arbitraire au sein du domaine admissible défini en 2.1.1. Cette étape constitue le point d'entrée de la boucle principale de conception, qui devra donc être effectuée pour chaque valeur de  $\delta/T$  que l'on souhaite tester.

<sup>1</sup>Chiffre estimé au moment de la conception des cas, en 2008, compte tenu des ressources en pré/post-traitement et performances des supercalculateurs disponibles à l'Onera. En 2010, ce chiffre pourrait être ré évalué à  $200 \times 10^6$  points.

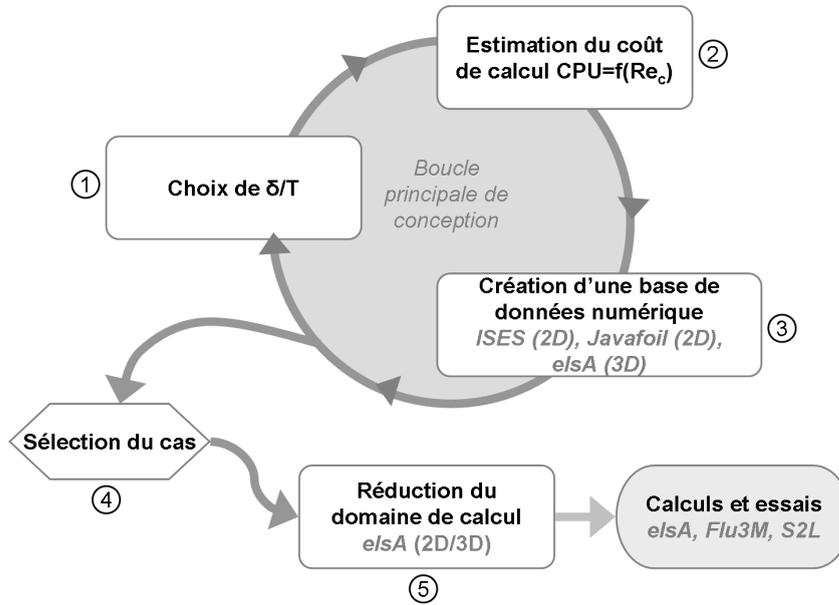


Fig. 2.4 – Démarche retenue pour la conception des cas tests

### Étape ②

La seconde étape consiste à définir le  $Re_c$  du cas d'étude. Au sein du contexte d'aérodynamique appliquée dans lequel s'inscrit la thèse, le  $Re_c$  maximum atteignable à la fois expérimentalement et numériquement est recherché. Comme nous l'avons vu, la limite expérimentale pour  $Re_c$  est de  $5 \times 10^5$ . En ce qui concerne les simulations, la limitation sur le  $Re_c$  est imposée par la taille du maillage pour le calcul LES, fixé à  $60 \times 10^6$  au plus. Les contraintes sur le  $Re_c$  imposées par les simulations RANS sont moins fortes et c'est bien la simulation LES qui limite sa valeur. Il convient donc d'estimer le coût de la simulation LES d'un cas de jonction simplifié ayant une couche limite amont d'épaisseur  $\delta/T$  définie lors de l'étape ①.

Pour cela, il faut dans un premier temps estimer l'extension du domaine de calcul nécessaire à la conservation de la circulation autour de la jonction en se basant sur l'expérience de calculs préliminaires. L'étape ⑤ de réduction du domaine de calcul permettra de vérifier ces hypothèses, voire de rendre les contraintes encore plus fortes. L'extension amont est ensuite ajustée pour tenir compte de la distance d'adaptation de la couche limite en aval de la condition d'entrée SEM de  $8\delta_0$ .

La topologie du domaine de calcul ainsi connue, il s'agit ensuite de calculer la taille de maille de référence. Les pratiques courantes en LES indiquent la taille de maille à respecter dans la direction de l'écoulement  $\Delta x^+ = 50$ , dans la direction normale à la paroi  $\Delta y^+ = 1$  et dans la direction transverse  $\Delta z^+ = 20$ . Il convient donc de calculer l'unité de paroi définie par :

$$u.p. = y|_{y^+=1} = \nu_p / u_\tau = \frac{\nu_p}{U_\infty \sqrt{Cf/2}} \quad (2.1)$$

En faisant varier le nombre de Reynolds, les coefficients de frottement des couches limites de la plaque plane et du profil sont estimés grâce à la théorie de la couche limite turbulente canonique. On calcule alors le nombre de points nécessaires pour remplir chaque arête constituant la discrétisation du domaine de calcul, en admettant un élargissement des mailles dans la direction transverse jusqu'à  $\Delta z^+ = 30$  au maximum dans les parties les plus éloignées de la jonction. Une progression géométrique de raison 1,05 de la taille de maille normalement à la paroi est aussi prise en compte.

Ainsi, à l'issue de l'étape ②, la valeur de  $Re_c$  conduisant à un maillage de  $60 \times 10^6$  points est définie pour le cas test.

### Étape ③

La troisième phase du cycle de conception principal vise à constituer une base de données contenant les résultats de simulations numériques RANS 3D des cas de jonction correspondant aux valeurs de  $\delta/T$  et  $Re_c$  sélectionnés dans les étapes ① et ② à différentes incidences. La procédure de sélection du cas ④ s'appuie sur cette base de données, qui est construite en trois temps :

1. Tout d'abord, il convient de définir la plage d'incidence sur laquelle le cas test peut être envisagé. Comme indiqué en 2.1.1, il s'agit en particulier de déterminer l'incidence de décrochage  $\alpha_{\text{décrochage}}$  du profil isolé (c'est à dire sans la paroi formant la jonction) qui fixe une borne supérieure au domaine recherché. Cette valeur ne dépend pas de l'épaisseur de couche limite considérée.

Pour cela, la polaire  $C_L(\alpha)$  du profil au  $Re_c$  déterminé lors de l'étape précédente est calculée à l'aide du logiciel 2D *Javafoil*<sup>2</sup>. Ce logiciel, qui repose sur une approche de couplage couche limite/écoulement potentiel, est supposé suffisamment fiable dans un contexte de conception pour un profil isolé simple du type du NACA0012 pour des nombres de Reynolds relativement faibles.

Le tracé de la polaire du profil isolé permet par conséquent de déterminer une bonne approximation de  $\alpha_{\text{décrochage}}$ . Le domaine retenu pour les valeurs d'incidence à tester doit ensuite tenir compte de cela en prenant une marge significative.

2. Aux relativement faibles  $Re_c$  envisagés, un bulbe de décollement laminaire est susceptible d'apparaître. Celui-ci étant difficilement reproductible en calcul et ayant raisonnablement peu d'influence sur l'écoulement de jonction avant le décrochage, il a été choisi de déclencher la transition lors des essais en amont de l'apparition du bulbe afin de réduire son extension au maximum, voire de le supprimer totalement si possible. La taille du bulbe dépendant notamment du gradient de pression au bord d'attaque, le placement de la transition doit *A priori* être réalisé pour chacune des incidences déterminées précédemment, toujours sur profil isolé.

Pour cela, le code 2D ISES [48] reposant sur un couplage visqueux/non visqueux a été employé. En effet, cet outil est connu, par expérience, pour être capable de prédire avec une précision satisfaisante ce type de phénomène qui est caractérisé par un plateau sur la distribution de pression autour du profil isolé au niveau du bord d'attaque à l'extrados.

Le déclenchement de la transition sur le profil est alors placé au plus proche de l'abscisse du début du plateau de pression identifiant le bulbe, en prenant en compte les contraintes pratiques de mise en place d'une bande de transition constituée de grains de carborundum sur une maquette. En effet, il est difficile de coller les grains dans la zone du maximum de courbure du bord d'attaque du profil, ce qui limite le placement de la transition à environ 5%  $c$  dans notre cas.

3. Enfin, les simulations RANS 3D des cas possibles sont effectuées avec le logiciel **elsA**, en prenant en compte l'interaction profil/plaque plane. Les résultats des calculs permettent premièrement de vérifier que les valeurs obtenues sur le profil isolé sont valables en 3D (il s'agit notamment de vérifier que le profil n'est pas décroché). D'autre part les simulations RANS 3D permettent de visualiser l'écoulement obtenu et fournir la base de données de cas de jonctions appartenant au domaine de conditions que l'on souhaite explorer.

A l'issue de l'étape ③, deux voies sont possibles. Si nécessaire, la boucle principale de conception est répétée avec une nouvelle valeur de  $\delta/T$  afin de parcourir l'ensemble du domaine des valeurs de  $\delta/T$  envisageables défini en 2.1.1. Une fois ceci réalisé, on sort de la boucle de conception afin de procéder à la sélection du cas test.

<sup>2</sup><http://www.mh-aerotoools.de/airfoils/javafoil.htm>

### Étape ④

Une fois le domaine de valeurs d'épaisseurs de couche limite possibles parcouru, la sélection du cas d'étude principal peut être effectuée. La condition d'appartenance du cas au domaine de conditions aérodynamiques favorables à l'apparition des décollements de coin étant respectée par construction du cycle de conception, la sélection du cas test se réduit à la sélection d'un cas présentant un décollement de coin modéré mais observable comme indiqué dans le cahier des charges défini dans l'introduction du présent chapitre.

Pour cela, il est nécessaire d'évaluer la taille et l'intensité du décollement de coin selon les conditions testées. Ceci amène à identifier des critères objectifs pour la caractérisation du décollement de coin, ce qui sera traité dans le paragraphe 2.1.3 ci-après.

### Étape ⑤

La dernière étape du cycle de définition du cas test consiste à réduire l'extension du domaine de calcul pour les simulations afin d'en réduire le coût. Il s'agit donc d'une part de déterminer la position des frontières du domaine de calcul tout en respectant la conservation de la circulation autour du profil en incidence, c'est à dire en s'assurant que la proximité des frontières du domaine de calcul ne crée pas un effet de confinement. D'autre part, il convient de s'assurer que le repositionnement des frontières du domaine de calcul n'a pas d'influence sur la topologie globale de l'écoulement.

Il est important de remarquer que le cycle de conception se base sur des résultats numériques issus des codes de couplage visqueux/non visqueux ISES [48] et *Javafoil* et des simulations RANS obtenues avec le logiciel **elsA**. Or la bibliographie a montré que les simulations numériques sont peu fiables dans le cas des écoulements de jonction. Néanmoins, ces outils sont les seuls disponibles dans un contexte de conception, et on suppose leur validité pour la prévision des sensibilités d'un cas à un autre. L'analyse des résultats expérimentaux et des simulations LES permettra d'évaluer *a posteriori* la pertinence des calculs RANS dans le cadre des écoulements de jonction.

### 2.1.3 Caractérisation du décollement de coin

Afin de discriminer les cas étudiés lors de l'étape ④ de la boucle de conception (voir figure 2.4), il est nécessaire de quantifier l'importance – à la fois en taille et en intensité – du décollement de coin. Pour cela, plusieurs critères peuvent être envisagés.

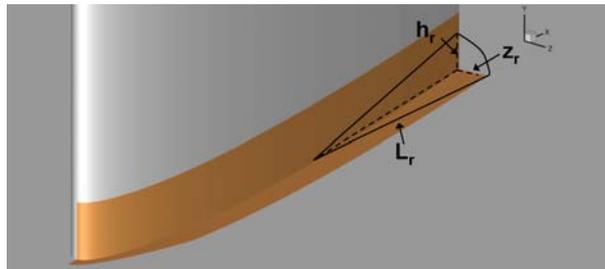


Fig. 2.5 – Caractérisation du décollement de coin

La figure 2.5 introduit les dimensions caractéristiques  $L_r$ ,  $h_r$  et  $z_r$  de la bulle de recirculation, c'est à dire de la zone de la jonction où la vitesse axiale est négative et qui est choisie pour caractériser le décollement de coin.

### Senseur 1 : $Vol_{CS}$

Afin de quantifier le blocage aérodynamique créé par le décollement, on peut comparer le volume de la bulle de recirculation au volume du coin, défini comme le volume occupé par la zone de recouvrement des couches limites du profil et de la plaque plane à l'extrados de la jonction (ce volume s'appuie sur les surfaces oranges de la figure 2.5). Ainsi, le volume adimensionné occupé par le décollement de coin  $Vol_{CS}$  sera calculé selon l'équation (2.2) :

$$Vol_{CS} = \frac{Vol_{u<0}}{\delta_{NACA0012} \times \delta_{\text{plaque plane}} \times c} \simeq \frac{\frac{1}{2} (L_r \times z_r \times h_r)}{\delta_{NACA0012} \times \delta_{\text{plaque plane}} \times c} \quad (2.2)$$

### Senseur 2 : $S_{CS}$

Parallèlement à la caractérisation de l'espace occupé par le décollement au sein de la jonction, il peut être intéressant de mesurer la surface occupée par l'écoulement de retour par rapport à la surface de la jonction, c'est à dire la portion de surface de la jonction sur laquelle les couches limites sont décollées. Par conséquent on définit la surface du décollement de coin par  $S_{CS} = S_{Cf_x \leq 0}$ . Cette surface est adimensionnée par la surface occupée par le recouvrement des couches limites du profil et de la plaque plane (représentée en orange sur la figure 2.5). On aboutit ainsi à :

$$S_{CS} = \frac{S_{Cf_x \leq 0}}{\delta_{NACA0012} \times c + \delta_{\text{plaque plane}} \times c} \quad (2.3)$$

### Senseur 3 : $I_{CS}$

Les grandeurs  $L_r$ ,  $h_r$ ,  $z_r$ ,  $Vol_{CS}$  et  $S_{CS}$  traduisent la forme et le blocage généré par le décollement de coin. Dans le but de caractériser l'intensité du décollement, on peut évaluer la valeur maximale de l'écoulement de retour au sein du bulbe de décollement. Cette valeur, comparée à la valeur de la vitesse à l'infini amont, constitue l'indicateur  $I_{CS}$  :

$$I_{CS} = \frac{\max(u, u \leq 0)_{\text{bulbe}}}{U_\infty} \quad (2.4)$$

La pertinence et la représentativité des ces senseurs pour l'évaluation de l'importance d'un décollement de coin sera discutée lors de l'analyse des résultats des simulations RANS et la sélection du cas test dans la partie 2.2.3.

## 2.2 Conception du cas test principal

L'objectif de la méthode présentée dans la partie précédente est de concevoir un cas de jonction simplifiée dans des conditions permettant de tester la validité des critères d'existence supposés du décollement de coin introduits en 1.7 grâce à des essais en soufflerie et des simulations RANS et LES.

Compte tenu du coût et des délais impliqués par de telles études, il n'est pas envisageable de tester en détails – essais, calcul LES, étude RANS complète avec effet du maillage et du modèle de turbulence – un nombre important de configurations. Il s'agit donc de mettre en place un cas d'étude principal, sur lequel l'ensemble des outils sera utilisé afin de constituer une base de données détaillée et de procéder à son analyse avant d'en étudier les sensibilités.

La présente partie retrace la conception du cas d'étude principal. Pour cela, les étapes ① à ⑤ du cycle de conception présenté sur la figure 2.4 ont été mises en application et sont explicitées dans les paragraphes suivants.

### 2.2.1 Étape ① : Valeurs de $\delta/T$ considérées

Le domaine de sélection des valeurs de  $\delta/T$  déterminé en 2.1.1 est relativement limité. Afin d'avoir une vision représentative du domaine  $[0, 1; 1]$  tout en conservant une marge par rapport

aux bornes supérieure et inférieure qui représentent des cas limites, seules les valeurs  $\delta/T = 0,3$  et  $\delta/T = 0,6$  ont été retenues. La boucle de conception représentée par les étapes ① à ③ sur la figure 2.4 a donc été effectuée deux fois afin de tester ces deux épaisseurs de couche limite. Par soucis de clarté et de concision, les résultats de ces deux boucles sont présentés conjointement dans la suite. L'évaluation d'autres valeurs de  $\delta/T$  conduirait à un nombre d'itérations de la boucle de conception – et donc un coût de calcul – trop important pour cette étude.

## 2.2.2 Étape ② : Estimation du coût de calcul en fonction de $Re_c$

La seconde étape du dimensionnement du cas test nécessite l'évaluation du coût de calcul en fonction du nombre de Reynolds. Pour cela, la méthode décrite en 2.1.2 est mise en application pour les valeurs de  $\delta/T$  retenues et pour  $Re_c \in [2 \cdot 10^5; 5 \cdot 10^5]$ . On ajoute à ce calcul une marge d'erreur de  $\pm 10\%$ . Cela conduit aux résultats présentés sur la figure 2.6 pour les épaisseurs de couche limite voulues.

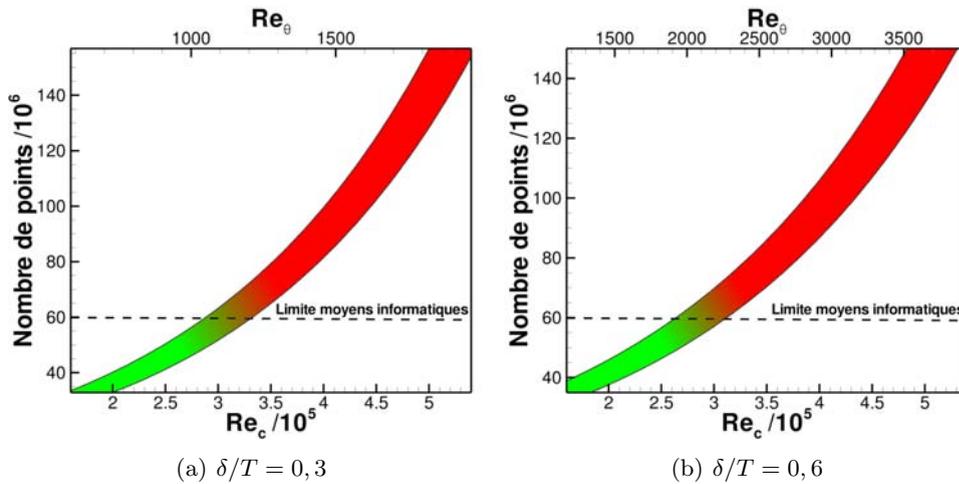


Fig. 2.6 – Coût de calcul estimé en fonction du  $Re_c$  pour les valeurs de  $\delta/T$  considérées

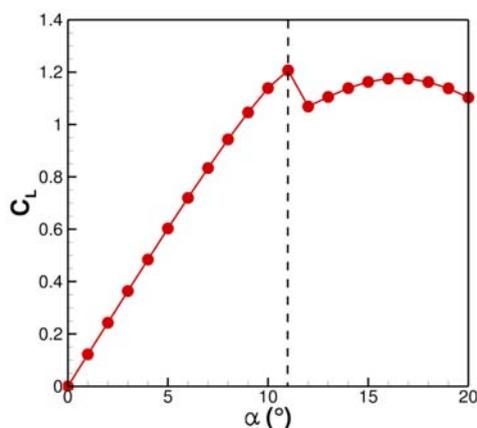
La figure 2.6 illustre la problématique du coût de calcul inhérente à la LES, et plus particulièrement à la simulation des écoulements de jonction en aérodynamique appliquée. En effet, le coût de calcul augmente exponentiellement et devient prohibitif au delà de  $Re_c \sim 3 \times 10^5$ . Rappelons que l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds pour un avion civil en vol de croisière est de quelques dizaines de millions : la simulation des grandes échelles de configurations appliquées est aujourd'hui encore prohibitive.

On remarque que la taille du domaine tampon introduit par la SEM, donc l'épaisseur de couche limite amont, n'a que peu d'influence sur la taille totale du domaine de calcul en fonction de  $Re_c$ . L'augmentation du nombre de points provoquée par l'extension de la zone d'adaptation de la SEM due à l'épaississement de la couche limite amont est contenue dans la marge d'erreur, et la valeur retenue pour le nombre de Reynolds est par conséquent  $Re_c = 3 \times 10^5$  quelle que soit l'épaisseur de couche limite amont. Ceci correspond à un nombre de Reynolds basé sur la quantité de mouvement de la couche limite amont de  $Re_\theta \simeq 1100$  pour le cas  $\delta/T = 0,3$  et  $Re_\theta \simeq 2100$  pour le cas  $\delta/T = 0,6$ .

## 2.2.3 Étape ③ : Création de la base de données

### Plage d'incidence disponible

La première phase de l'étape ③ a pour objectif de déterminer une plage d'incidence sur laquelle le profil n'est pas décroché. Pour cela, la polaire  $C_L(\alpha)$  du profil NACA0012 à  $Re_c = 3 \times 10^5$  calculée avec le logiciel *Javafoil* est tracée sur la figure 2.7.

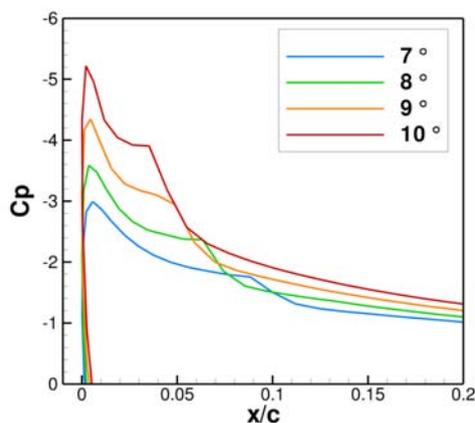


**Fig. 2.7** – Polaire du profil NACA0012 à  $Re_c = 3 \times 10^5$

Il apparaît sur la courbe 2.7 que le profil est décroché au delà de  $11^\circ$  d'incidence. Afin de prendre une marge par rapport à ce résultat, on limitera l'incidence à  $10^\circ$ . De plus, afin de produire une circulation non négligeable autour du profil, on choisit comme valeur minimale l'incidence  $7^\circ$ .

### Placement de la transition

Comme cela a été mentionné précédemment, un bulbe de décollement laminaire est susceptible d'apparaître dans la région du bord d'attaque du profil NACA0012 à  $Re_c = 3 \times 10^5$ . Le calcul avec le code ISES [48] de la répartition de pression autour du profil en transition naturelle donne une bonne approximation de la position et de la taille du bulbe.



**Fig. 2.8** – Coefficient de pression dans la zone du bord d'attaque

En effet, les courbes de la figure 2.8 montrent l'apparition d'un plateau de pression juste en aval du minimum de  $C_p$  caractéristique du bulbe de décollement laminaire. On note que la longueur du plateau, indicatrice de la longueur du bulbe, diminue avec l'incidence.

Au vu de la figure 2.8 et étant donné les problèmes pratiques liés à la mise en place d'une bande de transition au niveau du maximum de courbure du profil, il a été choisi de placer la transition à 5% de corde pour toutes les valeurs de l'incidence. Ceci permettra de réduire la taille du bulbe, qui pourrait néanmoins apparaître en amont de cette bande d'après la figure 2.8, ce qui fera par conséquent l'objet d'une attention particulière dans le chapitre 3.

Conformément aux pratiques usuelles des expérimentateurs, l'épaisseur de la bande de transition réalisée avec des grains de carborundum collés sur la maquette est déterminée au premier ordre par l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  de la couche limite laminaire que l'on souhaite déclencher. Dans notre cas, un calcul de couche limite canonique indique  $\delta_1 \simeq 150 \mu\text{m}$ .

Pour les calculs LES, la bande de transition expérimentale est simulée par une paroi adhérente d'épaisseur  $h = 150 \mu\text{m}$  disposée le long du profil. L'influence de cet appendice et son efficacité au niveau du mécanisme de transition seront aussi évalués dans le chapitre 3.

Comme décrit dans la partie 2.1.2, la dernière partie de la phase ③ de la boucle principale de conception consiste à réaliser des simulations RANS 3D des cas envisagés et à évaluer la taille et l'intensité du décollement de coin observé en vue de sélectionner le cas correspondant au cahier des charges. Les cas testés dans cette partie sont donc les cas  $\delta/T = 0,3$  et  $\delta/T = 0,6$  pour les valeurs de l'incidence  $7^\circ$ ,  $8^\circ$  et  $10^\circ$  (à la limite du décrochage).

### Paramètres des simulations RANS 3D

Les calculs RANS ont été effectués avec le logiciel **elsA**. Les paramètres numériques des simulations correspondent aux méthodes décrites dans l'annexe C :

- La discrétisation spatiale est assurée par le schéma d'ordre 2 de Jameson avec  $k^{(2)} = 0$  et  $k^{(4)} = 0,016$  ;
- L'intégration en temps est assurée par un schéma backward Euler implicite d'ordre 1 avec la méthode LU-SSOR ;
- Le modèle de turbulence choisi pour ces calculs de conception est le modèle Spalart Allmaras, des calculs préliminaires effectués avec le modèle  $k - \omega$  de Wilcox ayant conduit à des résultats similaires ;
- Les conditions aux limites imposées correspondent à une atmosphère infinie : on impose un état de référence tout autour de la jonction, à  $50c$  dans les directions  $x$  et  $z$ ,  $10c$  dans la direction  $y$  (voir la figure 2.1 page 34 pour la définition des axes) ;
- L'épaisseur de couche limite amont désirée est obtenue en définissant la longueur de la paroi adhérente en amont du profil ;
- Pour ces calculs de conception, la position de la transition laminaire/turbulent sur le profil n'est pas prescrite étant donné le peu d'influence des bulbes de décollement laminaire sur la dynamique globale de l'écoulement avant le décrochage ;
- Enfin, il est à noter que des difficultés numériques liées aux faibles nombres de Mach sont susceptibles d'apparaître, **elsA** étant un code compressible. Il a donc été nécessaire de réduire la pression atmosphérique pour les calculs de manière à pouvoir atteindre  $M = 0,15$  en conservant  $Re_c = 3 \times 10^5$  tout en restant dans le cadre des hypothèses de fluide incompressible.

### Qualité des simulations RANS 3D

Dans le but de ne pas biaiser la conception du cas test, il convient de s'assurer que les simulations RANS effectuées ne sont pas entachées d'erreurs de troncature et/ou de discrétisation spatiale. Pour cela, la convergence itérative et en maillage des simulations a été vérifiée.

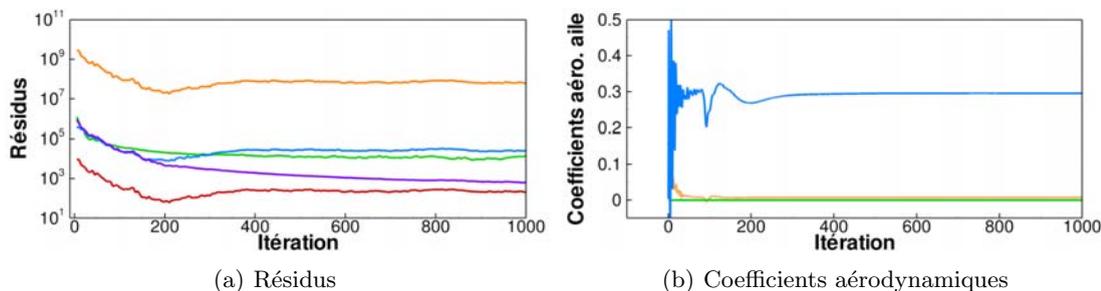
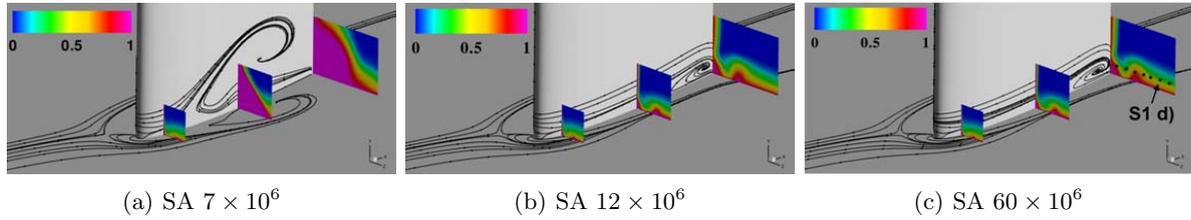


Fig. 2.9 – Exemple de convergence itérative

Ainsi, pour tous les calculs, la convergence itérative est considérée atteinte lorsque deux critères sont vérifiés. Les résidus doivent avoir diminué d'au moins trois ordres de grandeur

et la variation des coefficients aérodynamiques doit être inférieure à 1% sur les 400 dernières itérations, ce qui est illustré sur la figure 2.9.

La convergence en maillage des calculs RANS a été vérifiée à l'aide de trois maillages de densité croissante, contenant respectivement  $7 \times 10^6$ ,  $12 \times 10^6$  et  $60 \times 10^6$  points, uniquement sur le cas avec  $\delta/T = 0,6$  à  $7^\circ$ . Les résultats et analyses détaillés de cette étude sont fournis dans l'annexe A. La figure 2.10 fournit un aperçu des résultats obtenus. Il apparaît que le maillage de base à  $7 \times 10^6$  millions de points n'est pas suffisamment dense et conduit à une surestimation du décollement de coin. En revanche, la solution obtenue sur le maillage intermédiaire contenant  $12 \times 10^6$  nœuds est dans le domaine asymptotique de convergence en maillage. En effet, les résultats obtenus sur le maillage intermédiaire sont très proches de ceux sur le maillage fin, c'est donc le maillage à  $12 \times 10^6$  points qui est retenu pour les calculs de conception.

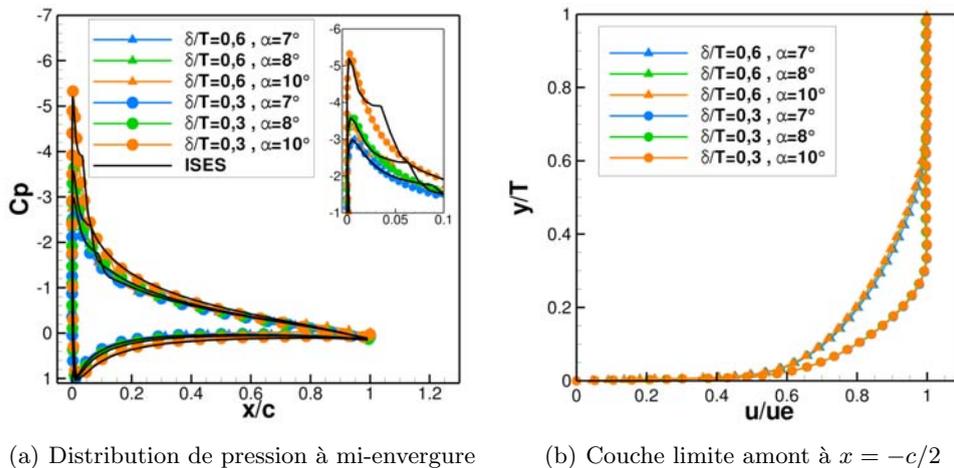


**Fig. 2.10** – Convergence en maillage des simulations RANS avec le modèle SA

## Résultats

Les courbes de la figure 2.11 présentent les répartitions de pression à mi-envergure et les profils de couche limite pour chacun des cas simulés afin de vérifier le bon comportement du profil et l'adéquation entre les simulations et la définition du cas test.

La figure 2.11(a) permet par conséquent de vérifier que le minimum de pression atteint à mi-envergure, caractéristique de l'incidence vue par le profil, est bien celui attendu grâce aux comparaisons *elsA* / ISES. On note également l'épaisseur de couche limite amont n'a pas d'influence sur l'écoulement à mi-envergure, loin de la zone de jonction. Ceci justifie l'approche profil isolé utilisée lors de l'étude précédente. La seule différence notable entre les calculs RANS 3D *elsA* et les profils issus de ISES tient dans l'absence de plateau de  $C_p$  dans la région du bord d'attaque du profil sur les courbes RANS : cela traduit le caractère pleinement turbulent de ces simulations et l'absence de bulbe.



**Fig. 2.11** – Conditions des calculs de conception

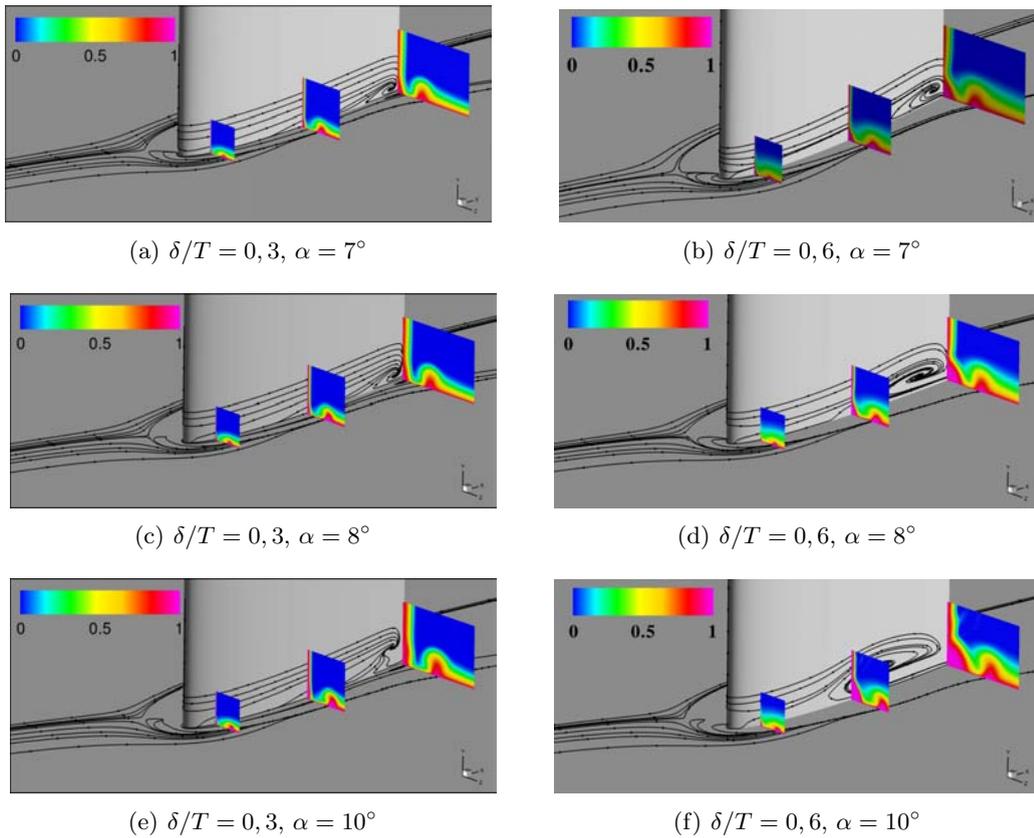
De plus, les profils de couche limite amont tracés sur la figure 2.11(b) correspondent bien aux valeurs attendues de  $\delta/T = 0,6$  et  $\delta/T = 0,3$  pour toutes les incidences testées. Pour chaque

valeur d'épaisseur de couche limite amont, il faut remarquer que les profils issus des simulations aux différentes incidences sont identiques. Ce résultat indique que malgré l'augmentation du gradient de pression au bord d'attaque de la jonction entre  $\alpha = 7^\circ$  et  $\alpha = 10^\circ$ , la station à  $x = -c/2$  reste peu perturbée, ce qui justifie par ailleurs cette position de référence.

Après avoir vérifié la cohérence des simulations réalisées avec la définition des configurations 2D à tester, la figure 2.12 illustre les résultats obtenus. Sur ces visualisations, on a tracé des contours de coefficient de pertes de pression totale  $C_{pi}$  défini par :

$$C_{pi} = \frac{P_{i\infty} - P_i}{1/2 \rho U_\infty^2} \quad (2.5)$$

Les écoulements simulés présentent tous la même topologie. Ils comportent à la fois un tourbillon en fer à cheval et un décollement de coin, dont l'intensité varie selon les cas étudiés. En effet, la taille du décollement de coin semble croître avec l'incidence, quelle que soit l'épaisseur de couche limite considérée. Ceci est en accord avec les conclusions de l'étude bibliographique faite dans la partie 1.7.



**Fig. 2.12** – Visualisations des résultats des calculs 3D de conception par contours de pertes de pression totale

D'autre part, la taille du décollement de coin semble croître avec l'épaisseur de couche limite amont d'après les calculs RANS de conception illustrés sur la figure 2.12. Ce résultat est contraire aux observations de Barber [13] selon lesquelles le décollement de coin prédomine au sein de la jonction lorsque la couche limite est fine. Cette relation entre l'épaisseur de couche limite amont et la taille du décollement sera étudiée plus précisément dans le chapitre 4 sur la base des données expérimentales obtenues. Par ailleurs, la figure 2.12 indique des écoulements sensiblement différents de ceux observés par Barber [13] : un décollement de coin non négligeable et un tourbillon en fer à cheval intense semblent coexister au sein des simulations, sans qu'aucun phénomène ne prédomine massivement alors que les cas distingués par Barber ne font pas état de la possibilité d'une telle cohabitation. Les simulations présentées sur la figure 2.12

illustrent, dès l'étape de conception, le manque de connaissances attachées aux écoulements de jonction : ces simulations ne sont pas conformes aux observations relevées dans la littérature, qui sont elles-mêmes trop peu nombreuses pour pouvoir conclure quant à la pertinence des champs présentés sur la figure 2.12.

Les senseurs permettant l'évaluation de la taille et de l'intensité du décollement de coin définis en 2.1.3 ont été calculés pour chacun des cas simulés et sont présentés sur la figure 2.13. Ce diagramme confirme les observations faites à partir des visualisations, le décollement de coin est plus important pour les cas  $\delta/T = 0,6$  et son importance augmente avec l'incidence quelque soit le critère considéré.

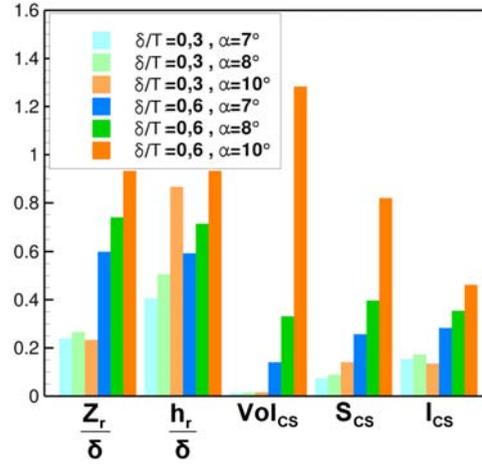


Fig. 2.13 – Évaluation du décollement de coin

Par ailleurs, la figure 2.13 illustre la difficulté que pose l'évaluation du décollement de coin. En effet, suivant l'indicateur choisi, le décollement peut apparaître plus ou moins important au sein de la jonction. Par exemple, les valeurs de  $I_{CS}$  pour le cas  $\delta/T = 0,3$  sont de l'ordre de 20% et pourraient laisser penser qu'un décollement de coin important se produit au sein de la jonction. Au contraire, les valeurs de  $Vol_{CS}$  pour ce même cas sont négligeables, ce qui semble plus en accord avec les visualisations obtenues pour ces cas sur la figure 2.12.

Malgré l'ambiguïté sur le choix de l'indicateur pertinent pour évaluer le décollement de coin, l'augmentation du décollement de coin en fonction de l'incidence et de l'épaisseur de couche limite amont est perçue par tous les estimateurs. Toutefois, cette évolution peut être ressentie différemment suivant l'indicateur considéré :  $Vol_{CS}$  augmente de 18% à 130% entre  $7^\circ$  et  $10^\circ$  pour le cas  $\delta/T = 0,6$  alors que les valeurs de  $I_{CS}$  varient de 38% à 50%. En revanche, les autres senseurs géométriques retranscrivent l'évolution du décollement de coin dans des proportions comparables à celles de  $Vol_{CS}$ . Par conséquent, l'indicateur  $I_{CS}$  semble moins sensible à la quantification du décollement de coin que les indicateurs géométriques.

## 2.2.4 Étape ④ : Sélection du cas principal d'étude

Au vu des résultats présentés sur les figures 2.12 et 2.13, c'est le cas  $\delta/T = 0,6, \alpha = 7^\circ$  qui apparaît comme étant le plus proche du cahier des charges décrit en introduction de la partie 2.2. Les cas à  $\alpha = 8^\circ$  et  $\alpha = 10^\circ$  ne sont pas retenus comme cas d'étude principal car considérés trop proches du décrochage et présentant un décollement de coin trop important mais pourront être envisagés pour étudier ses sensibilités.

Le cas principal d'étude, que l'on nommera dans la suite cas **BASE** est donc une jonction simplifiée composée d'un profil NACA0012 à  $7^\circ$  d'incidence et d'une couche limite amont d'épaisseur  $\delta/T = 0,6$  à  $Re_c = 3 \times 10^5$ .

### 2.2.5 Étape ⑤ : Réduction du domaine de calcul

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, le cas test retenu présente une incidence de  $7^\circ$ . Afin de conserver la circulation non nulle autour du profil qui découle de cette incidence, les frontières du domaine de calcul doivent être placées en conséquence et en cohérence avec la position des parois de la veine d'essais afin de pouvoir comparer légitimement les essais et les calculs. La figure 2.14 illustre le volume du domaine de calcul qui est un pavé au centre duquel on place la jonction. La frontière amont du domaine de calcul est située à  $x_{amont}$  du bord d'attaque du profil, la frontière aval à  $x_{aval}$  du bord de fuite du profil, les frontières latérales à  $z_{max}$  de part et d'autre du profil et la frontière supérieure est placée à  $y_{sup}$  de la plaque plane.

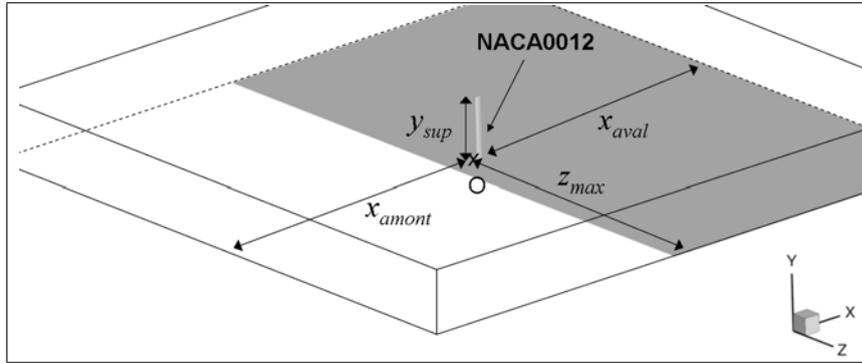


Fig. 2.14 – Domaine de calcul et position des frontières

Il convient de s'assurer dans un premier temps que les parois de la veine d'essais ne créent pas elles-mêmes un effet de confinement, auquel cas le domaine de calcul serait imposé par les dimensions de la veine pour les simulations RANS et LES. D'autre part, il apparaît nécessaire de réduire au maximum l'étendue du domaine de calcul pour la LES afin d'en rendre le coût accessible tout en ne dégradant pas la topologie de l'écoulement.

Pour cela, des études numériques ont été mises en œuvre et sont présentées dans cette partie. Dans un premier temps, l'effet de confinement généré par la proximité de l'ensemble des parois de la veine d'essais est évalué, puis le placement des frontières latérales, aval, amont et supérieure est optimisé de manière découplée dans chacun des paragraphes suivants. Enfin les positions déterminées sont combinées afin de valider la réduction du domaine de calcul en conclusion de cette partie.

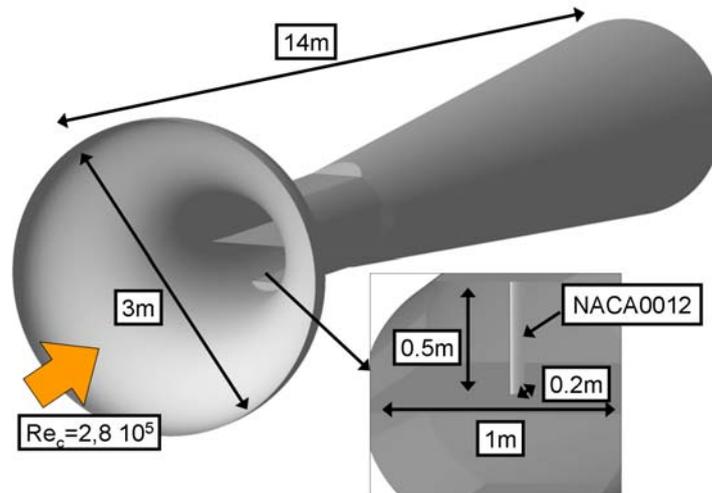
Les paramètres des simulations présentées dans cette partie sont identiques à ceux exposés en 2.2.3. Cependant, le placement des frontières latérales, amont et aval a été effectué au moyen de simulations 2D en profil isolé avec **elsA** dans un premier temps afin d'analyser uniquement l'effet de confinement sur la circulation.

#### Influence des parois de la veine d'essais

Les parois de la veine d'essais sont situées à  $x_{amont,S2L} = 5c$ ,  $z_{max,S2L} = 2,5c$ ,  $x_{aval,S2L} = 10c$ , et  $y_{sup,S2L} = 2,5c$  (voir la description de la soufflerie dans l'annexe B). La première étape de réduction du domaine de calcul consiste donc à s'assurer que ces positions n'influencent pas sur le résultat des simulations. Dans le cas contraire, le domaine de calcul sera imposé par la configuration expérimentale.

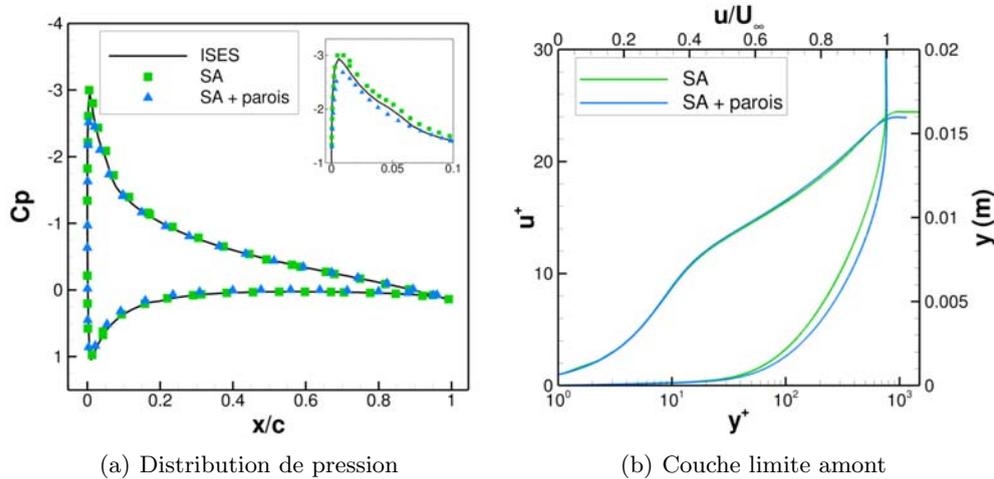
Par conséquent, une simulation RANS a été effectuée en incluant la veine d'essais dans le domaine de calcul et en traitant les parois de la veine avec des conditions d'adhérence (voir figure 2.15). Cette simulation est comparée sur les figures 2.16, 2.17 et 2.18 au calcul effectué avec un domaine de calcul type "atmosphère infinie" où  $x_{amont} = 50c$ ,  $z_{max} = 50c$ ,  $x_{aval} = 50c$ , et  $y_{sup} = 10c$  avec condition de non réflexion sur chaque frontière.

Les conditions aérodynamiques des deux calculs avec et sans prise en compte des parois, ainsi que le profil issu du code 2D ISES [48] sont comparées sur la figure 2.16. Il apparaît que la circulation autour du profil dans les simulations est légèrement impactée par la présence des



**Fig. 2.15** – Visualisation du domaine de calcul avec prise en compte de la veine d'essais

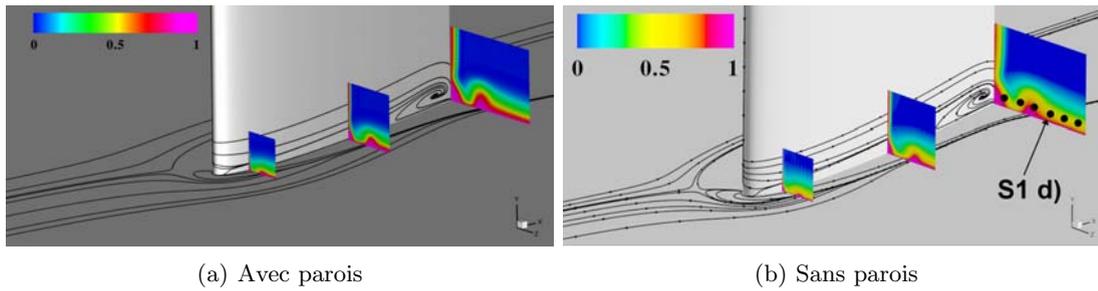
parois puisque le  $C_p$  minimum est diminué de 7% dans la simulation avec les parois. De plus, les valeurs obtenues sont en bon accord avec le profil de référence simulé avec ISES. D'autre part, la couche limite amont n'est pas significativement impactée par la présence des parois, les profils issus des deux simulations sont très similaires, hormis une légère différence d'épaisseur qui se traduit par un coefficient de frottement légèrement plus élevé dans le cas avec parois. En d'autres termes, l'écoulement est sain dans la veine d'essais et seule une correction sur l'incidence suffirait à faire correspondre les conditions d'essais et les simulations. Étant donné la faiblesse de la correction à apporter, cette procédure n'a pas été effectuée dans le cadre de la thèse.



**Fig. 2.16** – Réduction du domaine de calcul, prise en compte des parois de la veine d'essais, conditions aérodynamiques

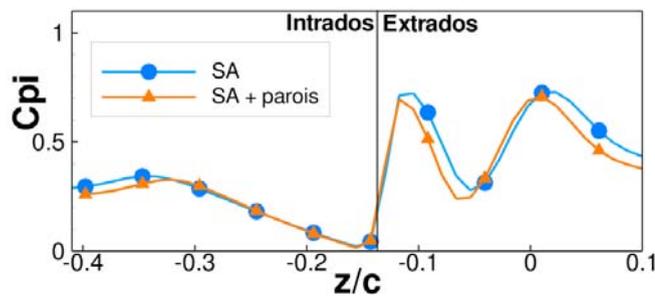
Les visualisations des résultats des simulations présentées sur la figure 2.17 confirment de manière qualitative que la prise en compte des effets 3D liés à la présence des parois n'est pas indispensable. En effet, les résultats de la simulation prenant en compte les parois de la veine d'essais sont similaires à ceux obtenus dans le cas "atmosphère infinie". Notamment, le décollement de coin est capturé à la même position et avec la même intensité par les simulations avec et sans parois.

Afin de quantifier l'écart entre les deux simulations, les niveaux de pertes de pression totale le long de la ligne horizontale  $S1 d)$  définie sur la figure 2.17(b) sont tracés sur la figure 2.18. Ceux-ci montrent que la prise en compte des parois de la veine semble augmenter la taille du décollement de coin. Cependant, on retrouve sur les courbes 2.18 la différence d'épaisseur de



**Fig. 2.17** – Visualisations de l'écoulement par contours de  $C_{pi}$ , effet des parois de la veine d'essais

couche limite loin de la jonction : le niveau de pertes de pression totale atteint aux valeurs extrêmes de  $z/c$  est inférieur dans le cas avec parois, ce qui traduit une nouvelle fois une couche limite plus fine. Par conséquent, on pourrait attribuer les différences entre les deux courbes de la figure 2.18 par l'effet de l'épaisseur de couche limite amont plutôt qu'à la présence des parois de la veine d'essais. Dans tous les cas, cet écart reste acceptable et l'on peut raisonnablement considérer que la prise en compte des parois de la veine d'essais dans les simulations RANS n'a que peu d'effet sur la topologie de l'écoulement de jonction.



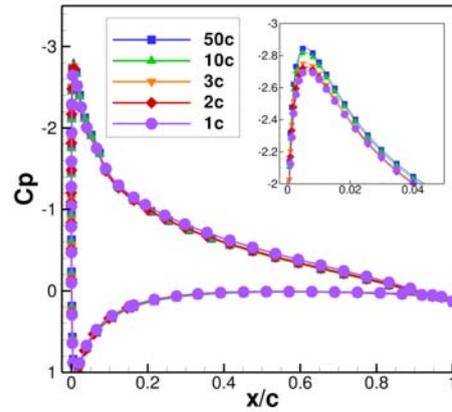
**Fig. 2.18** – Profils de  $C_{pi}$  au bord de fuite - influence des parois

Ces résultats mènent à la conclusion que l'effet de confinement dû aux parois de la veine d'essais est réduit et peut être pris en compte majoritairement par une correction d'incidence. Cette faible influence ne justifie pas, dans le cadre de notre étude, les difficultés de mise en œuvre qui sont liées à la prise en compte des parois de la veine d'essais pour les simulations (régulation du débit dans la veine pour obtenir les valeurs souhaitées de  $M$ ,  $\delta$ , etc.). Dans la suite, on réalisera donc les simulations RANS avec un domaine étendu type "atmosphère infinie" plus facile à mettre en œuvre et dont le surcoût dans le cadre de l'approche RANS n'est pas rédhibitoire. En revanche, il reste nécessaire d'optimiser l'étendue du domaine de calcul pour la LES afin d'en réduire le coût. Pour cela, l'idée est d'étudier chaque frontière indépendamment en prenant comme seul critère la conservation de la circulation par rapport à un calcul type "atmosphère infinie" (ce qui permet d'effectuer des simulations 2D, rapides et peu coûteuses) avant de vérifier les valeurs obtenues au moyen de simulations 3D.

### Position des conditions aux limites latérales

La figure 2.19 présente les résultats de l'étude de position des frontières latérales du domaine de calcul. Les positions testées sont  $z_{max} = 50c$ ,  $10c$ ,  $3c$ ,  $2c$ , et  $1c$  de part et d'autre du profil tout en conservant les frontières amont et aval à  $x_{amont} = x_{aval} = 50c$ . Toutes les conditions aux limites sont alors traitées en non réflexion.

L'influence de l'étendue latérale du domaine de calcul est visible sur les valeurs minimales de  $C_p$  : en prenant comme référence la valeur de  $C_p$  pour la configuration à  $z_{max} = 50c$ , on observe que l'on peut rapprocher les frontières jusqu'à  $z_{max} = 1c$  en perdant seulement 4% sur la valeur minimale du  $C_p$  et en conservant sensiblement la même distribution de pression tout

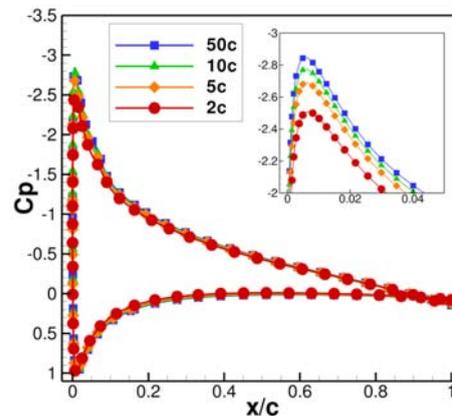


**Fig. 2.19** – Réduction du domaine de calcul : position des frontières latérales

autour du profil. Dans le cadre de la présente étude, cette erreur est jugée acceptable au vu de la réduction du coût CPU pour la LES que cette modification engendre. C'est donc la valeur  $z_{max} = 1c$  qui sera retenue.

### Position de la condition aux limites de sortie

Afin d'étudier l'influence de la position de la condition aux limites de sortie, les frontières latérales et amont sont positionnées à  $z_{max} = 50c$ , et la condition de sortie est successivement placée à  $x_{aval} = 2c, 5c, 10c$  et  $50c$  en aval du profil. Les conditions aux limites sont toujours traitées en non réflexion. Les résultats sont présentés sur la figure 2.20.



**Fig. 2.20** – Réduction du domaine de calcul : position de la frontière aval

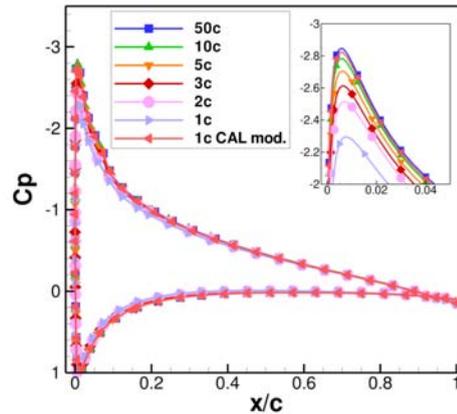
La figure 2.20 montre que la position de la frontière aval a une influence plus importante que celle des frontières latérales. En effet, il apparaît que si la condition aux limites de sortie est imposée plus proche que  $x_{aval} = 5c$ , la circulation autour du profil est fortement perturbée, le  $C_p$  minimal perdant plus de 10% de sa valeur de référence obtenue avec  $x_{aval} = 50c$ . La valeur de  $x_{aval} = 5c$  en aval est donc retenue.

### Position de la condition aux limites d'entrée

Lors de l'étude préliminaire concernant le domaine de conception des cas tests pour l'épaisseur de couche limite amont en 2.1.1, il a été montré que la frontière amont ne peut être placée à moins de  $x_{amont} = 1c$  sous peine de ressentir trop fortement l'impact du gradient de pression remontant du profil (voir figure 2.3). Afin de réduire au maximum le coût de calcul, il a donc été choisi de placer la frontière amont à cette position.

En ce qui concerne la conservation de la circulation, par symétrie avec la condition aval, la frontière d'entrée ne pourrait pas être avancée à une distance inférieure à  $x_{amont} = 5c$  en amont du profil en imposant un état de référence. Cette distance est trop importante pour le calcul LES. Dans le but de respecter la condition de conservation de la circulation, l'idée a été de prescrire sur la frontière d'entrée la distribution de vitesse et de pression à  $x_{amont} = 1c$  en amont du profil issue d'un calcul préliminaire en atmosphère infinie, respectant donc la condition de circulation.

Afin de valider cette méthode, des simulations 2D en profil isolé ont été réalisées en positionnant la frontière amont à  $x_{amont} = 50c, 10c, 3c, 2c,$  et  $1c$  en imposant un état de référence, puis à  $x_{amont} = 1c$  en imposant cette fois la distribution de pression issue d'un calcul préliminaire (courbe *CAL mod.*). Les autres frontières sont placées à  $z_{max} = x_{aval} = 50c$  dans tous les cas et traitées en non réflexion.



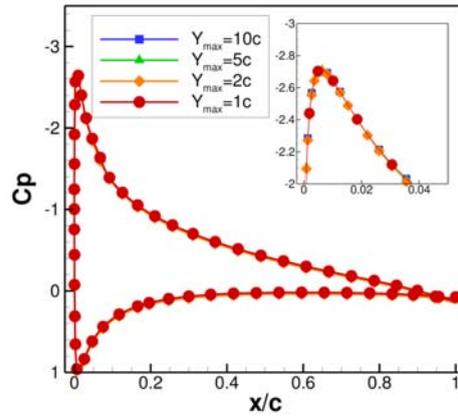
**Fig. 2.21** – Réduction du domaine de calcul : position de la frontière amont. *Courbe CAL mod.* : prescription d'un champ respectant la condition de circulation en entrée

Les résultats de cette étude, tracés sur la figure 2.21, confirment l'analyse faite ci-dessus : l'avancée de la condition aux limites d'entrée avec état de référence est possible jusqu'à  $x_{amont} = 5c$  environ. Au delà, le  $Cp$  minimum est impacté de manière trop importante. En revanche, la prescription sur la face d'entrée d'un champ de pression issu d'un calcul en atmosphère infinie (courbe signalée *1c CAL mod.* sur la figure 2.21) permet de récupérer une distribution de pression autour du profil satisfaisante malgré la proximité de la face d'entrée. C'est donc la procédure qui sera effectuée dans la suite. On notera qu'une telle procédure aurait pu être appliquée pour les autres conditions aux limites. Cela n'a cependant pas été réalisé pour ne pas trop contraindre le calcul.

### Placement de la condition aux limites supérieure

Contrairement aux précédentes conditions aux limites étudiées en profil isolé 2D, l'effet du placement de la condition aux limites supérieure, imposée en glissement, ne peut être étudié qu'à l'aide de simulations 3D. Ce type de condition aux limites a été choisi car cela permet d'éviter l'apparition de tourbillon de bout d'aile si l'on traitait une aile finie, ou de second décollement de coin si l'on traitait la frontière supérieure en paroi adhérente. On se place donc dans un cas "aile semi infinie" plus simple à simuler.

Par conséquent, des simulations ont été effectuées avec un domaine de calcul étendu à  $x_{amont} = x_{aval} = z_{max} = 50c$  avec traitement des conditions aux limites en non réflexion, la frontière supérieure étant placée successivement à  $y_{sup} = 10c, 5c, 2c,$  et  $1c$  et traitée en glissement. Les résultats sont tracés sur la figure 2.22, qui montre que l'approche de la limite supérieure du domaine de calcul ne produit pas un effet de confinement significatif sur la circulation autour du profil. En conséquence, la valeur  $y_{sup} = 1c$  est retenue.

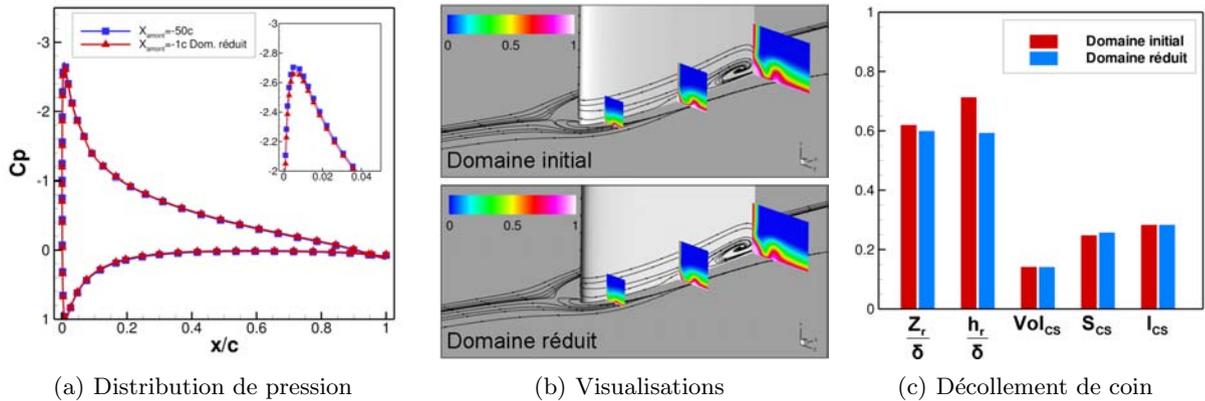


**Fig. 2.22** – Réduction du domaine de calcul : position de la frontière supérieure

### Validation de la réduction du domaine de calcul

Dans les paragraphes précédents, le placement des frontières du domaine de calcul a été étudié séparément pour chaque frontière, et, selon les cas, en profil isolé ou non. Il convient donc de vérifier que les conclusions obtenues de manière indépendante sont compatibles entre elles du point de vue de la condition de circulation d'une part, et de la topologie de l'écoulement de coin d'autre part. En effet, la conservation de la circulation à mi-envergure n'assure pas que la simulation de l'écoulement de coin n'est pas impactée par la réduction du domaine de calcul et il est nécessaire de le vérifier.

Pour cela, la simulation 3D effectuée avec un domaine de calcul réduit à  $x_{amont} = 1c$  (avec imposition en condition aux limites de la distribution de pression issue d'un calcul atmosphère infinie préliminaire),  $z_{max} = 1c$  (traitée en non réflexion),  $x_{aval} = 5c$  (traitée en non réflexion), et  $y_{sup} = 1c$  (traitée en glissement) est comparée à la simulation en atmosphère infinie sur la figure 2.23.



**Fig. 2.23** – Réduction du domaine de calcul

La figure 2.23(a) montre que la circulation est bien reproduite dans le cas de la simulation avec domaine de calcul réduit. Notamment, la valeur minimale du  $C_p$  obtenue avec le domaine réduit est identique à moins de 1% près à la valeur obtenue en atmosphère infinie.

De même, les visualisations de l'écoulement au sein de la jonction sur la figure 2.23(b) ne présentent pas de différences notables, la position et l'intensité du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque ainsi que celles de la branche extrados du tourbillon en fer à cheval sont similaires. Le décollement de coin semble aussi présenter les mêmes caractéristiques d'un calcul à l'autre.

Afin de quantifier l'influence de la réduction du domaine de calcul sur la simulation du décollement de coin, les différents indicateurs introduits dans la partie 2.1.3 sont représentés sur

la figure 2.23(c). Ces derniers confirment l'observation faite à partir des visualisations. Il apparaît donc que la réduction du domaine de calcul n'a pas d'influence significative sur la simulation du décollement de coin.

Les positions minimales des frontières exprimées dans les paragraphes précédents sont par conséquent validées. Le domaine de calcul LES est donc défini par :  $x_{amont} = 1c$ ,  $z_{max} = 1c$ ,  $x_{aval} = 5c$ , et  $y_{sup} = 1c$ . Les conditions aux limites latérales et aval sont traitées en non réflexion, la frontière supérieure est traitée en glissement et la frontière amont nécessite l'imposition de la distribution de pression extraite d'un calcul préliminaire.

## 2.2.6 Synthèse : définition du cas principal d'étude

Toutes les étapes du cycle présenté sur la figure 2.4 ont été appliquées dans les parties précédentes, le cycle principal ① à ③ ayant été effectué pour deux épaisseurs de couche limite différentes. Le cas principal d'étude, nommé cas BASE, a ainsi été déterminé, son analyse fera l'objet du chapitre 3. Les paramètres aérodynamiques et géométriques de ce cas sont indiqués sur le schéma 2.24.

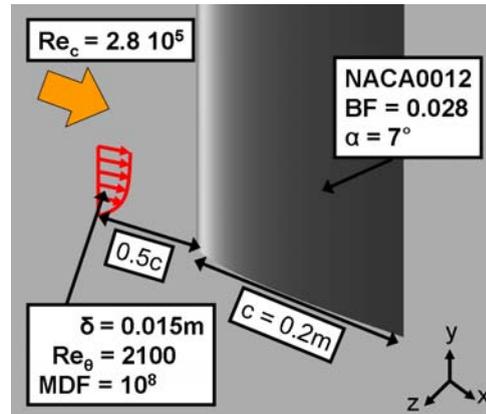


Fig. 2.24 – Cas test principal BASE

Néanmoins, plusieurs ajustements ont dû être effectués à l'issue du cycle de conception afin d'adapter au mieux les paramètres aux contraintes numériques et expérimentales :

- A pression atmosphérique, la valeur du nombre de Reynolds  $Re_c = 3 \times 10^5$  retenue correspond à  $M = 0,06$ . Ce faible nombre de Mach est susceptible de provoquer des difficultés numériques inhérentes aux codes compressibles comme ceux utilisés à l'Onera. Afin de s'en affranchir, le nombre de mach pour les calculs a été fixé à  $M = 0,15$  tout en diminuant la pression totale afin de conserver  $Re_c = 3 \times 10^5$ .
- La réalisation du maillage LES a révélé que le placement à  $z_{max} = 1c$  des frontières latérales conduit à un coût de calcul supérieur à la limite fixée. Ceci est dû aux approximations effectuées lors de l'estimation du coût CPU en fonction du  $Re_c$  lors de l'étape ②. Il a donc été choisi de limiter le domaine LES à  $z_{max,LES} = 0,75c$  de part et d'autre du profil et de prolonger le domaine de calcul jusqu'à  $z_{max} = 2c$  par des domaines traités en RANS permettant de conserver la circulation autour du profil (voir figure 2.25).

La mise en place du cas test présentée ci-dessus permet d'autre part de justifier le choix de la *Synthetic Eddy Method* comme condition d'entrée avec génération de turbulence pariétale. En effet, il a été choisi de placer la condition aux limites d'entrée proche du profil, et on a vu que cela nécessite la prescription d'un champ moyen non uniforme dans la direction transverse à l'écoulement respectant la condition de circulation. Or, les méthodes de génération de turbulence synthétiques sont basées sur l'idée que la turbulence peut être représentée par une superposition de structures cohérentes. En conséquence, il est possible avec la *SEM* de superposer des statistiques d'ordre 2 sur le champ moyen issu d'une simulation RANS préliminaire respectant

la condition de circulation pour obtenir une condition d'entrée turbulente, instationnaire et satisfaisant la conservation de la circulation. Il est important de noter que cela n'est pas possible – ou très complexe – avec les méthodes de recyclage et renormalisation comme celle de Lund *et al.* [108]. La frontière d'entrée du calcul est par conséquent placée à  $x_{amont} = 1c + 8\delta_0 \simeq 1,5c$  en amont du profil afin de tenir compte de la distance d'adaptation propre à la SEM qui est d'environ  $8\delta_0$ . La figure 2.25 illustre le domaine de calcul pour la simulation LES et la méthode employée pour mettre en œuvre la SEM.

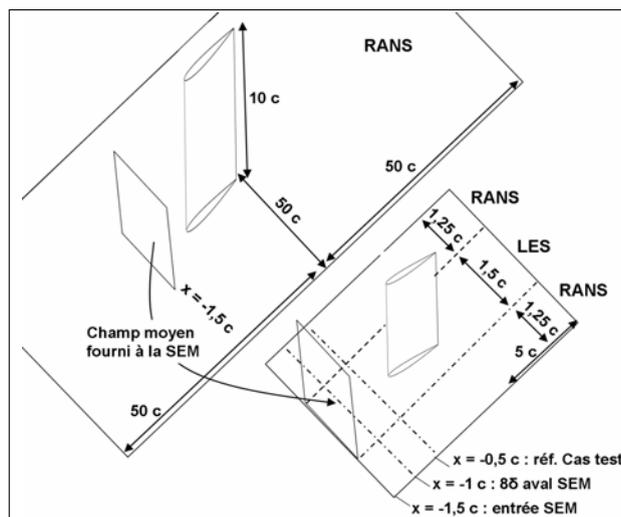


Fig. 2.25 – Placement des conditions aux limites pour les simulations RANS et LES et mise en œuvre de la SEM

## 2.3 Étude des sensibilités du cas principal

Dans le but d'approfondir les conditions d'apparition du décollement de coin, deux cas tests ont été dérivés sur la base du cas d'étude principal. Dans un premier temps, l'idée a été d'augmenter la charge aérodynamique au sein de la jonction en augmentant l'incidence jusqu'à la limite du décrochage. La seconde voie explorée a consisté à altérer les paramètres géométriques du cas test principal de manière à augmenter encore la charge aérodynamique et à atténuer le tourbillon en fer à cheval.

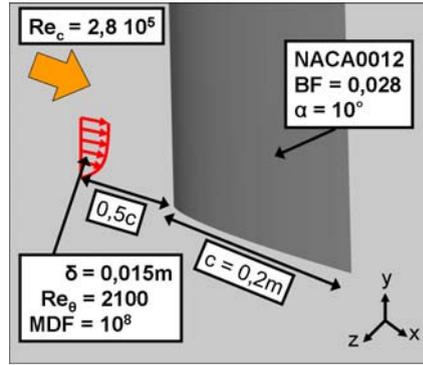
### 2.3.1 Cas à forte incidence

Le premier cas test d'étude des sensibilités du cas principal est illustré sur la figure 2.26. Celui-ci ne diffère du cas principal que par l'incidence, qui a été augmentée jusqu'à la limite du décrochage, soit à  $10^\circ$  d'après la polaire tracée sur la figure 2.7. En effet, la simulation RANS de ce cas, visualisée sur la figure 2.12(f) exhibe un décollement de coin massif qui semble se propager sur toute l'envergure du profil et déclencher le décrochage.

La proximité de ce cas, nommé cas  $10^\circ$  dans la suite, avec le cas principal a permis de l'étudier en soufflerie et en LES. Pour la LES, le domaine de calcul utilisé a été choisi identique à celui pour le cas BASE. Les résultats de ces études seront présentés et discutés dans le chapitre 4.

### 2.3.2 Cas fortement chargé à la jonction

Comme indiqué plus haut, la seconde voie d'étude des sensibilités du cas principal a consisté d'une part à poursuivre l'augmentation de la charge aérodynamique et d'autre part à atténuer le tourbillon en fer à cheval (l'analyse bibliographique menée dans le chapitre 1 – les travaux

Fig. 2.26 – Cas test  $10^\circ$ 

de Barber [13] – semblant indiquer que le tourbillon en fer à cheval empêche la formation de décollement de coin).

Pour cela, il a été choisi de modifier les paramètres géométriques du profil. L'atténuation du tourbillon en fer à cheval a été mise en œuvre par le biais de la mise en flèche du profil, sur la base des travaux de Khan [86]. En considérant une corde de 20 cm et une envergure de 50 cm identiques à celles des maquettes pouvant être installées dans S2L afin de garder la possibilité d'un éventuel essai, et afin de conserver une corde supérieure à 10 cm en bout d'aile (pour éviter toutes complications lors de la fabrication d'une éventuelle maquette), les valeurs de flèche ont été fixées à  $\Gamma_{LE} = 20^\circ$  au bord d'attaque ( $LE$ ) et  $\Gamma_{TE} = 10^\circ$  au bord de fuite ( $TE$ ).

De plus, afin d'augmenter le chargement du profil au niveau de la jonction, une loi de vrillage a été appliquée par rapport au cas principal. Cela a permis d'une part de concentrer la charge aérodynamique dans la zone d'apparition du décollement de coin, et d'autre part de repousser la limite du décrochage en déchargeant le profil à mi-envergure. Quatre lois de vrillage ont été envisagées, le principe de sélection du cas étant identique au processus de sélection du cas principal : pour chaque loi de vrillage, la simulation RANS a été effectuée pour des incidences allant jusqu'au décrochage, le cas retenu étant celui présentant le meilleur compromis entre la taille et l'intensité du décollement de coin et la marge vis-à-vis du décrochage.

### Lois de vrillage testées

Deux types de lois de vrillage  $\alpha(y/b)$  (où  $b$  est l'envergure du profil) ont été envisagées. Tout d'abord, des lois linéaires du type  $\alpha(y/b) = a_1(y/b) + b_1$  ont été mises en œuvre avec comme conditions aux limites un vrillage de  $0^\circ$  en bout d'aile et  $5^\circ$  (loi LIN5) ou  $10^\circ$  (loi LIN10) au niveau de la jonction.

Par ailleurs, afin de concentrer la charge aérodynamique au sein de la jonction, deux lois de vrillage mixtes ont été testées. Dans ces cas, la loi est parabolique entre  $\alpha(y/b = 0) = 10^\circ$  et  $\alpha(y/b = P) = 7^\circ$  où  $P$  est l'altitude du point de contrôle permettant d'ajuster la zone de concentration du chargement aérodynamique, puis linéaire entre  $\alpha(y/b + P) = 7^\circ$  et  $\alpha(y/b = 1) = 0^\circ$ . Deux positions du point de contrôle ont été envisagées :  $y/b = P = 0,2 \simeq 2\delta_{x=c}$ , où le point de contrôle est placé à une hauteur équivalente à deux épaisseurs de couche limite de la plaque plane au bord de fuite (loi PARA1) et  $y/b = P = 0,1 \simeq \delta_{x=c}$ , où la position du point de contrôle est ramenée à une épaisseur de couche limite de plaque plane (loi PARA2).

Le graphe 2.27 illustre les quatre lois retenues. La concentration croissante de la charge dans la zone de jonction est clairement visible.

### Sélection du cas

Les simulations 3D de cas pour des valeurs d'incidence allant de  $8^\circ$  (on prend comme référence pour l'incidence l'emplanture de l'aile) jusqu'au décrochage ont été menées, en conservant la valeur  $\delta/T = 0,6$  du cas BASE. Le diagramme 2.28 regroupe les résultats obtenus en ce qui

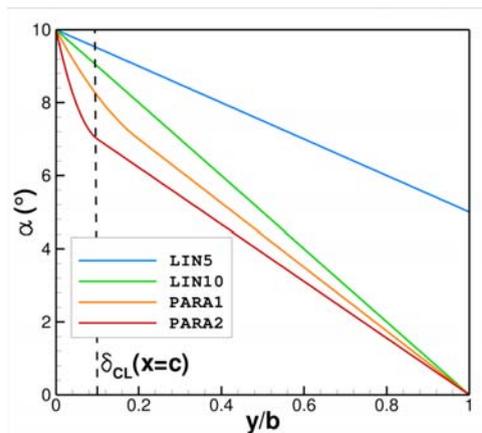


Fig. 2.27 – Lois de vrillage testées

concerne le décollement de coin. Par soucis de clarté, seul l'indicateur  $Vol_{CS}$  a été représenté pour toutes les incidences testées.

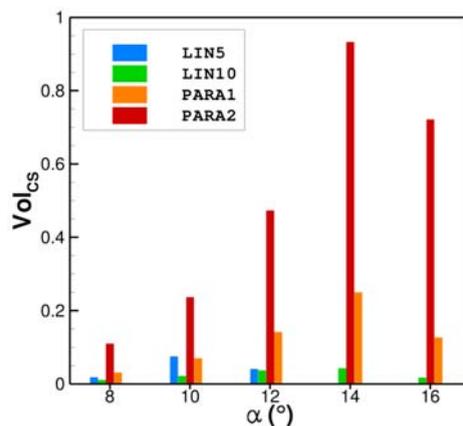


Fig. 2.28 – Volume du décollement de coin en fonction de la loi de vrillage et de l'incidence

Les simulations ont montré que le profil décroche à partir de  $12^\circ$  pour le cas LIN5, tandis que l'écoulement est attaché sur le profil jusqu'à  $16^\circ$  pour les autres cas. De plus, on remarque que le volume du décollement de coin diminue lorsque l'on se rapproche du décrochage, entre  $10^\circ$  et  $12^\circ$  pour le cas LIN5 et entre  $14^\circ$  et  $16^\circ$  pour les autres cas.

D'autre part, la concentration du chargement au niveau de la jonction a une influence importante : les décollements sur les cas LIN5 et LIN10 sont sensiblement plus petits que pour les cas PARA1 et PARA2. Ceci est confirmé par les résultats sur les jonctions avec la loi PARA2 où le vrillage est très important en pied du profil, confinant le chargement aérodynamique sur une hauteur équivalente à l'épaisseur de couche limite de la plaque plane. Comme prévu, les décollements les plus importants sont observés avec cette loi de vrillage.

Par conséquent, le cas PARA2 à  $12^\circ$  d'incidence est retenu puisqu'il présente *a priori* les caractéristiques recherchées, c'est à dire un décollement de coin prononcé, avec une marge au décrochage satisfaisante. La figure 2.29 illustre l'écoulement autour de ce cas obtenu par simulation RANS. Par soucis de concision et de clarté, on omettra de rappeler l'incidence et on nommera ce cas PARA2 dans la suite.

Le cas PARA2 sera étudié uniquement par simulations numériques étant donné les coûts et délais de fabrication d'une maquette et d'une campagne d'essais dédiée. Le relativement faible chargement du profil à mi-envergure permet d'utiliser la même réduction du domaine de calcul pour les simulations LES que celle qui a été définie pour le cas BASE.

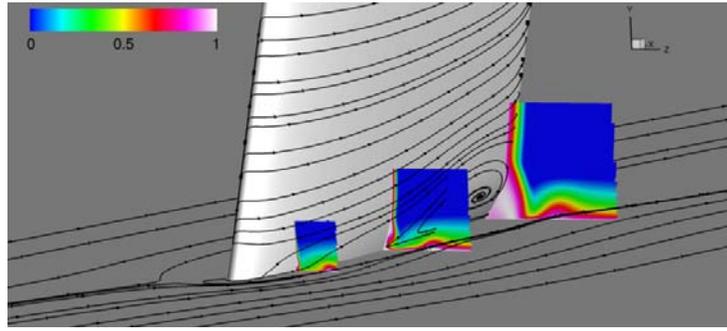


Fig. 2.29 – Visualisation de l'écoulement, cas PARA2 à 12°

## 2.4 Synthèse des cas retenus

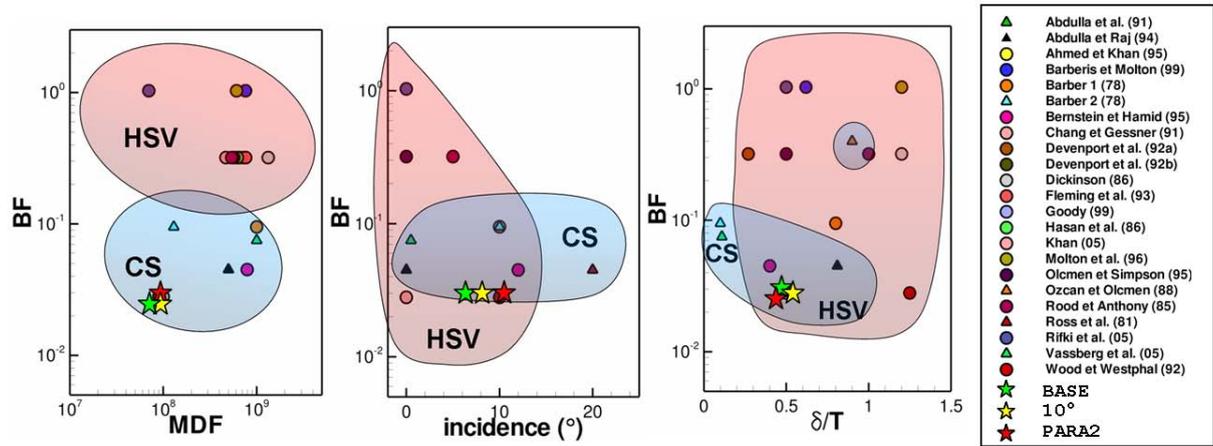
La démarche présentée dans la première partie de ce chapitre a permis de définir trois cas d'étude qui seront analysés dans les chapitres suivants. Le cas d'étude principal, nommé **BASE**, a été dimensionné pour être étudié à la fois en soufflerie et par simulations numériques RANS et LES. Les deux autres cas dérivés du premier, nommés  $10^\circ$  et **PARA2** sont quant à eux dédiés à l'étude des sensibilités de l'écoulement de jonction en fonction du chargement aérodynamique et de l'intensité du tourbillon en fer à cheval. Les caractéristiques de ces trois cas tests sont résumées dans le tableau 2.1 ci-après.

Conditions aérodynamiques				
<b>Domaine de calcul</b>				
Frontière	Position RANS	Traitement RANS	Position LES	Traitement LES
<b>Amont</b>	$50c$	Non réflexion	$1,5c$	SEM
<b>Aval</b>	$50c$	Non réflexion	$5c$	Non réflexion
<b>Latérale</b>	$50c$	Non réflexion	$2c$	Non réflexion
<b>Supérieure</b>	$10c$	Glissement	$1c$	Glissement
Dimensions de la veine d'essais				
Frontière	Position			
<b>Amont</b>	$5c$			
<b>Aval</b>	$10c$			
<b>Latérale</b>	$2,5c$			
<b>Supérieure</b>	$2,5c$			

Tab. 2.1 – Paramètres des cas **BASE**,  $10^\circ$  et **PARA2**

Les paramètres de définition de ces cas tests permettent de les replacer au sein des études existantes de jonction simplifiées dans la littérature, on vérifie ainsi que ces cas sont situés dans un domaine de conditions où l'on dispose de peu de données sur les diagrammes de la figure 2.30.

La suite du mémoire est consacrée à l'étude des cas ainsi définis. Tout d'abord, le cas **BASE**



**Fig. 2.30** – Comparaison des conditions des cas tests créés avec ceux existants. Les cas identifiés avec un triangle présentent un décollement de coin significatif

fait l'objet d'une analyse détaillée à l'aide de mesures expérimentales, de calcul LES et RANS dans le chapitre 3. Puis ses sensibilités sont étudiées dans le chapitre 4 sur la base des résultats obtenus pour les cas  $10^\circ$  et PARA2.



---

## Analyse physique d'une jonction simplifiée

---

L'objet de ce chapitre est l'étude du cas **BASE** conçu précédemment. Ainsi, la base de données expérimentale qui a été créée lors de la thèse est décrite. Celle-ci permet l'évaluation des simulations RANS et LES. Les résultats expérimentaux et numériques sont analysés au regard des zones d'intérêt des écoulements de jonction identifiées dans la littérature et mis en perspective avec les hypothèses faites en conclusion du chapitre 1 concernant les conditions favorisant l'existence des décollements de coin.

### Sommaire

<b>3.1 Études menées et données disponibles . . . . .</b>	<b>62</b>
3.1.1 Base de données expérimentale . . . . .	62
3.1.2 Base de données numérique . . . . .	63
3.1.3 Synthèse des données disponibles et déroulement du chapitre . . .	64
<b>3.2 Compatibilité des données issues des essais et des simulations .</b>	<b>65</b>
3.2.1 Couche limite amont . . . . .	65
3.2.2 L'écoulement sur le profil à mi-envergure . . . . .	68
3.2.3 Analyse détaillée de la transition sur le profil . . . . .	71
3.2.4 Conclusion partielle : pertinence de la confrontation des données .	76
<b>3.3 Le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque . . . . .</b>	<b>77</b>
3.3.1 Caractéristiques moyennes du tourbillon . . . . .	77
3.3.2 Champ turbulent associé au tourbillon en fer à cheval . . . . .	80
3.3.3 Dynamique au bord d'attaque : le caractère bimodal . . . . .	83
3.3.4 Synthèse . . . . .	86
<b>3.4 Convection du tourbillon en fer à cheval . . . . .</b>	<b>86</b>
3.4.1 Convection et diffusion du tourbillon moyenné en temps . . . . .	86
3.4.2 Fluctuations de vitesse dans la zone de convection . . . . .	94
3.4.3 Dynamique du tourbillon dans les plans transverses . . . . .	96
3.4.4 Synthèse . . . . .	101
<b>3.5 Écoulement de coin . . . . .</b>	<b>102</b>
3.5.1 Caractérisation de l'écoulement moyen . . . . .	102
3.5.2 Évolution du champ turbulent dans le coin . . . . .	111
3.5.3 Synthèse . . . . .	117
<b>3.6 Synthèse et discussion : dynamique générale de l'écoulement . .</b>	<b>118</b>
3.6.1 Physique de l'écoulement . . . . .	118
3.6.2 Proposition d'un mécanisme d'apparition du décollement de coin .	119
3.6.3 Influence du <i>Bluntness Factor</i> sur l'instationnarité au bord d'attaque	120
3.6.4 Fiabilité des simulations numériques pour les écoulements de coin	121
3.6.5 Conclusion et poursuite de la démarche . . . . .	122

---

COMME il a été souligné dans le chapitre 1, il est possible de dégager de la littérature des hypothèses concernant les conditions d'apparition des décollements de coin. Afin de tester

ces hypothèses, étant donné le manque de données bibliographiques concernant les décollements de coin, un cas principal d'étude a été conçu dans le chapitre 2, le cas **BASE**.

Le présent chapitre expose les résultats obtenus sur ce cas. Dans un premier temps, le contenu des bases de données expérimentales et numériques constituées sur ce cas est rappelé brièvement. Cela amène à préciser le plan d'étude de l'écoulement de jonction en fonction des informations disponibles, de leur nature et de leur localisation. La synthèse des analyses ainsi effectuées permet de replacer le cas **BASE** dans le cadre général des écoulements de jonction. La discussion porte ensuite sur la fiabilité des simulations numériques présentées et l'influence de la dynamique de l'écoulement sur la précision des mesures avant de mettre en question la validité des critères favorisant l'existence des décollements de coin conjecturés dans le chapitre 1.

### 3.1 Études menées et données disponibles

Le cas **BASE** est un cas de jonction simplifiée mettant en jeu un profil NACA0012 posé perpendiculairement sur une plaque plane à  $Re_c = 3 \times 10^5$ . On renvoie au chapitre 2 pour la définition complète du cas test. Le nombre de Mach vaut  $M = 0,06$  pour les essais, et, comme expliqué dans le chapitre 2, celui-ci a été augmenté à  $M = 0,15$  pour les calculs en diminuant la pression totale extérieure pour maintenir  $Re_c = 3 \times 10^5$ . L'épaisseur de couche limite vaut  $\delta = 0,015$  m à la station  $x = -0,5c$ , l'incidence est de  $7^\circ$ .

#### 3.1.1 Base de données expérimentale

La base de données créée au cours de la thèse sur le cas **BASE** contient tout d'abord des mesures effectuées dans la soufflerie S2L de Meudon (voir l'annexe B pour la présentation des méthodes expérimentales). Les données ont été acquises au moyen de capteurs de pression pariétaux à mi-envergure de la maquette, d'une sonde cinq trous et d'un fil chaud. Les plans et lignes de sondage sont définis sur la figure 3.1, ils ont été placés de manière à explorer l'extrados de la zone de jonction, la zone de convection du tourbillon en fer à cheval et la zone d'apparition d'un potentiel décollement de coin.

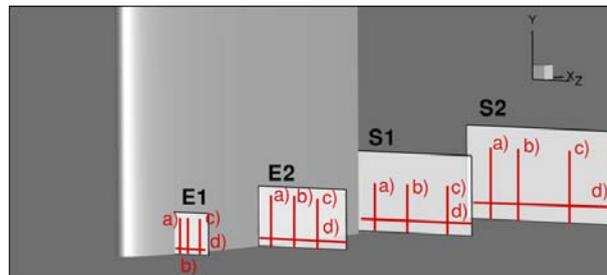


Fig. 3.1 – Lignes et plans de sondage expérimentaux

Il faut noter l'absence de mesures dans le plan de symétrie au bord d'attaque de la jonction due à l'impossibilité d'installer une sonde dans cette région sans perturber significativement l'écoulement.

De même, la zone intrados de la jonction n'a pas fait l'objet de mesures précises car cette région ne présente qu'un intérêt limité dans le cadre de notre étude qui porte principalement sur l'écoulement de coin à l'extrados qui est la zone d'apparition possible du décollement de coin et son interaction avec le tourbillon en fer à cheval. Par ailleurs, l'accès à l'intrados de la jonction nécessite l'adaptation du système porte sonde, ce qui n'était pas envisageable compte tenu des délais impartis pour réaliser les essais.

D'autre part, aucune observation expérimentale de la topologie surfacique de l'écoulement n'a pu être effectuée. En effet, les visualisations par enduit visqueux sur la paroi verticale du profil aux faibles vitesses envisagées se sont révélées inexploitable : l'enduit subit majoritairement l'effet de la gravité si celui-ci est trop fluide, et n'est pas entraîné par l'écoulement s'il est trop visqueux.

### 3.1.2 Base de données numérique

#### Simulation LES

Les données expérimentales ont été complétées par des données numériques issues d'une simulation LES dont la résolution a été validée par les mesures expérimentales et des analyses physiques, ce qui sera discuté dans la partie 3.2.

Le domaine de calcul correspond à celui déterminé dans le chapitre 2. Le maillage a été construit suivant les règles exposées dans la partie 2.1.2 page 38. Ainsi, les tailles de maille sont de  $\Delta x^+ = 50$  dans la direction de l'écoulement,  $\Delta y^+ = 1$  dans la direction normale à la paroi et  $\Delta z^+ = 20$  dans la direction transverse. Du point de vue du profil, la direction  $y$  est la direction transverse et  $z$  est la direction normale. Ainsi, on a retenu les conditions sur la taille de maille les plus contraignantes dans la zone de recouvrement des couches limites du profil et de la plaque plane.

Afin de limiter le coût de la simulation, les nœuds du maillage dans la direction normale à la plaque plane sont répartis selon une loi géométrique de raison 1,05 en limitant la taille de maille à  $\Delta y^+ = 25$  jusqu'à  $y/\delta = 2$  ( $\delta$  est l'épaisseur de couche limite amont). La taille de maille dans la direction transverse est également dilatée jusqu'à  $\Delta z^+ = 30$  aux frontières latérales du domaine de calcul. Le maillage ainsi réalisé contient  $63 \times 10^6$  points répartis en 56 domaines.

Plus de précisions sur les méthodes numériques et le modèle sous-maille d'échelles mixtes utilisés sont disponibles dans l'annexe C. Le pas de temps physique est fixé à  $\Delta t = 0,55 \mu s$ , ainsi le nombre de Courant Friedrich Levy (*CFL*) ne dépasse pas 14. Six sous-itérations ont été nécessaires pour obtenir une décroissance d'un ordre de grandeur des résidus au sein de l'algorithme d'intégration temporelle implicite. La simulation a été effectuée avec 8 processeurs NEC-SX8 pour un total de 20 000 h CPU.

La simulation LES permet de disposer du champ moyen et des statistiques du champ fluctuant sur toute l'étendue du domaine de calcul (obtenus par moyenne temporelle du champ instantané pour un temps physique simulé de 80 ms environ). De plus, les signaux instantanés  $p(t)$ ,  $u(t)$ ,  $v(t)$  et  $w(t)$  aux points de maillages indiqués sur la figure 3.2 ont été stockés dans le but d'effectuer des analyses spectrales.

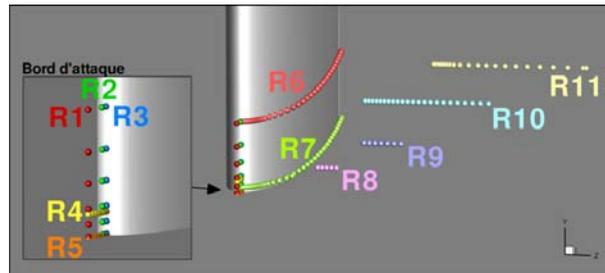


Fig. 3.2 – Placement des capteurs pour le calcul LES

#### Simulations RANS

La base de données numérique est également constituée de résultats de simulations RANS effectuées avec les modèles Spalart Allmaras [162] (SA), Spalart Allmaras avec correction de rotation et de courbure [157] (SARC),  $k - \omega$  de Wilcox [180],  $k - \omega$  de Menter avec correction SST [117], ASM de Shih, Zhu et Lumley [155] dans sa formulation bi-couche (ASM), et le modèle aux tensions de Reynolds de Speziale, Sarkar et Gatski (RSM-SSG) [165]. Ces modèles ainsi que les méthodes numériques associées au sein du logiciel *elsA* sont présentés dans l'annexe C.

La convergence itérative et en maillage des simulations RANS a été contrôlée minutieusement afin de fournir des résultats dépendant principalement du modèle de turbulence utilisé en s'affranchissant autant que possible des erreurs de troncature et de discrétisation spatiale. Ainsi, les simulations ont été effectuées jusqu'à obtenir une diminution d'au moins trois ordres de grandeur des résidus et une variation des coefficients aérodynamiques intégrés inférieure à 1%

sur les 4000 dernières itérations. La convergence en maillage a été vérifiée pour les modèles de Spalart Allmaras et RSM-SSG, les résultats sont présentés dans l'annexe A. Le maillage retenu pour les simulations RANS contient  $12 \times 10^6$  points.

Les simulations RANS permettent d'accéder au champ moyen sur toute l'étendue du domaine de calcul. De plus, la modélisation avancée de la turbulence mise en œuvre au sein des modèles ASM et RSM-SSG fournit des informations plus précises sur le tenseur de Reynolds au sein de l'écoulement.

### 3.1.3 Synthèse des données disponibles et déroulement du chapitre

Le tableau 3.1 regroupe la nature et la source de l'ensemble des informations constituant la base de données créée sur le cas BASE.

Il est intéressant de remarquer ici la complémentarité des études expérimentales et numériques : les données issues des essais sont indispensables pour évaluer la pertinence des simulations et permettent une approche globale de l'écoulement, qui est approfondie au moyen des simulations numériques qui fournissent des informations difficilement accessibles à la mesure – pour des raisons de faisabilité, mais aussi de coût et de temps. C'est l'ensemble de ces données qui permet l'analyse détaillée de l'écoulement qui est effectuée dans la suite du chapitre.

	Données surfaciques			Données volumiques		
	Champ moyen	Champ turbulent	Champ instantané	Champ moyen	Champ turbulent	Champ instantané
<b>Exp.</b>	mi-envergure	×	×	plans E1-S2	lignes E1-S2 (a)-(d)	lignes E1-S2 (a)-(d)
<b>LES</b>	✓	✓	×	✓	✓	Capteurs R1-R11
<b>SA,SARC Wilcox,SST</b>	✓	×	×	✓	$\mu_t, k, \epsilon, \omega$	×
<b>ASM,RSM-SSG</b>	✓	✓	×	✓	Tenseur de Reynolds	×

**Tab. 3.1** – Données disponibles pour le cas BASE. ✓ : données disponible tout autour de la jonction ; × : données non disponibles ou non acquises. Voir la définition des lignes d'extraction et des capteurs sur les figures 3.1 et 3.2

L'analyse des données présentées dans le tableau 3.1 est effectuée en deux temps dans les parties suivantes de ce chapitre.

Tout d'abord, l'écoulement hors de la zone de jonction est exploré dans la première partie afin de s'assurer que les simulations et les essais ont été réalisés dans les mêmes conditions, correspondant au cas BASE. Cette partie se focalise par conséquent sur l'analyse de l'écoulement sur la plaque plane en amont de la jonction et sur le profil loin de l'intersection avec la plaque plane. L'analyse des résultats produits par les simulations dans ces zones non perturbées par le recouvrement des couches limites dans le coin permet aussi de valider la bonne mise en œuvre des calculs.

Cette vérification permet de s'intéresser dans un second temps à l'écoulement dans la zone de jonction, suivant les différentes zones d'intérêt identifiées sur la figure 1.2 page 15. Pour cela, les bases de données expérimentales et numériques constituées sont examinées successivement dans la région du bord d'attaque où est créé le tourbillon en fer à cheval, puis le long du profil dans la zone de convection du tourbillon et enfin dans la zone de contact entre le profil et la plaque plane, lieu d'apparition d'un éventuel décollement de coin. La synthèse des résultats effectuée en fin de chapitre permettra de mettre en évidence les interactions entre ces différentes régions.

Au sein de chaque région, l'analyse des résultats sera effectuée en suivant les niveaux de validation des simulations numériques introduits par Sagaut et Deck [150], qui correspondent à des degrés croissants d'analyse physique. Ainsi, on s'intéressera en premier lieu au champ moyen permettant de distinguer les phénomènes principaux peuplant l'écoulement, puis le champ turbulent sera examiné afin de déterminer l'énergie associée aux phénomènes observés. La répartition fréquentielle de cette énergie sera ensuite étudiée au moyen d'analyses spectrales en un point dans le but de dégager la dynamique de l'écoulement. Enfin, le cas échéant, une analyse spectrale en deux points pourra être mise en œuvre afin de détecter l'organisation spatiale de l'écoulement aux fréquences déterminées auparavant.

La dynamique d'ensemble de l'écoulement ainsi mise en lumière et la compatibilité des résultats obtenus avec les hypothèses formulées dans le chapitre 1 concernant les conditions d'apparition des décollements de coin seront discutées dans la dernière partie du chapitre, ce qui permettra de clarifier la suite de la démarche.

## 3.2 Compatibilité des données issues des essais et des simulations

Avant de pouvoir confronter les données issues des calculs et les données expérimentales, plusieurs vérifications sont entreprises dans cette section. Tout d'abord, il convient de contrôler que les écoulements reproduits en essais et dans les simulations correspondent bien au cas que l'on souhaite étudier.

Ensuite, il faut s'assurer que l'écoulement aux abords de la zone de jonction – c'est à dire la couche limite amont sur la plaque plane et la couche limite sur le profil loin de l'intersection avec la plaque plane – produit par les simulations est similaire à celui observé lors des essais. En effet, l'analyse de la zone de coin ne doit pas être parasitée par des différences sur l'écoulement aux frontières de celle-ci.

Enfin, l'étude des zones non perturbées présentée dans cette partie a pour but de valider le comportement des simulations numériques pour des écoulements "sains". Une attention particulière sera notamment apportée aux résultats de la simulation LES, dont la reproduction des écoulements de référence mis en jeu dans cette partie permet d'évaluer la résolution spatiale et temporelle et par là même la qualité de la simulation.

Par conséquent, il s'agit dans un premier temps de vérifier que la couche limite amont possède les propriétés définies dans le chapitre 2 pour le cas **BASE** et que sa structure correspond bien à celle d'une couche limite turbulente. Dans un second temps, l'écoulement le long du profil hors de la zone de jonction est examiné, en particulier la distribution de pression à mi-envergure caractéristique de l'incidence et l'évolution de la couche limite le long du profil. Enfin, on s'intéressera particulièrement au mécanisme de transition sur le profil qui permet d'évaluer les capacités de la simulation LES à reproduire les échelles temporelles de l'écoulement.

### 3.2.1 Couche limite amont

La couche limite amont (définie comme dans les chapitres précédents à la station  $x = -0,5c$ ) est un élément crucial de l'écoulement de jonction. Il a en effet été vu lors de l'étude bibliographique dans le chapitre 1 que celle-ci gouverne l'intensité du tourbillon en fer à cheval *via* la *Momentum Deficit Factor* et semble aussi influencer la compétition entre le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin. Il est donc important de vérifier que cette couche limite amont est correctement reproduite dans les simulations et les essais.

### Profils de vitesse moyenne

Les profils de couche limite amont issus des simulations RANS et LES sont comparés aux mesures effectuées dans la soufflerie S2L sur la figure 3.3. Ces profils illustrent la bonne mise en œuvre des simulations et de l'essai vis à vis de la définition du cas BASE.

En particulier, le tracé en échelle linéaire sur la figure 4.2(a) montre que l'épaisseur de couche limite est égale à  $\delta = 0,015 \text{ m} \simeq 0,625 T$ . De plus, il apparaît sur cette figure que les épaisseurs intégrales produites par les simulations sont globalement similaires. Il est en effet possible de calculer l'épaisseur de déplacement  $\delta^* \simeq 2,05 \times 10^{-3} \text{ m}$  et l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta \simeq 1,46 \times 10^{-3} \text{ m}$ . Cela conduit aux nombres de Reynolds correspondants de  $Re_{\delta^*} = 2870$  et  $Re_{\theta} = 2100$ , et à un facteur de forme  $h_i = \frac{\delta^*}{\theta} \simeq 1,4$ , ce qui correspond bien à une couche limite turbulente pleinement développée.

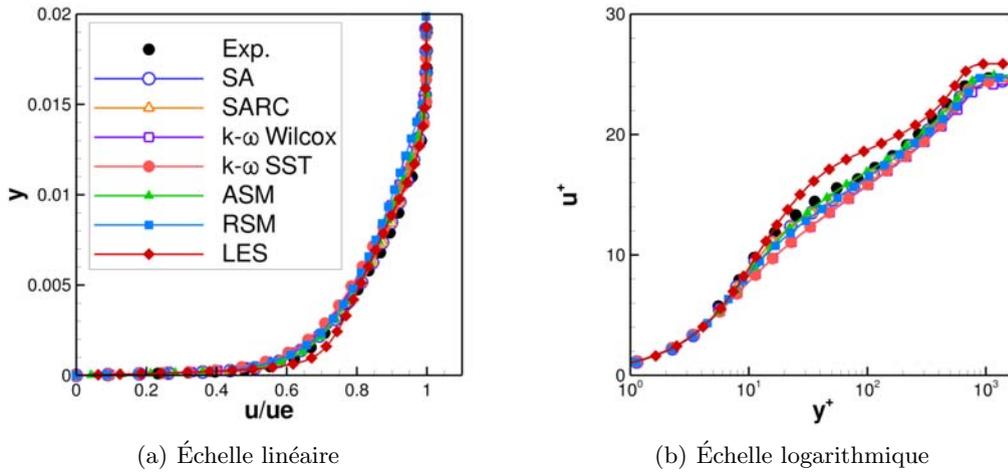
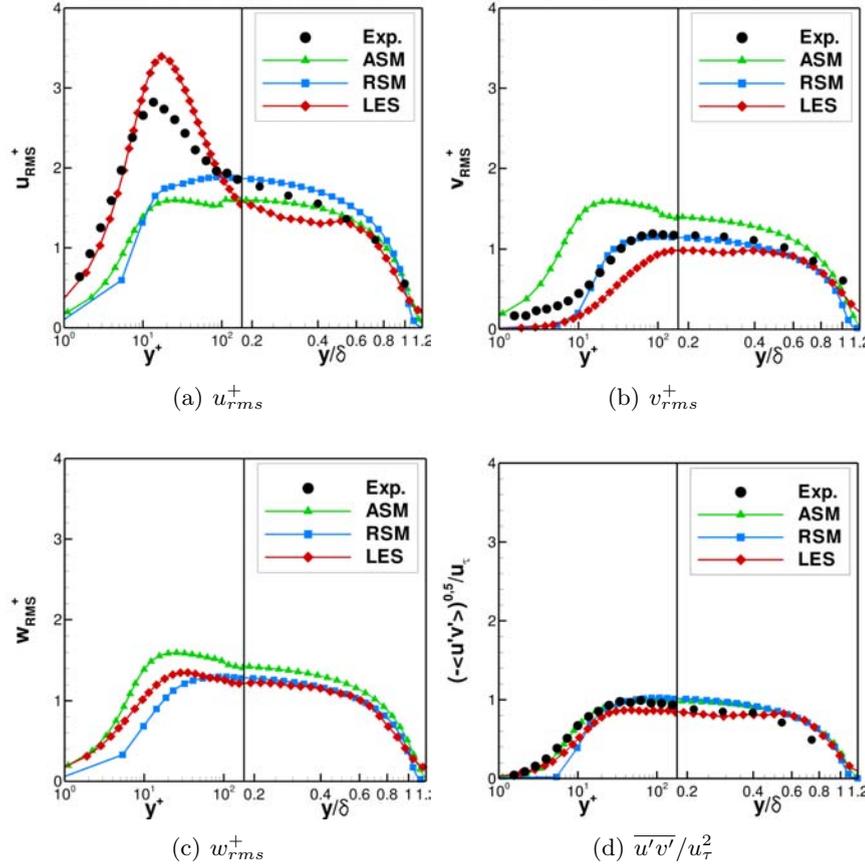


Fig. 3.3 – Profils de couche limite amont à  $x/c = -0,5$

D'autre part, afin d'analyser plus en détail la structure de cette couche limite turbulente, les profils sont tracés de manière adimensionnée en échelle logarithmique sur la figure 4.2(b). Ainsi, on a tracé la grandeur  $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$  en fonction de la distance à la paroi  $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$  (adimensionnement dit *interne*). Les profils présentés sur la figure 4.2(b) sont caractéristiques d'une couche limite turbulente en l'absence de gradient de pression. On note la présence de la zone linéaire en proche paroi, jusqu'à  $y^+ \simeq 10$  (les données expérimentales dans la zone linéaire sont peu nombreuses en raison de l'accessibilité réduite de cette zone avec la sonde de couche limite qui a été utilisée). Cette zone est reliée par une zone tampon à la zone logarithmique des profils de vitesse située entre  $y^+ \simeq 50$  et  $y^+ \simeq 800$ . Seul le profil issu de la simulation LES se démarque des autres. En effet la zone logarithmique du profil simulée en LES ne possède pas la même pente que celle obtenue avec les modèles RANS et les mesures. Cette irrégularité est une limitation connue des modèles de sous-maille et est inhérente à l'approche LES. De plus, le coefficient de frottement  $C_f$  est sous-estimé de 7% en LES par rapport aux simulations RANS et aux mesures, ce qui est un résultat classique typique de cette approche dû majoritairement au raffinement transverse du maillage en proche paroi et à la précision des schémas numériques utilisés.

### Statistiques du second ordre

Afin d'évaluer plus précisément la résolution de la simulation LES et la capacité des modèles ASM et RSM-SSG à reproduire la distribution des tensions turbulentes au sein de la couche limite, les fluctuations de vitesse dans la couche limite amont sont comparées à des données extraites de la littérature sur la figure 3.4 car ces mesures n'ont pu être effectuées lors des essais à S2L, faute de moyens appropriés. Sur ces graphes, l'adimensionnement interne a une nouvelle fois été choisi, les grandeurs  $x^+ = \frac{x}{u_\tau}$  sont représentées.



**Fig. 3.4** – Statistiques d'ordre 2 dans la couche limite à  $x/c=-0,5$ . Les données expérimentales sont tirées de DeGraaf et Eaton [32], à  $Re_\theta = 2900$

Les données figurant sur le graphe 3.4 sont issus des essais de De Graaf et Eaton [32], effectués à  $Re_\theta = 2900$ . Malgré les conditions légèrement différentes entre ces essais et les simulations, les données de De Graaf et Eaton [32] sont utiles pour évaluer la répartition des tensions turbulentes ainsi que leur ordre de grandeur.

La simulation LES est en accord satisfaisant avec les mesures en ce qui concerne les fluctuations de vitesse axiale reproduites sur la figure 3.4(a). L'allure du profil est correctement prédite, notamment on observe le maximum de production d'énergie cinétique turbulente en proche paroi. Cependant, ce maximum est surestimé, ce qui est amplifié par la sous-estimation du coefficient de frottement – donc de  $u_\tau$  – qui est utilisé pour adimensionner les données.

En revanche, la figure 3.4(a) illustre le manque de précision des modèles ASM et RSM-SSG utilisés qui ne reproduisent pas le maximum de production d'énergie cinétique turbulente caractérisé par le pic de fluctuations de vitesse axiale dans la zone interne de la couche limite.

La comparaison des résultats pour les fluctuations de vitesse normale et transverse et pour les tensions croisées sur les figures 3.4(b), 3.4(c) et 3.4(d) est satisfaisante pour toutes les simulations. Les niveaux atteints sont en accord avec les mesures, seul le modèle ASM surestime les fluctuations dans des proportions acceptables.

Par conséquent, les profils présentés sur la figure 3.4 permettent de valider la résolution du maillage utilisé pour la LES ainsi que le choix des méthodes utilisées. En particulier, il faut remarquer le bon comportement de la méthode de génération synthétique de turbulence pariétale *SEM* dans ce cas où l'extension transverse du domaine de calcul est importante puisque  $\Delta z = 30 \times \delta_0$  ( $\delta_0$  étant l'épaisseur de la couche limite en entrée du domaine de calcul), et ne correspond pas aux conditions de validation de cette méthode où l'on choisit généralement

$\Delta z \simeq 2 \times \delta_0$ . Les tensions turbulentes reproduites par les modèles ASM et RSM-SSG utilisés sont moins satisfaisantes.

En conclusion, mis à part les irrégularités sur le profil moyen inhérentes à l'utilisation de méthodes numériques robustes combinées à l'approche LES et le manque de réalisme des fluctuations issues des modèles ASM et RSM-SSG, on peut conclure à un assez bon accord global entre les mesures, les simulations et la définition du cas BASE en ce qui concerne la couche limite amont. Toutefois, afin de confirmer qu'il s'agit bien du même cas qui est traité par les simulations et étudié en soufflerie et que l'écoulement hors de la zone de jonction qui nous intéresse est identique pour tous les cas, il convient de s'intéresser à l'écoulement sur le profil à mi-envergure, loin de la zone de coin où les couches limites se recouvrent.

### 3.2.2 L'écoulement sur le profil à mi-envergure

Tout comme la couche limite sur la plaque plane en amont de la jonction, l'écoulement sur le profil hors de la zone de jonction constitue un point de référence pour le cas étudié, et, d'une certaine manière, une condition aux limites pour l'écoulement de coin. On souhaite par conséquent contrôler que ces conditions sont les mêmes pour toutes les simulations. Pour cela, cette partie est dédiée à l'analyse du champ de pression et de la couche limite autour du profil à mi-envergure<sup>1</sup>.

#### Distribution de pression pariétale

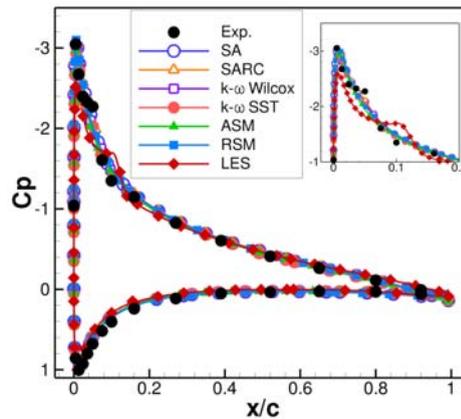


Fig. 3.5 – Distribution de pression autour du profil à mi envergure

La figure 3.5 présente la comparaison entre la répartition de pression pariétale mesurée lors des essais au moyen de prises de pression statique et les résultats des simulations RANS et LES. Les données sont reproduites sous la forme du coefficient de pression  $C_p$  défini par l'équation (3.1) qui permet de s'affranchir de la différence de pression à l'infini entre les calculs et les essais.

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{1/2 \rho U_\infty^2} \quad (3.1)$$

D'une manière générale, on note le bon accord entre les simulations et les mesures, le minimum de  $C_p$  caractéristique de l'incidence du profil est correctement reproduit par les simulations. On note par ailleurs que la valeur obtenue,  $C_{p_{min}} = 3,1$ , correspond à la valeur prédite par le code 2D ISES utilisé lors de la phase de conception dont les résultats sont illustrés sur la figure 2.11(a) page 45.

<sup>1</sup>Dans le cas du calcul LES, les données hors de la zone de jonction sont extraites à  $y/\delta = 2$  en raison du déraffinement du maillage dans la direction normale ne permettant pas de satisfaire les contraintes LES au delà de cette altitude.

De plus, les courbes de recompression à l'extrados et de décompression à l'intrados sont bien reproduites par les simulations, qui sont en accord avec les mesures effectuées. La circulation autour du profil à mi-envergure est donc la même pour les simulations et les essais, ce qui confirme la bonne conception du cas, et notamment le positionnement des frontières du domaine de calcul LES effectué dans la partie 2.2.5 qui ne semblent pas introduire d'effet de confinement.

En revanche, l'agrandissement des courbes autour de la zone du bord d'attaque fourni sur la figure 3.5 dévoile un plateau de pression caractéristique des bulbes de transition laminaire sur les données expérimentales et LES. Les simulations RANS, effectuées en mode "tout turbulent"<sup>2</sup>, ne présentent pas ce plateau. La section 3.2.3 sera dédiée à l'étude détaillée du mécanisme de transition et de la dynamique du bulbe de décollement. En aval de ce dernier, la couche limite turbulente se développe et croît à la surface du profil.

### Profils de vitesse moyenne sur le profil

En aval de la zone de transition identifiée sur la figure 3.5, on s'intéresse à la couche limite turbulente qui se développe sur le profil à mi-envergure car c'est elle qui détermine les conditions aérodynamiques aux frontières de l'écoulement de coin. Par conséquent, au delà de la nature turbulente de l'écoulement, il est important que l'épaisseur de couche limite fournie par les simulations soit indépendante du modèle ou de l'approche utilisée afin de pouvoir considérer que l'écoulement dans le coin se développe sous les mêmes conditions dans toutes les simulations, ce qui permettra de les comparer sans biais.

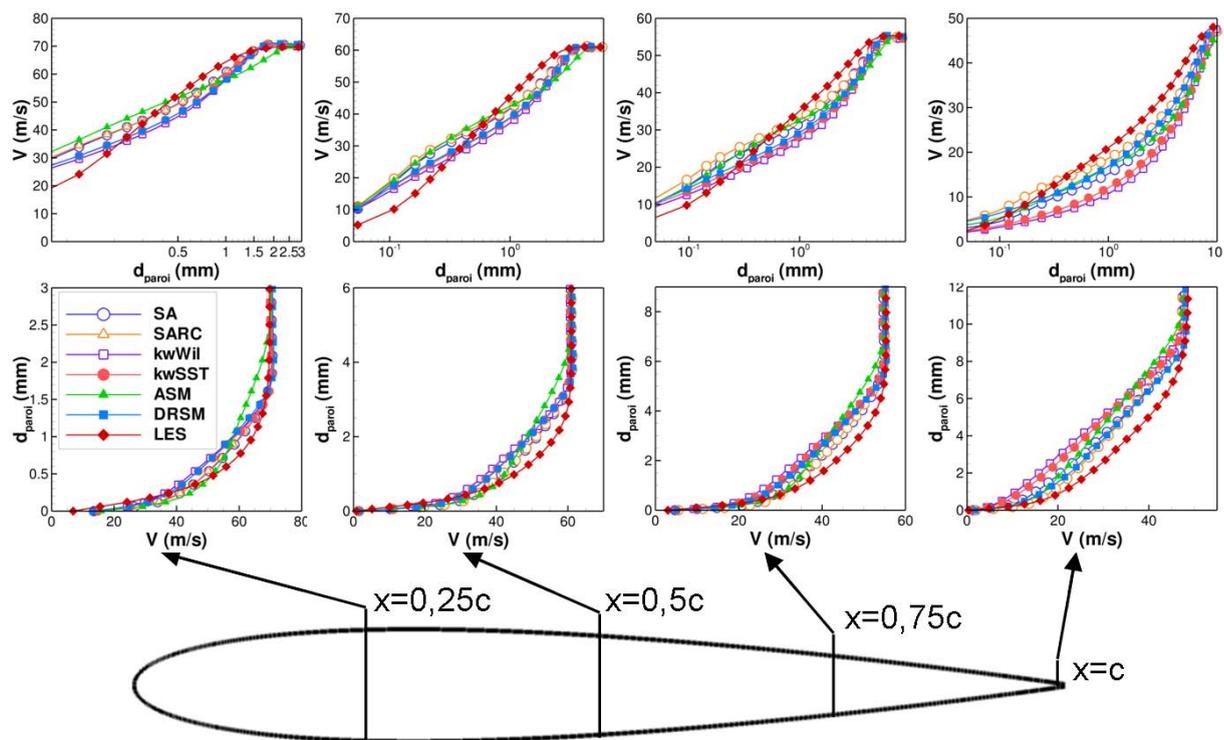


Fig. 3.6 – Évolution de la couche limite sur le profil à mi-envergure

La figure 3.6 reproduit les profils de couche limite obtenus au moyen des simulations RANS et LES à mi-envergure le long du profil aux stations  $x/c = 0,25$ ,  $x/c = 0,5$ ,  $x/c = 0,75$  et au bord de fuite.

Sur la figure 3.6, les profils de couche limite sont tracés à la fois en échelle logarithmique et en échelle linéaire. Cela permet d'une part de vérifier le caractère turbulent des couches limites

<sup>2</sup>Des calculs préliminaires effectués en prenant en compte la zone laminaire au bord d'attaque ont conduit à des résultats parfaitement identiques à ceux obtenus en "tout turbulent".

par la présence d'une zone logarithmique caractéristique, et d'autre part de mieux apprécier l'épaisseur et les grandeurs intégrales de la couche limite au fil de son évolution le long de la corde du profil.

Un bon accord entre les différents modèles RANS est obtenu en ce qui concerne l'épaisseur de la couche limite aux quatre stations considérées, néanmoins on note que le modèle ASM prédit une couche limite légèrement plus épaisse que les autres modèles. Au contraire, la couche limite produite par la simulation LES est sensiblement plus fine que celle produite par les modèles RANS, ce qui est vraisemblablement dû à un retard au développement de la turbulence pariétale lié à la présence du bulbe de transition laminaire mais aussi au relatif déraffinement du maillage dans la direction  $y$  – qui est globalement la direction normale pour le cas test, mais qui est la direction transverse lorsque l'on considère la couche limite du profil – rendu nécessaire pour des raisons coût de faisabilité du calcul. Néanmoins, l'allure des profils en échelle logarithmique assure du caractère turbulent de la couche limite LES, dont l'écart avec les données RANS sur l'épaisseur de couche limite est jugé acceptable. En particulier, l'écart entre les résultats LES et RANS est similaire tout le long du profil, ce qui indique que la croissance de la couche limite est correctement reproduite par le calcul LES.

Enfin, on peut noter sur les profils en échelle linéaire de la figure 3.6 que les profils LES apparaissent plus remplis que les profils RANS, ce qui pourrait laisser penser que les couches limites LES contiennent plus d'énergie turbulente à ces stations. Or, il est probable que des rouleaux bidimensionnels non réalistes se développent du fait de l'étirement relatif des mailles dans la direction normale à la plaque plane mentionné précédemment. On attribue ainsi l'allure des profils de vitesse LES observés sur la figure 3.6 à l'énergie associée à ces rouleaux.

Il est important de noter que le comportement dégradé de la simulation LES en ce qui concerne la structure interne instantanée de la couche limite dans cette région en dehors de la zone de coin n'a pas de conséquence sur notre étude puisque il s'agit pour cette région de reproduire les caractéristiques statistiques de la couche limite.

### Fluctuations de vitesse

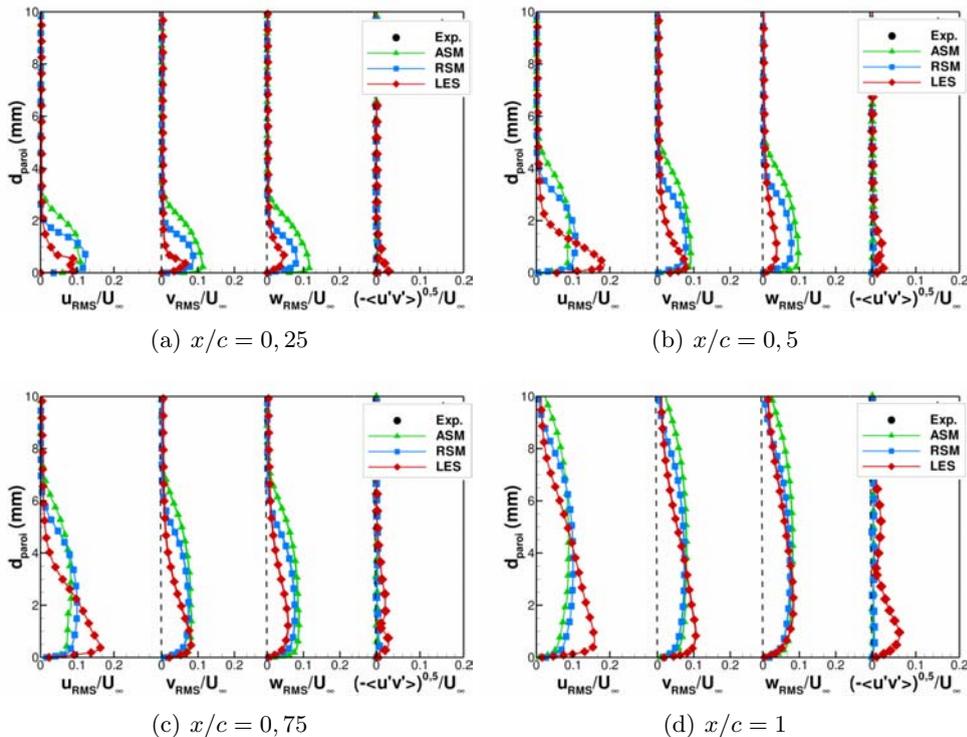


Fig. 3.7 – Statistiques d'ordre 2 de la couche limite sur le profil à mi-envergure

Afin d'estimer la résolution du calcul LES et de contrôler l'état de la couche limite simulée sur le profil, les fluctuations turbulentes sont examinées sur la figure 3.7. Sur ces courbes, les résultats obtenus avec les simulations ASM, RSM-SSG et LES au sein de la couche limite sont représentées au fur et à mesure de son parcours le long du profil.

Malgré les approximations sur le maillage LES exposées plus haut, ces profils mettent en lumière le bon comportement de la LES vis à vis de la structure de la couche limite. En effet, le maximum de production est présent sur les courbes de la simulation LES présentées sur la figure 3.7. On remarque également la croissance des tensions croisées dans la simulation LES le long du profil, qui restent malgré cela faibles. Ceci illustre le fait que la résolution du maillage LES dans cette région n'est pas suffisante pour reproduire quantitativement les statistiques d'ordre 2 de la couche limite du profil.

En ce qui concerne les simulations RANS, les résultats obtenus avec les modèles ASM et RSM-SSG ne présentent pas de maximum de  $u_{rms}$  et les tensions croisées ne se développent pas au sein de la couche limite, ce qui semble confirmer la difficulté de ces modèles à reproduire de manière réaliste la distribution des fluctuations dans les couches limites soumises à des gradients de pression comme évoqué en 3.2.1, et notamment l'anisotropie de la turbulence en proche paroi. Hormis la zone de production d'énergie cinétique turbulente, on peut remarquer que les niveaux moyens des fluctuations normales produits par les simulations ASM, RSM-SSG et LES sont comparables tout au long de l'évolution de la couche limite le long du profil.

Il apparaît ainsi que les modèles ASM et RSM-SSG utilisés dans le cadre de cette étude ne permettent pas de produire une couche limite turbulente réaliste sur le profil. En revanche, les résultats de la LES sont représentatifs du comportement d'une couche limite se développant sous l'effet d'un gradient de pression, même si l'on observe un retard au développement de la contrainte turbulente.

## Conclusion

L'étude des propriétés moyennes de la couche limite sur la plaque plane et sur le profil a montré le bon accord global entre les simulations et les essais dans ces zones non influencées par l'écoulement dans la jonction. En revanche, des différences ont été observées en ce qui concerne les fluctuations turbulentes moyennes. Néanmoins, dans le cadre de notre étude, ces conclusions sont à nuancer car il semble raisonnable de postuler que ces défauts dans la simulation des statistiques d'ordre 2 de la couche limite du profil à mi-envergure n'ont qu'un effet limité sur le comportement global de la zone de coin.

Par ailleurs, le bulbe de décollement apparaissant au bord d'attaque du profil est un phénomène lui aussi *a priori* indépendant de l'écoulement de coin et qui présente des propriétés instationnaires caractéristiques. Ceci justifie l'étude détaillée qui en est fait dans la partie suivante, qui permet ainsi d'évaluer la capacité de la simulation LES étudiée dans le présent chapitre à reproduire les échelles temporelles de l'écoulement.

Cette analyse préliminaire a également mis en évidence des écarts non négligeables entre les simulations RANS et LES. Ceux-ci sont néanmoins jugés acceptables dans le cadre de la présente étude.

### 3.2.3 Analyse détaillée de la transition sur le profil

Comme mentionné plus haut, le cas test a été conçu à un nombre de Reynolds  $Re_c$  relativement faible et ceci ne garantit pas un écoulement turbulent tout le long de la corde du profil. La transition était déclenchée sur le profil lors des essais par une bande de carborundum et par une paroi verticale de profondeur  $\Delta x$  nulle et de même hauteur  $h$  que la bande de carborundum pour la simulation LES (voir la section 2.2.3 page 43). Comme mentionné précédemment, la pris en compte de la zone laminaire au bord d'attaque dans les calculs RANS ne modifie pas les résultats, les simulations RANS ont été menées en mode "tout turbulent".

Toutefois, les courbes de pression pariétales exposées sur la figure 3.5 page 68 exhibent un plateau traduisant l'existence d'un bulbe de décollement laminaire. Cela indique que les

systèmes de déclenchement de la transition utilisés lors des essais et pour la LES ne se sont révélés que partiellement efficaces ; ceci n'a que de faibles conséquences sur notre étude qui porte essentiellement sur l'écoulement de jonction.

On remarque sur la courbe 3.5 que le plateau de pression sur les données expérimentales est brutalement rompu à  $x/c \simeq 0,05$  et rejoint alors la courbe de recompression. Cette rupture traduit la transition turbulente, et se produit à l'endroit où la bande de transition était installée : en d'autres termes, la bande de transition pour les essais a pleinement joué son rôle mais n'a pas permis d'éliminer le bulbe de décollement qui apparaît trop proche du point d'arrêt sur le profil.

En revanche, le processus de formation du bulbe de décollement et de transition apparaît sensiblement différent en ce qui concerne le calcul LES. Le plateau de pression apparaît à  $x/c \simeq 0,05$  et se rompt à  $x/c \simeq 0,11$ , ce qui conduit à une longueur de bulbe  $L_r \simeq 12.10^{-3}$  m avant de rejoindre la courbe de recompression d'après la figure 3.5. Cela indique que le bulbe de décollement et la transition laminaire/turbulent apparaissent plus tard sur le calcul LES que lors des essais. Étant donné le placement de la paroi simulant la bande de transition pour le calcul LES à  $x/c = 0,05$ , il semble que cette paroi est responsable du déclenchement du bulbe qui permet la transition, ce qui était l'objectif recherché. Ce mécanisme est par conséquent examiné dans la suite.

### Visualisation du champ instantané

La figure 3.8 illustre la création des structures turbulentes le long du profil au sein de la simulation LES au moyen d'isosurfaces de critère  $Q$ . Ce critère s'exprime comme la demi différence entre la norme du tenseur de rotation  $\underline{\Omega}$  (partie antisymétrique de  $\underline{\nabla \mathbf{u}}$ ) et celle du tenseur des déformations  $\underline{\mathbf{S}}$  (partie symétrique de  $\underline{\nabla \mathbf{u}}$ ) selon l'équation (3.2).

$$Q = \frac{1}{2} (\|\underline{\Omega}\|^2 - \|\underline{\mathbf{S}}\|^2) > 0 \quad (3.2)$$

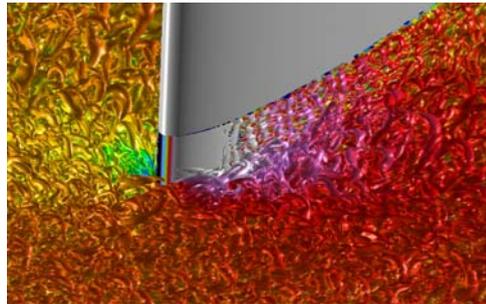
avec

$$\|\underline{\Omega}\| = [\text{tr}(\underline{\Omega} \underline{\Omega}^T)] \text{ avec } \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3)$$

et

$$\|\underline{\mathbf{S}}\| = [\text{tr}(\underline{\mathbf{S}} \underline{\mathbf{S}}^T)] \text{ avec } S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

D'après ce critère, extension tridimensionnelle du critère introduit par Weiss [176], les tourbillons sont définis comme les zones où  $Q$  est positif. L'équation (3.2) montre que  $Q$  représente aussi l'équilibre entre le taux de cisaillement et le taux de rotation.

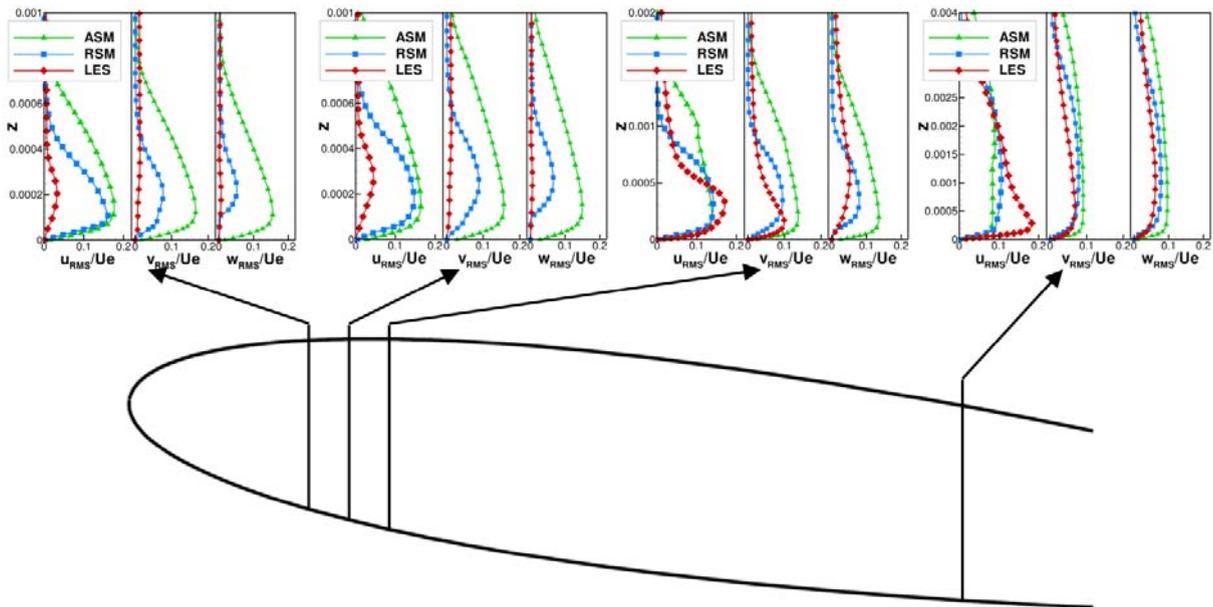


**Fig. 3.8** – Visualisations de la couche limite sur le profil par isosurface de critère  $Q = 10 (U_\infty/c)^2$

Il apparaît ainsi sur la figure 3.8 que la couche limite est laminaire au bord d'attaque, les isosurfaces de critère  $Q$  lisses indiquant l'absence de tourbillons, donc de turbulence. En aval de cette zone, on observe le développement de la turbulence pariétale avec apparition de tourbillons quasi longitudinaux (en forme de rouleaux) qui dégénèrent en tourbillons tridimensionnels similaires à ceux observés au sein de la couche limite sur la plaque plane.

## Grandeurs turbulentes

Le mécanisme d'apparition de la turbulence le long du profil est représenté sur les courbes de la figure 3.9, qui expose des statistiques d'ordre 2 extraites dans la couche limite à quatre positions différentes le long du profil entre  $x/c = 0$  et  $x/c = 0,5$ . Les résultats des simulations LES sont tracés conjointement à ceux issus des simulations RANS avec les modèles ASM et RSM-SSG qui fournissent un point de comparaison en couche limite turbulente.



**Fig. 3.9** – Statistiques d'ordre 2 de la couche limite sur le profil au niveau de la transition

Ainsi, on observe des différences significatives entre les modèles ASM et RSM-SSG utilisés en ce qui concerne l'allure des courbes de  $u_{rms}$  : la valeur du maximum de production d'énergie cinétique turbulente produite par les deux modèles est sensiblement identique, mais le maximum des courbes est plus resserré sur les profils RSM-SSG. Cela traduit une différence notable dans la structure des couches limites simulées par ces deux modèles. De même, les niveaux des tensions normales  $w_{rms}$  et transverses  $v_{rms}$  produits par le modèle RSM-SSG aux deux premières stations sont nettement inférieurs à ceux obtenus avec le modèle ASM. Les niveaux produits par les deux modèles redeviennent comparables en aval de la zone de transition, ce qui laisse penser que le modèle RSM-SSG ne développe pas la turbulence pariétale sur le profil instantanément, contrairement au modèle ASM. Néanmoins, les niveaux non négligeables des tensions turbulentes tout le long du profil indiquent clairement l'état turbulent de la couche limite pour ces modèles RANS dès le bord d'attaque.

Au contraire, la nature laminaire de la couche limite sur le profil obtenue avec l'approche LES est mise en évidence par les niveaux négligeables des tensions turbulentes  $u_{rms}$ ,  $v_{rms}$ , et  $w_{rms}$  aux deux premières stations de la figure 3.9. La transition en aval de la seconde station est identifiée par le saut de la valeur maximale de  $u_{rms}$ , qui passe de  $3\% U_\infty$  à  $18\% U_\infty$  de manière brutale. Il en est de même pour les tensions normales et transverses, ce qui prouve le caractère tridimensionnel de la couche limite en aval du point de transition sur le profil.

On note enfin qu'à la quatrième station de la figure 3.9, la couche limite est pleinement turbulente et le constat fait en 3.2.1 en ce qui concerne les statistiques de la couche limite de plaque plane semble s'appliquer également à la couche limite sur le profil : le maximum de production apparaissant sur le profil de  $u_{rms}$  LES est absent des profils ASM et RSM-SSG, en revanche les niveaux de fluctuations normales et transverses obtenus avec ces modèles RANS sont comparables avec les données LES.

## Spectres en un point

Afin d'étudier la dynamique du bulbe laminaire produit par le calcul LES, on peut rapprocher le processus de transition de la couche limite du profil dans le cas présent aux problèmes de transition par bulbe laminaire et bulbes de décollement en aval de marches (voir Deck et Thorigny [35] pour une revue sur ce type d'écoulement). Ces décollements sont caractérisés par deux fréquences particulières associées aux phénomènes de battement (*flapping*) et de lâcher tourbillonnaire (*shedding*), ce qui introduit la notion du contenu spectral d'un signal dont on rappelle la définition et les principes d'analyse ci-dessous.

Dans le but de caractériser la répartition fréquentielle de l'énergie contenue dans un signal  $x(f)$ , on a recours à la notion d'autospectre  $G_{xx}(f)$  (ou densité spectrale de puissance unilatérale DSP, spectre en un point), défini comme suit :

$$G_{xx}(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{2}{T} E[|\widehat{x(f)}|^2] \quad (3.5)$$

où  $\widehat{x(f)}$  est la transformée de Fourier de  $x(f)$ , et  $E[x]$  est l'espérance de  $x$ .

La quantité  $G_{xx}(f)$  apparaît comme la distribution fréquentielle de la puissance moyenne contenue dans le signal  $x(f)$ . En effet, le théorème de Parseval indique l'énergie  $E_x$  contenue dans le signal  $x(f)$  est égale à l'intégrale du spectre  $G_{xx}$ . On montre ainsi que :

$$E_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = \int_0^{\infty} G_{xx}(f) df = \bar{x}^2 + \sigma_x^2 \quad (3.6)$$

où  $\bar{x}$  est la valeur moyenne de  $x$  et  $\sigma_x^2 = x_{rms}^2$  sa variance.

En pratique, on calcule le spectre des fluctuations des grandeurs aérodynamiques (pression, vitesse, température,...) plutôt que le spectre des grandeurs complètes afin de ne pas saturer le spectre à la fréquence nulle avec la valeur  $\bar{x}$ . Ainsi on confondra dans la suite  $G_{xx}$  et  $G_{x'x'}$  par abus de notation et de langage. La surface délimitée par le spectre est alors exactement égale à la variance du signal et on a :

$$\sigma_x^2 = x_{rms}^2 = \int_0^{\infty} G_{xx}(f) df = \int_0^{\infty} f G_{xx}(f) d \log f \quad (3.7)$$

Par conséquent, on utilise parfois la représentation adimensionnée du spectre sous la forme  $f G(f)/\sigma_x^2$  en fonction de  $\log f$ .

Dans le cas des simulations numériques, on ne traite que des signaux discrets  $x(f_i)$  échantillonnés à la fréquence  $f_{ech} = 1/(\Delta t)$ . Trois méthodes peuvent être envisagées pour estimer le spectre d'énergie de la variable discrète  $x(f_i)$  :

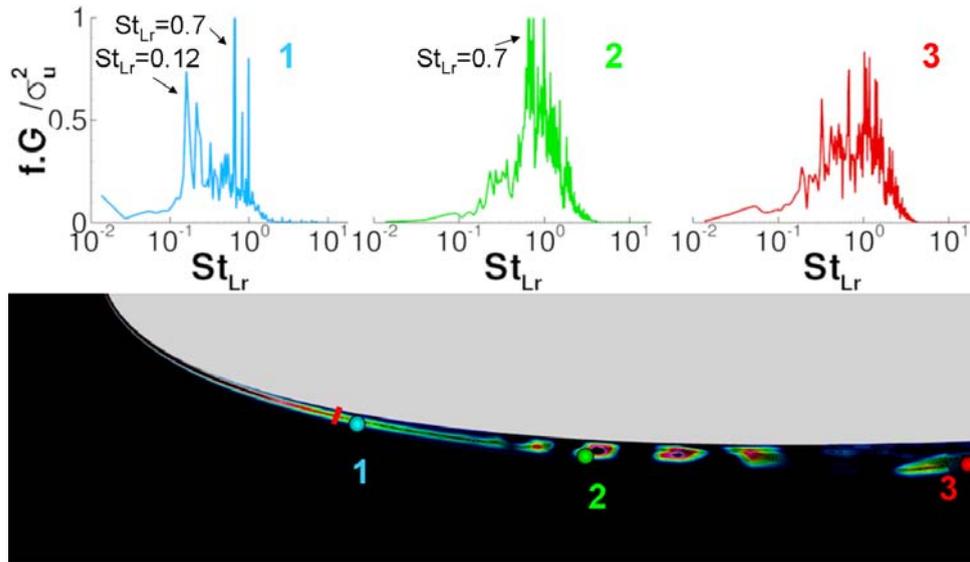
- La méthode du périodogramme propose de calculer le spectre à partir de l'expression de la transformée de Fourier pour un signal discret et de la formule (3.5). Cependant, cette méthode n'est en pratique jamais utilisée car elle conduit à un estimateur biaisé et est parasitée par la durée finie du signal discret étudié qui revient à une convolution du signal réel par un sinus cardinal.
- La méthode du périodogramme moyenné de Welch [179] propose de modifier la méthode du périodogramme pour en supprimer les limitations. Pour cela, le signal  $x(f_i)$  contenant  $N = \Delta t / (1/f_{ech})$  échantillons est divisé en  $N_b$  blocs. La densité spectrale de puissance du signal  $x(f_i)$  est estimée sur chaque blocs puis la moyenne est effectuée, ce qui permet de restituer l'autospectre de  $x(f_i)$  sur toute la longueur du signal. En revanche, la résolution fréquentielle – la distance spectrale séparant deux points d'estimation – est altérée par cette méthode et dépend du nombre de blocs choisi : plus le nombre de blocs est important, plus la résolution fréquentielle  $RF$  est petite.

- La méthode du Burg [25], ou méthode du maximum d'entropie, est basée sur la modélisation du signal  $x(f_i)$  au moyen d'une prédiction linéaire autorégressive paramétrique : le signal à l'instant  $t_i = 1/f_i$  est exprimé comme une combinaison linéaire du signal  $x_i$  aux  $m$  instants précédents et d'un terme d'erreur décorréllé de  $x_i$ . L'estimateur du spectre est alors obtenu par le module au carré de la transformée de Fourier de cette combinaison linéaire. La méthode revient donc à estimer les coefficients de la combinaison linéaire, on renvoie le lecteur à [25, 98] pour plus de détails. Cette méthode pose le problème du choix du nombre de coefficients à utiliser pour modéliser le signal de départ mais permet d'obtenir des spectres de haute qualité, en particulier pour des signaux de durée courte comme illustré par Larchevêque [98]. On notera néanmoins que dans certaines conditions, cette méthode peut faire apparaître des pics parasites sur les spectres : en pratique on utilise cette méthode conjointement avec celle de Welch pour s'assurer de la bonne allure du spectre.

Le choix de la fréquence d'échantillonnage est guidé par le critère de Nyquist (ou théorème de Shannon) qui stipule que la fréquence d'échantillonnage doit être au moins deux fois supérieure à la plus grande fréquence contenue dans  $x(f)$ , appelée fréquence de Nyquist  $f_{Nyquist}$  :

$$f_{ech} \geq 2 f_{max} = 2 f_{Nyquist} \quad (3.8)$$

Dans le cas où le critère de Nyquist n'est pas respecté, on observe le phénomène de repliement de spectre (ou aliasing) : les fréquences supérieures à la fréquence de Nyquist sont représentées dans la partie utile du spectre de manière parasite. En pratique, pour éviter ce phénomène, les signaux sont sur-échantillonnés dans la mesure du possible.



**Fig. 3.10** – Spectres de vitesse à différentes étapes de la transition et coupe de critère Q. Le trait rouge indique la position et la hauteur de la marche utilisée pour simuler la bande de transition. Spectres obtenus par la méthode de Welch avec moyennage sur  $N_b = 8$  blocs, la résolution fréquentielle est de  $RF = 50$  Hz.

La figure 3.10 illustre l'utilisation de la densité spectrale de puissance avec des spectres de vitesse en un point. Sur cette représentation, la visualisation des structures turbulentes par une isosurface de critère Q est associée à des spectres de vitesse en un point calculés à partir des signaux acquis juste en aval de la marche représentée en rouge, derrière le point de recollement et dans la couche limite turbulente en aval sur le profil. Les fréquences sont adimensionnées par la longueur du bulbe  $L_r$ .

Les spectres de vitesse numérotés 1 et 2 sur la figure 3.10 présentent deux pics distincts, un à basse fréquence à  $St_{L_r} = fL_r/U_\infty = 0,12$  et l'autre à haute fréquence à  $St_{L_r} = 0,7$ . Ces

fréquences sont comparables à celles issues de travaux expérimentaux et de simulations directes (DNS) de bulbes laminaires regroupées dans le tableau 3.2. On peut ainsi identifier le phénomène à  $St_{L_r} = 0,12$  comme étant le battement (ou *flapping*) de la couche de mélange à la surface du bulbe et le phénomène à  $St_{L_r} = 0,7$  comme correspondant au lâcher tourbillonnaire (ou *shedding*) à l'aval du bulbe, ce qui est bien illustré sur la coupe de critère Q de la figure 3.10. Plus loin en aval du bulbe, la couche limite recouvre un spectre turbulent large bande typique illustré par le spectre numéro 3 de la figure 3.10.

Le mécanisme de déclenchement de la transition sur le profil en LES est donc sensiblement différent de celui se produisant sur la maquette lors des essais. Dans la simulation, le décollement est provoqué de manière artificielle, et c'est cette perturbation de la couche limite laminaire qui permet sa transition vers l'état turbulent. Au contraire, lors des essais, il semble que le décollement apparaît de manière naturelle et la transition est déclenchée par la rupture du bulbe par la bande de transition. Néanmoins, malgré cette différence de mécanisme, l'état de la couche limite produit par la LES en aval de la zone comprise entre  $x/c = 0$  et  $x/c = 0,10$  est bien turbulent et cohérent avec les simulations RANS comme il a été montré dans la section 3.2.2.

Auteurs	Configuration	Flapping	Shedding
Cherry <i>et al.</i> [28]	Bord d'attaque aigu, essais $Re_D = 3 \times 10^4$	$St_D = 0,02$ $St_{L_r} = 0,125$	$St_{L_r} = 0,7$
Wilson <i>et al.</i> [181]	Bulbe de décollement transitionnel, LES $Re_{X_r} = 3,6 \times 10^5$	Non observé	$St_\theta = 0,006$
Pauley <i>et al.</i> [135]	Bulbe de décollement laminaire, DNS $Re_\theta = 160 - 325$	Non observé	$St_\theta = 0,007$
Na and Moin [121]	Bulbe de décollement laminaire, DNS $Re_\theta = 300$		$St_{\delta_1} = 0,0025 - 0,01$
Lin <i>et al.</i> [105]	Profil à faible Re, numérique $Re_c = 10^5$	Non observé	$St_c = 0,007$ $St_\theta = 0,006$
Kiya <i>et al.</i> [91]	Plaque plane, essais $Re_D = 2,6 \times 10^4$	$St_{L_r} = 0,12$ (pic étalé)	$St_{L_r} = 0,6$
Rist <i>et al.</i> [143]	Bulbe de décollement laminaire, DNS $Re_{\delta_1} = 1244$	Non observé	$St_{\delta_1} = 0,043$
Marquillie <i>et al.</i> [109]	Bulbe de décollement laminaire, DNS $Re_{\delta_1} = 900$	$St_{\delta_1} = 0,007$	Non observé
Yang <i>et al.</i> [184]	Bord d'attaque circulaire, LES $Re_D = 3,5 \times 10^3$	$St_{L_r} = 0,104$ $St_{\delta_1} = 0,001$	$St_{L_r} = 0,8$ $St_{\delta_1} = 0,007$

**Tab. 3.2** – Fréquences caractéristiques de bulbe laminaire.  $D$  est la longueur caractéristique du bord d'attaque,  $L_r$  la longueur du bulbe et  $X_r$  la position du décollement

De plus, l'obtention de fréquences caractéristiques typiques des phénomènes physiques se produisant au sein d'un tel décollement illustre la validité de la LES présentée dans ce chapitre pour la résolution des phénomènes instationnaires. Ce résultat permet par conséquent d'envisager l'étude des propriétés dynamiques de l'écoulement de jonction du cas BASE qui est mise en œuvre dans les parties suivantes.

### 3.2.4 Conclusion partielle : pertinence de la confrontation des données

Au cours de cette partie, l'écoulement non concerné par la présence de la jonction a été étudié. En particulier, cela a permis de montrer la cohérence des essais et des simulations vis à vis de la définition du cas BASE dont l'étude fait l'objet de ce chapitre. En effet, l'épaisseur de couche limite amont, la distribution de pression et l'épaisseur de la couche limite sur le profil à mi-envergure mesurées et simulées sont comparables et correspondent aux caractéristiques du cas BASE déterminées dans le chapitre 2. Cela permet d'envisager la confrontation des résultats en considérant que les différences qui seront observées en ce qui concerne l'écoulement de coin

relèvent majoritairement des modèles utilisés et ne sont pas liés à des différences de configuration.

La seule différence significative relevée entre les essais et les simulations se situe au niveau de la zone de transition sur le profil. Il a été montré que ce phénomène est déclenché par un bulbe de décollement laminaire sur le profil lors des essais, qui est aussi observé sur la simulation LES mais dont le processus de formation diffère de celui observé lors des essais, sa dynamique a été étudiée et est similaire aux résultats trouvés dans la littérature concernant les bulbes de décollement. La prise en compte de ce phénomène local ne modifie pas les résultats des simulations RANS, celles-ci sont donc menées en régime turbulent sur toute la corde du profil. Un bon accord sur les grandeurs de couche limite dans la zone en aval de la position de la transition observée lors des essais a été constaté entre les simulations RANS et LES.

Par ailleurs, l'analyse des fluctuations de vitesse produites par la simulation LES dans les couches limites amont et sur le profil a montré la bonne mise en œuvre de l'approche. En effet, les résultats obtenus sont classiques en simulation des grandes échelles avec des schémas volumes finis du second ordre : malgré le  $C_f$  sous estimé, le pic de production d'énergie cinétique turbulente est bien reproduit, de même que la répartition des tensions turbulentes au sein de la couche limite.

Enfin, ces études ont également permis d'évaluer le comportement des modèles RANS ASM et RSM-SSG. Un léger retard au développement de la turbulence pariétale au bord d'attaque du profil a été observé pour le modèle RSM-SSG, toutefois ce retard est comblé rapidement en aval du maximum d'épaisseur du profil puisque le modèle RSM-SSG produit alors des niveaux de fluctuations comparables au modèle ASM et à la simulation LES. Ainsi les défauts de développement de la turbulence peuvent être considérés non préjudiciables à la représentativité des simulations RANS.

En conséquence, l'analyse de l'écoulement de jonction et la comparaison des résultats des études numériques et expérimentales peut être poursuivie. Les prochaines sections sont ainsi vouées à l'étude des régions caractéristiques des jonctions illustrées sur la figure 1.2 page 15. Le développement du tourbillon en fer à cheval au niveau du bord d'attaque de la jonction constitue la première de ces zones.

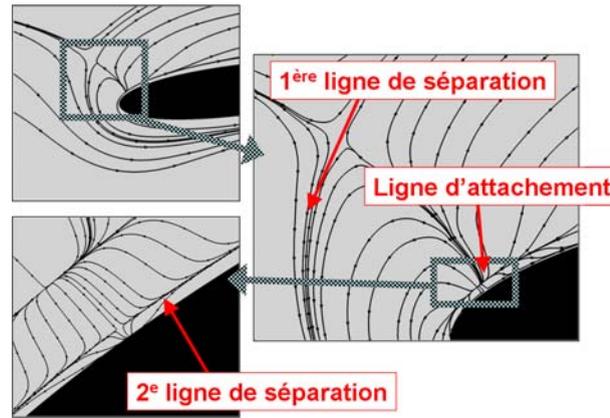
### 3.3 Le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque

Comme il a été mentionné lors de l'étude bibliographique dans le chapitre 1, le tourbillon en fer à cheval prend naissance au bord d'attaque de la jonction du fait du repliement de la couche limite amont soumise à un fort gradient de pression adverse. Ses propriétés sont bien connues sur des cas de jonctions simplifiées présentant un fort *Bluntness Factor*, en revanche peu d'études détaillées ont été effectuées dans les conditions du cas BASE, à savoir à faible *Bluntness Factor*. De plus, l'étude approfondie de cette région est nécessaire dans le cadre de l'analyse de l'écoulement de coin car un couplage entre ces deux zones est fortement soupçonné.

C'est ce qui justifie la présente partie qui vise à analyser les bases de données numériques constituées au cours de la thèse afin de mettre en évidence les caractéristiques moyennes et dynamiques du tourbillon en fer à cheval dans la région du bord d'attaque dans ce cas à faible *Bluntness Factor*, et de les mettre en regard des analyses existantes sur les cas plus documentés. En effet, nous ne disposons pas de données expérimentales dans la région du bord d'attaque du fait de l'impossibilité d'y placer la sonde 5 trous sans perturber fortement l'écoulement. Par conséquent, on prendra comme référence la simulation LES qui est représentative des essais et conforme à la littérature comme l'étude des zones de convection et de coin le montrera dans les parties suivantes.

#### 3.3.1 Caractéristiques moyennes du tourbillon

La topologie de l'écoulement moyen au bord d'attaque de la jonction est mise en évidence par les lignes de frottement pariétales tracées sur la figure 3.11 ci-dessous.



**Fig. 3.11** – Lignes de frottement pariétales issues du calcul LES moyenné en temps

L'organisation des lignes de frottement est en accord avec la théorie et la littérature concernant les tourbillons en fer à cheval exposée dans le chapitre 1. En particulier les résultats présentés sur la figure 3.11 sont similaires à ceux obtenus expérimentalement par Olçmen et Simpson [125] illustrés sur la figure 1.3 page 17. Deux lignes de séparation sont visibles, dont une très proche du profil. Ces deux lignes de séparation sont connectées par une ligne d'attachement que l'on peut identifier comme la *Line Of Low Shear (LOLS)* définie par Devenport et Simpson [44] et mentionnée au chapitre 1 dans la section 1.2.1.

Ces lignes de frottement sont l'empreinte du tourbillon en fer à cheval moyennée en temps. La présence de plusieurs lignes de séparation dénote l'existence de plusieurs tourbillons en moyenne, et non d'un seul tourbillon massif. Pour analyser plus en détail la structure du tourbillon moyen, l'écoulement dans le plan de symétrie au bord d'attaque est étudié dans la suite.

### Lignes de courant au bord d'attaque

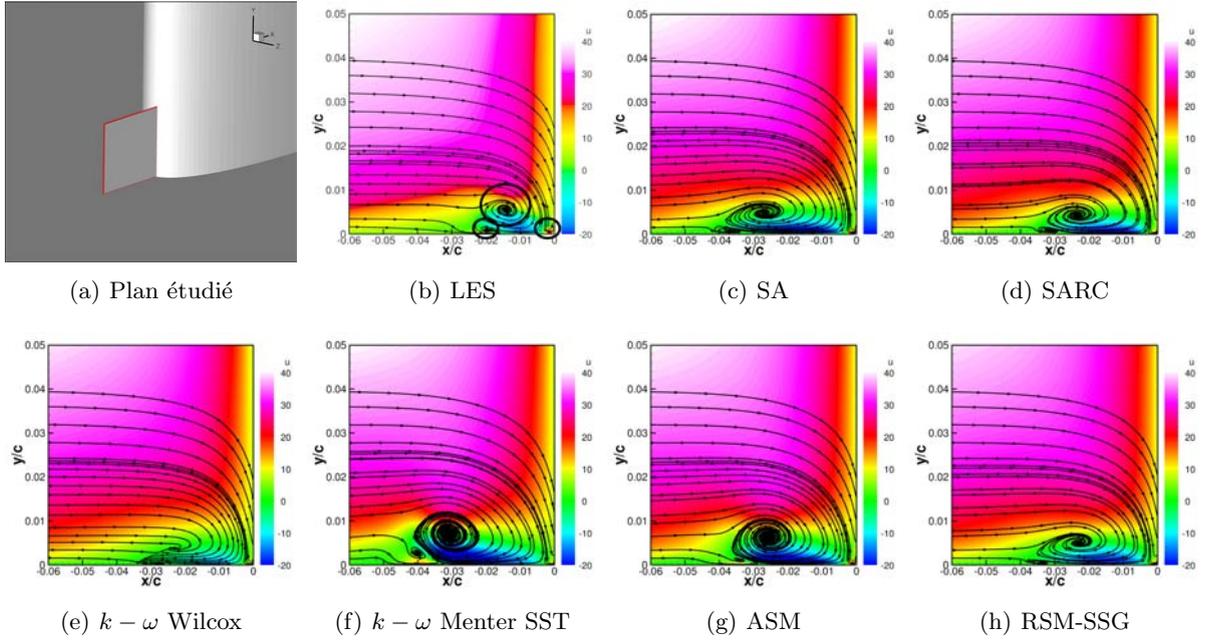
La topologie pariétale exposée sur la figure 3.11 est caractéristique de la présence d'un tourbillon en fer à cheval. Afin de mieux comprendre ce tourbillon, les champs de vitesse moyenne et les lignes de courant dans le plan de symétrie au bord d'attaque de la jonction sont représentés sur la figure 3.12. Les données issues de la simulation LES sont accompagnées des résultats produits par les différents modèles de turbulence RANS utilisés au cours de cette étude.

On reconnaît sur le cliché de la simulation LES sur la figure 3.12(b) le processus de formation du tourbillon en fer à cheval. Les lignes de courant indiquent comment la couche limite amont, sous l'effet du gradient de pression adverse créé par le profil, se replie sur elle même pour donner naissance à un tourbillon massif. Un tourbillon principal tournant dans le sens horaire dans le plan  $xOy$  et deux tourbillons secondaires tournant dans le sens trigonométrique sont ainsi mis en évidence sur la figure 3.12(b). Le tourbillon principal s'accompagne d'un décollement de la couche limite identifié par les contours bleus de vitesse axiale.

Les modèles RANS produisent un écoulement similaire, néanmoins la figure 3.12 illustre la dispersion des résultats. De manière générale, le tourbillon en fer à cheval simulé par les modèles RANS utilisés au cours de cette étude est plus large et situé plus en amont du profil que celui issu de la simulation LES, les positions précises sont regroupées dans le tableau 3.3.

En revanche, la hauteur du tourbillon principal par rapport à la plaque plane est comparable entre la simulation LES et les résultats RANS. Cela laisse penser que cette position est dictée par l'épaisseur de couche limite amont, qui est la même pour toutes les simulation comme illustré sur la figure 3.3 page 66.

On distingue également des différences significatives en ce qui concerne l'intensité du courant de retour dans le décollement à la base du tourbillon principal suivant le modèle utilisé. De plus, le tourbillon secondaire situé contre le profil dans la simulation LES est peu visible sur les



**Fig. 3.12** – Visualisation du tourbillon en fer à cheval moyen au bord d'attaque au moyen de lignes de courant et contours de vitesse axiale moyenne. On rappelle que dans notre cas,  $\delta_{x=-0,5c} = 0,075 c$

lignes de courant des simulations RANS. Cependant des visualisations plus précises présentées dans la suite montreront que ces simulations exhibent bien ce tourbillon secondaire, même s'il est atténué par rapport aux résultats LES. Cela démontre que les différences observées dans la capture du tourbillon secondaire ne sont pas dues à un effet densité de maillage.

Le tourbillon en fer à cheval simulé par le modèle  $k - \omega$  de Wilcox apparaît très petit et peu intense comparé aux autres simulations. Au contraire, les tourbillons prédits par les modèles ASM et  $k - \omega$  SST sont très importants. La taille du tourbillon principal que présentent les simulations faites avec ces modèles ainsi que l'étendue du décollement en dessous de celui-ci sont particulièrement surestimés par rapport aux données LES.

En revanche, les résultats fournis par les modèles de Spalart Allmaras (avec et sans correction de courbure/rotation) et RSM-SSG sont très similaires et sont ceux qui se rapprochent plus du résultat de la simulation LES.

	<i>Rood</i>	LES	SA	SARC	$k - \omega$ Wilcox	$k - \omega$ SST	ASM	RSM-SSG
$x/c$	-0,06	-0,014	-0,028	-0,024	-0,024	-0,032	-0,026	-0,023
$y/c$	0,02	0,006	0,005	0,005	0,004	0,008	0,006	0,005

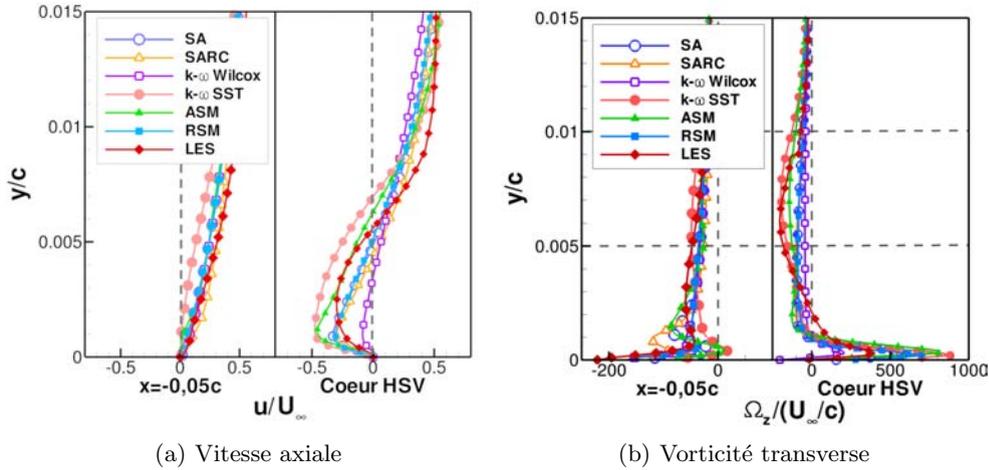
**Tab. 3.3** – Position du tourbillon principal au bord d'attaque de la jonction. Données tirées de Devenport et al. [44] pour le cas *Rood*

### Profils moyens de vitesse et de vorticité dans le tourbillon principal

Les différences entre les modèles RANS et la simulation LES relev es sur la figure 3.12 sont quantifi es sur la figure 3.13 qui compare les profils de vitesse et de vorticité axiale extraits en amont du tourbillon et dans le cœur du tourbillon principal aux stations  $x/c$  indiqu es dans le tableau 3.3. Les gradients de vitesse et de vorticité qui apparaissent entre les deux stations permettent de mesurer l'influence du tourbillon en fer à cheval sur le champ moyen.

Ainsi, les profils de vitesse sur la figure 3.13(a) confirment que l'écoulement de retour lié à la formation du tourbillon en fer à cheval est particulièrement intense en ce qui concerne le modèle

$k - \omega$  SST, et presque inexistant pour le modèle  $k - \omega$  de Wilcox. Entre ces deux extrêmes, les profils issus des autres simulations RANS et de la simulation LES sont similaires.



**Fig. 3.13** – Profils moyens extraits au bord d’attaque de la jonction hors et au cœur du tourbillon en fer à cheval (HSV). On rappelle que dans notre cas,  $\delta_{x=-0,5c} = 0,075c$

Sur la figure 3.13(b), les niveaux de vorticité axiale permettent également de distinguer les résultats produits par les différents modèles. Sur toutes les courbes, on observe une zone de vorticité positive en très proche paroi ( $y \leq 0,002c$ ) correspondant au tourbillon secondaire situé sous le tourbillon principal.

Ce dernier se traduit par un minimum de vorticité atteint pour  $y/c \simeq 0,007$  en LES. Les résultats RANS sont relativement dispersés, les profils extrêmes correspondent aux modèles  $k - \omega$  de Wilcox qui produit un minimum presque nul de vorticité, et  $k - \omega$  SST pour lesquels le minimum de vorticité est deux fois plus important que pour les autres modèles et plus proche du profil LES.

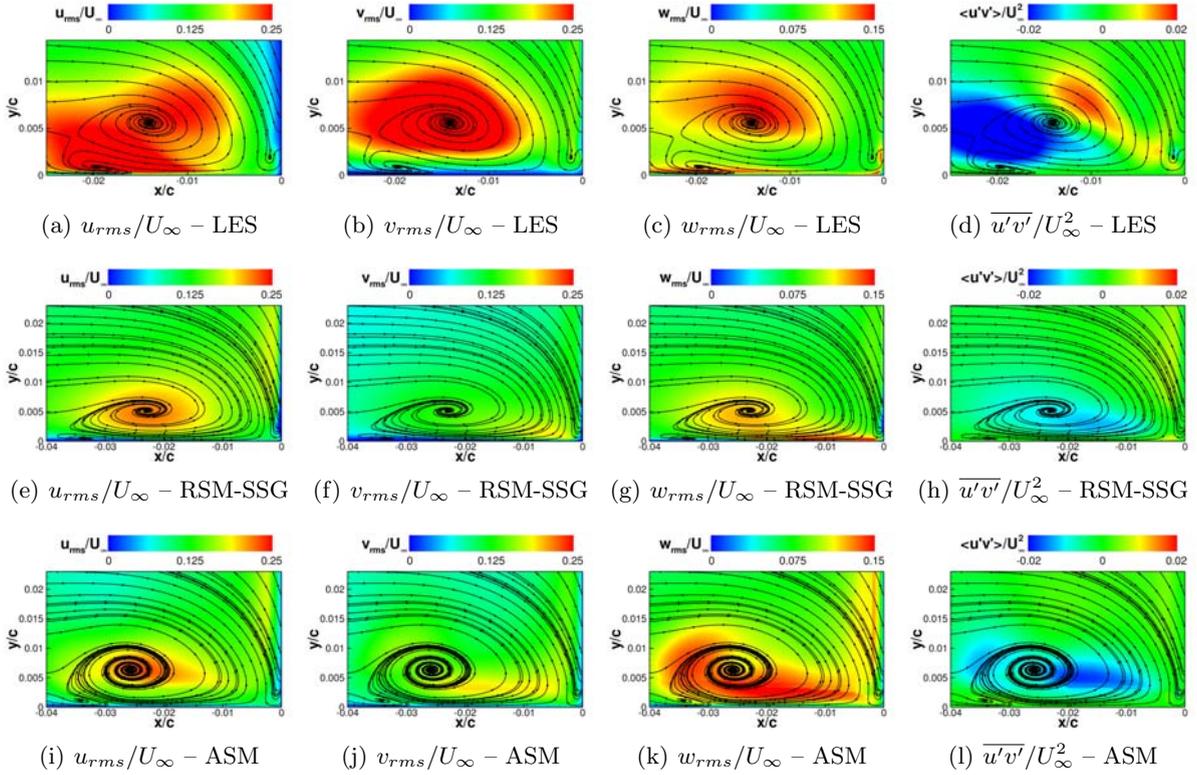
L’étude du champ moyen montre l’influence majeure du tourbillon en fer à cheval qui est marqué par de forts gradients de vitesse au bord d’attaque. L’énergie turbulente associée à ce phénomène est étudiée dans la section suivante.

### 3.3.2 Champ turbulent associé au tourbillon en fer à cheval

La répartition des tensions de Reynolds dans la zone de création du tourbillon en fer à cheval est illustrée sur la figure 3.14. Sur cette figure, les contours des tensions normales  $u_{rms}$ ,  $v_{rms}$  et  $w_{rms}$  sont présentées et permettent de visualiser la distribution de l’énergie cinétique turbulente mise en jeu au cours du processus de formation du tourbillon et sa répartition selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  puisque  $k = 1/2 (u_{rms}^2 + v_{rms}^2 + w_{rms}^2)$ . On a également reporté sur la figure 3.14 les contours des contraintes de cisaillement turbulentes  $\overline{u'v'}$ . Les valeurs des autres tensions croisées du tenseur de Reynolds sont significativement inférieures et ne sont donc pas présentées.

Les visualisations de la simulations LES illustrent l’intensité turbulente associée au tourbillon en fer à cheval. De fait, le tourbillon principal est marqué par une forte amplification de toutes les fluctuations qui atteignent des niveaux largement supérieurs à ceux relevés hors du tourbillon à la même altitude dans la couche limite.

On distingue également une région d’étendue plus limitée de fluctuations importantes associées aux tourbillons secondaires situés sous le tourbillon principal et proche du profil. En particulier, le tourbillon secondaire situé proche du profil produit de fortes fluctuations transverses  $w_{rms}$  et une contrainte de cisaillement turbulente  $\overline{u'v'}$  significative. Cela souligne le caractère fortement anisotrope de l’écoulement en très proche paroi dans cette région, ce qui sera précisé dans la suite.



**Fig. 3.14** – Contours des fluctuations de vitesse dans le plan de symétrie au bord d'attaque

Les modèles ASM et RSM-SSG produisent des niveaux de fluctuations sensiblement inférieurs à ceux relevés dans la simulation LES. En effet, l'amplification des tensions de Reynolds associée au tourbillon principal est reproduite mais le phénomène semble atténué.

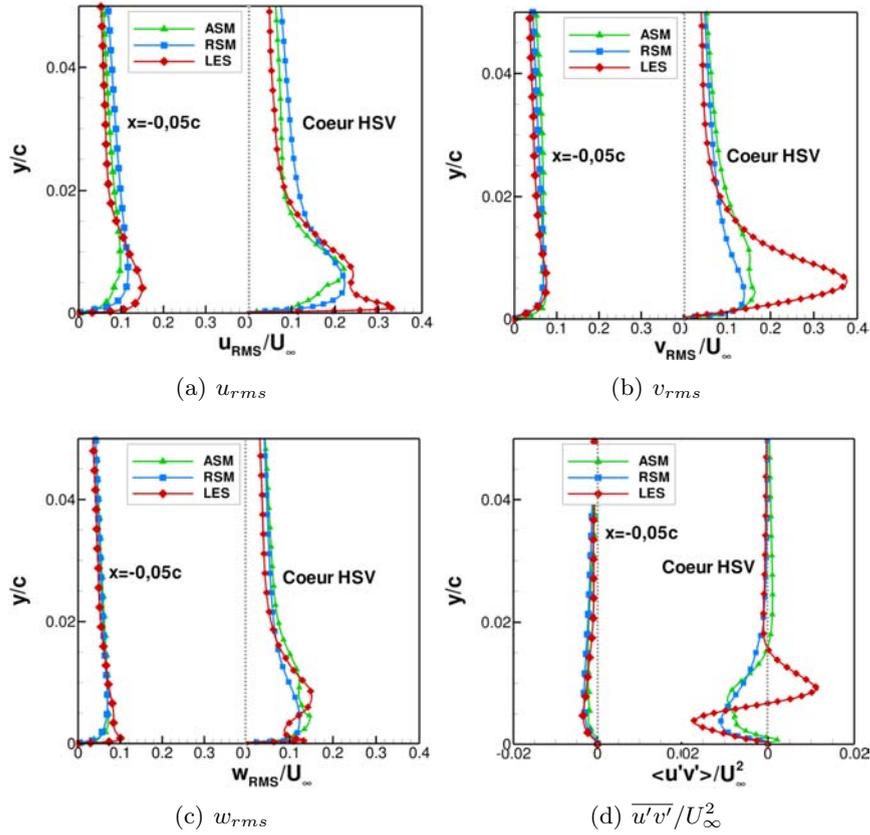
On observe sur les figures 3.14(e) à 3.14(l) l'existence du tourbillon secondaire proche du profil, et l'on peut constater que les simulations ASM et RSM-SSG atténuent fortement ce tourbillon par rapport à la LES. En particulier, les fluctuations transverses  $w_{rms}$  et la contrainte de cisaillement turbulente associées à ce tourbillon ne sont pas reproduites quantitativement par les simulations RANS.

D'une manière générale, on observe sur la figure 3.14 une limitation majeure des modèles ASM et RSM-SSG en ce qui concerne la contrainte de cisaillement turbulente. En effet, la production de fluctuations positives à la frontière supérieure du tourbillon principal observée sur la figure 3.14(d) dans la simulation LES n'est pas reproduite par les simulations ASM et RSM-SSG.

Il en est de même pour les fluctuations normales  $v_{rms}$  qui sont très peu impactées par le tourbillon en fer à cheval dans les simulations RANS alors que la simulation LES présente de forts niveaux de  $v_{rms}$  dans cette zone.

Comme il a été vu dans le chapitre 1 sur la figure 1.5 page 18, on dispose pour le cas Rood de données de fluctuations de vitesse dans le tourbillon sous la forme de profils verticaux extraits en son sein. Par conséquent, afin de comparer les observations faites sur le cas Rood avec les résultats présentés sur la figure 3.14, les profils de fluctuations dans le coeur du tourbillon principal et en amont de celui-ci sont tracés sur la figure 3.15. Cela permet par ailleurs de quantifier les écarts entre les simulations relevés ci-dessus.

Ainsi, les niveaux de  $u_{rms}$  obtenus dans le coeur du tourbillon sont deux fois plus élevés que ceux en amont. Le profil issu de la simulation LES présente un maximum absolu en très proche paroi et un maximum relatif en  $y/c \simeq 0,08$ , ce qui correspond aux mesures effectuées sur le tourbillon en fer à cheval produit sur le cas Rood, comme illustré sur la figure 1.5 page 18. En revanche, les simulations ASM et RSM-SSG ne présentent pas second maximum en proche paroi,



**Fig. 3.15** – Statistiques d'ordre 2 dans le tourbillon en fer à cheval (HSV). On rappelle que dans notre cas,  $\delta_{x=-0,5c} = 0,075 c$

qui est attribué pour le cas Rood au comportement instationnaire du tourbillon en fer à cheval : il semble donc compréhensible que les simulations RANS ne soient pas en mesure de reproduire ce maximum. Mis à part cette divergence en proche paroi, l'ordre de grandeur des fluctuations axiales globalement produites par les simulations ASM, RSM-SSG et LES est comparable à celui mesuré sur le cas Rood.

Comme observé plus haut, les profils de fluctuations de vitesse normale  $v_{rms}$  sur la figure 3.15(b) issus des calcul ASM et RSM-SSG présentent un écart important avec le profil issu de la LES. En effet, le niveau maximal des fluctuations est amplifié par le tourbillon en fer à cheval dans les trois simulations, mais il l'est d'environ 400% dans la simulation LES alors que la valeur maximale de  $v_{rms}$  n'augmente que de 80% environ dans les simulations RANS par rapport au profil de référence pris loin de la jonction. Cette différence est attribuée au comportement fortement instationnaire du tourbillon en fer à cheval – le caractère bimodal évoqué lors de la revue bibliographique dans le chapitre 1 – qui sera étudié dans la partie suivante. En effet, les profils de fluctuations de vitesse normale mesurés sur le cas Rood et reproduits sur la figure 1.5 page 18 présentent également une valeur maximum très élevée attribuée au caractère bimodal par Devenport et Simpson [44]. Comme cela a déjà été mentionné plus haut, les simulations RANS ne sont pas à même de capturer ce phénomène purement instationnaire et large bande.

Le caractère bimodal est aussi vraisemblablement responsable de la différence significative relevée sur les profils de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de la figure 3.15(d). En effet, le profil LES présente un point d'inflexion non visible sur les résultats des simulations RANS. L'allure du profil de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  présenté sur la figure 3.15(d) est semblable à celle observée sur la figure 1.5 page 18, les niveaux des contraintes  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  atteints également.

Après avoir identifié les zones à forte énergie au sein du tourbillon en fer à cheval, on s'intéresse dans la suite à l'évolution temporelle de ce phénomène. Pour cela, le champ instantané est analysé et la répartition fréquentielle de l'énergie turbulente est examinée dans le but de dégager

la dynamique particulière au tourbillon en fer à cheval.

### 3.3.3 Dynamique au bord d'attaque : le caractère bimodal

L'étude des grandeurs turbulentes effectuée précédemment a mis en lumière des différences majeures entre les simulations RANS et LES. La différence de modélisation de la turbulence ne permet pas d'expliquer à elle seule de tels écarts. En effet, les divergences observées dans la zone du bord d'attaque entre les simulations ASM, RSM-SSG et LES sont significativement plus importantes que dans le cas des écoulements non perturbés présentés en 3.2, ce qui semble indiquer la présence d'un phénomène instationnaire à grande échelle non reproduit par les simulations RANS.

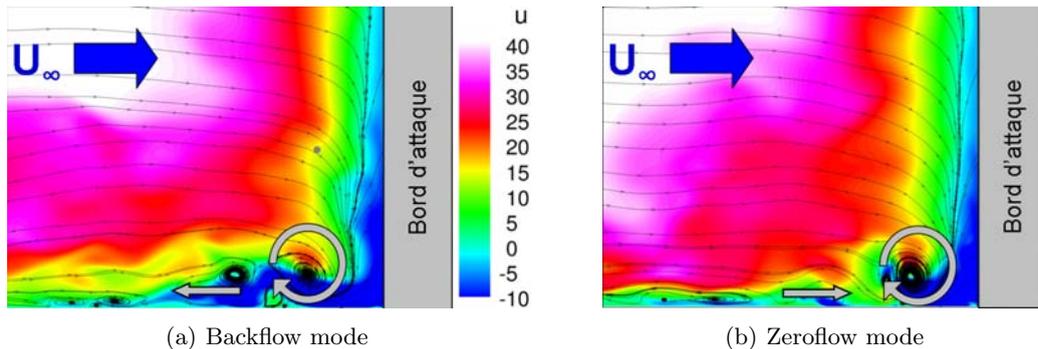
D'autre part, l'étude bibliographique menée dans le chapitre 1 a mis en évidence une propriété singulière du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie au bord d'attaque de la jonction, nommé caractère bimodal.

La présente partie vise donc à analyser la simulation LES afin de vérifier si celle-ci rend effectivement compte de ce phénomène intrinsèque aux tourbillons en fer à cheval qui se traduit par l'existence de deux modes – ou positions privilégiées – du tourbillon en face du profil.

#### Visualisation de la dynamique du tourbillon

Afin d'illustrer les deux modes *backflow* et *zeroflow* introduits par Devenport *et al.* [44], des lignes de courant instantanées dans le plan de symétrie au bord d'attaque de la jonction sont présentées figure 3.16 à deux instants différents.

Premièrement, les clichés de la figure 3.16 illustrent le système de tourbillons qui composent le tourbillon en fer à cheval. Il apparaît ainsi que le tourbillon en fer à cheval instantané est constitué d'un tourbillon principal de taille relativement importante et d'une multitude de tourbillons plus petits. Ce résultat est conforme à de nombreuses observations expérimentales relevées dans la littérature, qui mentionnent des systèmes à multiples tourbillons [86, 159].



**Fig. 3.16** – Lignes de courant et contours de vitesse axiale à deux instants différents

Les visualisations de la figure 3.16 mettent en évidence la présence des deux modes mentionnés précédemment. Durant le *backflow* mode, le tourbillon en fer à cheval remonte profondément en amont du profil, créant ainsi un fort courant de retour identifié par les zones en contours bleus sur la figure 3.16(a).

A l'inverse, dans une seconde phase de l'écoulement nommée *zeroflow* mode, le tourbillon se trouve plaqué contre le bord d'attaque du profil et étiré autour de celui-ci comme illustré sur la figure 3.16(b). Le courant de retour est très faible durant ce mode.

On rappelle que Devenport *et al.* [44] lient l'apparition du caractère bimodal à l'apport intermittent dans la jonction de fluide venant de la couche limite amont ou de l'écoulement extérieur (voir 1.2.2 page 18). Les visualisations de la figure 3.16 semblent compatibles avec leur interprétation : lors du *zeroflow* mode, le fluide présent en proche paroi dans le coin semble

provenir de la couche externe de la couche limite, comme l'indiquent les niveaux de vitesse. Ce fluide à faible énergie cinétique est étiré le long du profil par le gradient de pression transverse. En revanche, il semble effectivement que lors du *backflow* mode, le fluide pénétrant dans la jonction possède une énergie cinétique importante, il serait donc issu du champ moyen. Ce fluide à forte énergie résiste au gradient de pression transverse, et il se forme un courant de retour avant que le tourbillon ne soit étiré autour du profil.

De manière analogue à Devenport *et al.* [44], l'étude de la densité de probabilité des fluctuations de vitesse permet une approche plus quantitative du caractère bimodal.

### Densité de probabilité

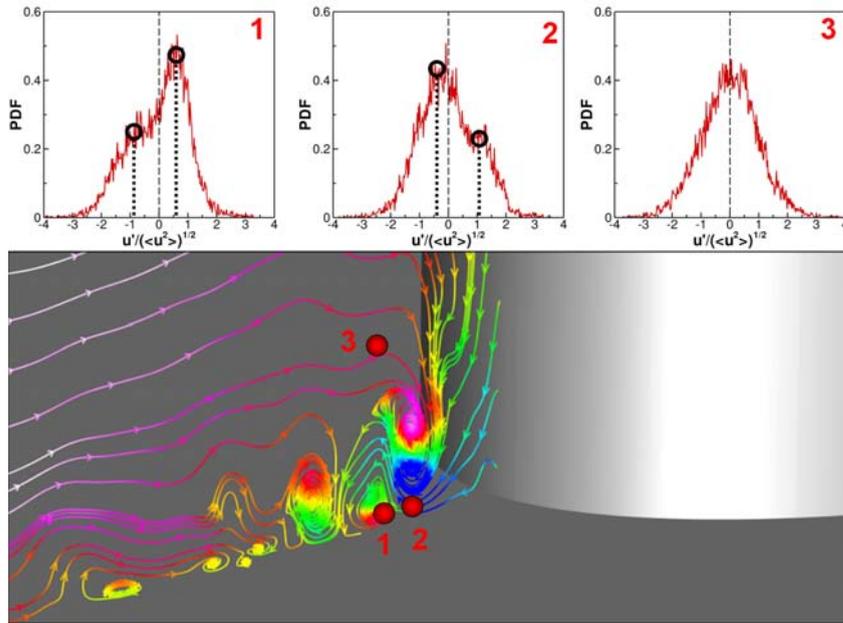
L'étude de la fonction densité de probabilité des fluctuations permet de distinguer des états plus probables que d'autres et est donc un outil approprié à l'étude du caractère bimodal. En effet, la densité de probabilité (PDF) d'une variable aléatoire continue  $f$  traduit la probabilité  $P(a \leq f \leq b)$  que la variable  $f$  appartienne à l'intervalle  $[a; b]$  :

$$P(a \leq f \leq b) = \int_a^b PDF_f(x) dx \quad (3.9)$$

On peut montrer que  $PDF_f(x) \geq 0 \forall x$  et que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} PDF_f(x) dx = 1 \quad (3.10)$$

De fait, les PDF des fluctuations de vitesse axiale aux positions 1 et 2 présentées en figure 3.17 confirment l'existence des deux positions privilégiées des tourbillons principales identifiées dans la section précédente.



**Fig. 3.17** – Fonction densité de probabilité des fluctuations de vitesse axiale

Ces histogrammes sont similaires à ceux obtenus sur le cas Rood et exposés au chapitre 1 sur la figure 1.6 page 19 : cela illustre le caractère bimodal du tourbillon en fer à cheval, qui semble osciller d'avant en arrière en face du profil selon deux modes.

Ainsi, le *zeroflow* mode, au cours duquel le tourbillon principal est plaqué contre le bord d'attaque du profil et reste globalement immobile correspond aux pics proches de zéro des PDF de la figure 3.17.

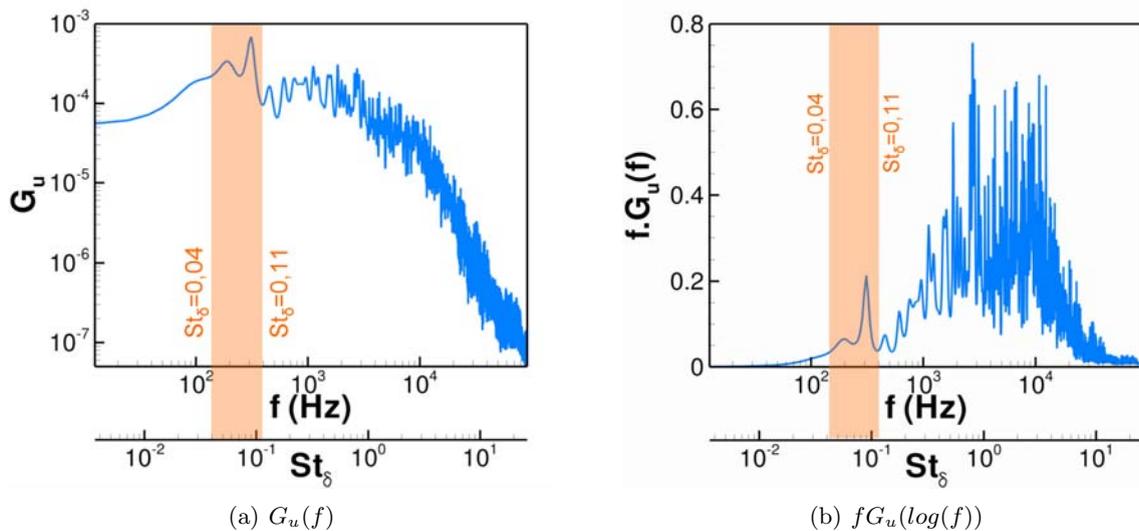
A l'inverse, le *backflow* mode au cours duquel le tourbillon remonte en amont de la jonction formant ainsi un fort courant de retour puis revient vers le bord d'attaque lors de la transition vers le *zeroflow* mode correspond aux pics non nuls.

Plus loin de la paroi, à la position 3 sur la figure 3.17, la densité de probabilité est centrée en 0 et ne présente plus de pics particulier, ce qui traduit l'absence d'état privilégié.

Les champs instantanés et les PDF présentés précédemment ont permis d'identifier et de caractériser les modes *backflow* et *zeroflow*, la transition entre ces deux modes se faisant de manière continue et progressive d'après l'analyse des champs instantanés de vitesse. Afin de distinguer les propriétés dynamiques de la transition entre les deux modes, il convient d'examiner la répartition fréquentielle de l'énergie associée à ce mécanisme illustrée par les fortes fluctuations turbulentes reproduites sur la figure 3.15 page 82. Pour cela, des spectres de vitesse calculés en un point appartenant à la zone du bord d'attaque sont analysés dans la section suivante.

### Spectres de vitesse en 1 point

Comme indiqué dans la partie 1.2.2, de nombreuses études ont souligné le caractère chaotique de la transition entre les deux modes identifiés sur les figures 3.16 et 3.17. En effet, la durée de chaque mode est aléatoire et ce phénomène met en jeu une gamme de fréquences relativement large (voir tableau 1.3 page 19).



**Fig. 3.18** – Spectre de vitesse axiale pour le point 2 de la figure 3.17. La zone en orange contient 20% de l'énergie. Spectre obtenu avec la méthode de Burg.

On retrouve ce comportement sur le spectre de vitesse axiale calculé au cœur du tourbillon en fer à cheval, reproduit sur la figure 3.18. Le spectre<sup>3</sup> de la figure 3.18 est tracé sous la forme brute  $G_u(f)$  et sous la forme  $fG_u(\log(f))$  afin de bien faire apparaître la variance du signal sous la courbe du spectre, voir l'équation 3.6 page 74. Celui-ci présente deux pics relativement étalés pour les basses fréquences entre  $St_\delta = 0,05$  et  $St_\delta = 0,1$  ( $\delta$  étant l'épaisseur de couche limite amont) qui traduisent l'apériodicité de la transition entre les modes *backflow* et *zeroflow*. Ces valeurs de fréquences sont en accord avec les valeurs typiques du caractère bimodal relevées dans la littérature (voir tableau 1.3 page 19). De plus, la bande de fréquence  $St_\delta = [0,05; 0,1]$  colorée en orange sur la figure 3.18 contient 20% de l'énergie turbulente, ce qui révèle l'importance des fluctuations basse fréquence de vitesse engendrées par le caractère bimodal du tourbillon en fer à cheval et laisse penser que les écarts sur les fluctuations produites par les simulations RANS

<sup>3</sup>En raison de la faible durée du signal LES (80 ms), la méthode auto régressive de Burg [25] a été utilisée pour calculer ce spectre. Pour plus de détails sur la méthode, voir 3.2.3 page 74.

et LES observés sur la figure 3.15 sont effectivement dus au comportement instationnaire du tourbillon.

### 3.3.4 Synthèse

Au cours de la présente partie, l'organisation moyenne du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque a été identifiée et est illustrée sur la figure 3.19. Ainsi, le gradient de pression créé par le profil provoque un décollement tridimensionnel de la couche limite amont, qui conduit à la formation d'un tourbillon principal de taille comparable à l'épaisseur de couche limite amont. Celui-ci s'accompagne de plusieurs tourbillons de taille inférieure, en particulier on peut observer un tourbillon dans le coin formé par le bord d'attaque du profil et la plaque plane. Ce dernier sera appelé dans la suite du mémoire tourbillon secondaire dans un souci de clarté et de concision. De même, on appellera de manière générique "tourbillon en fer à cheval" le tourbillon principal ou sa branche extrados dans la zone de convection.

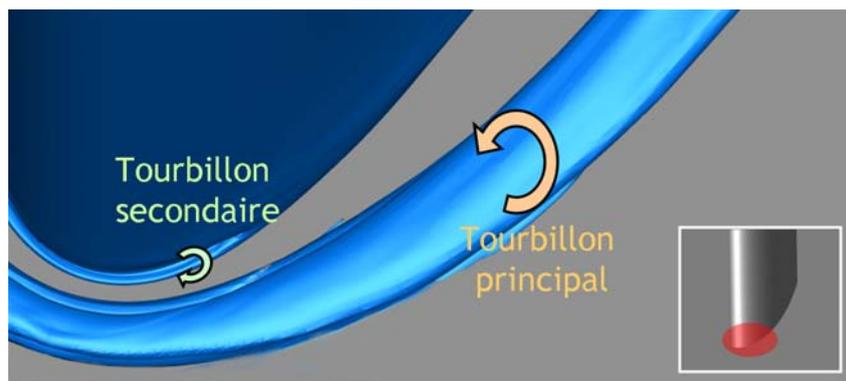


Fig. 3.19 – Schéma de l'organisation du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque

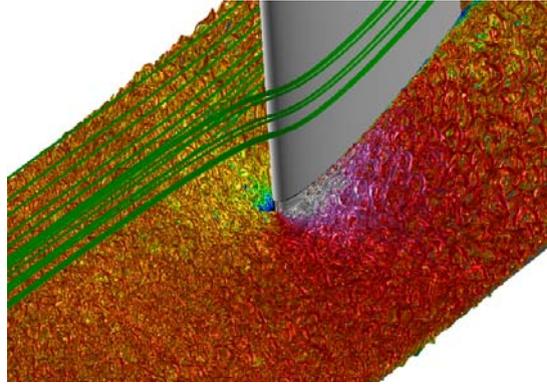
La partie suivante porte sur le comportement du tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection. Étant donné le caractère dynamique prononcé du tourbillon principal qui a été identifié au cours de cette partie dans la zone du bord d'attaque, un comportement instationnaire des branches du tourbillon dans sa zone de convection est probable et fera l'objet d'une attention particulière.

## 3.4 Convection du tourbillon en fer à cheval

A l'instar des visualisations au bord d'attaque de la figure 3.12 page 79 qui montrent que l'échelle de grandeur du tourbillon en fer à cheval est l'épaisseur de la couche limite amont, le champ instantané simulé par la LES représenté sur la figure 3.20 illustre le fait que le tourbillon en fer à cheval est noyé dans la couche limite de la plaque plane dans la zone de convection. En effet, l'isosurface de critère  $Q$  qui permet la visualisation des plus grosses structures turbulentes résolues par le calcul montre qu'aucune structure n'émerge de la couche limite de la plaque plane sur la figure 3.20.

### 3.4.1 Convection et diffusion du tourbillon moyenné en temps

La littérature concernant la zone de convection du tourbillon en fer à cheval est relativement pauvre en comparaison du nombre important de travaux ayant traité la région du bord d'attaque. Néanmoins, les analyses présentées par Khan [86] ainsi que les travaux cités dans la revue de Simpson [159] mettent en avant le processus de diffusion de la branche extrados du tourbillon au fur et à mesure de sa convection. Cette diffusion est identifiée par l'atténuation des grandeurs moyennes du tourbillon, qui sont donc examinées pour le cas BASE dans cette section.



**Fig. 3.20** – Isosurface de critère  $Q$  ( $Q = 10U_\infty^2/c^2$ ) colorée par la vitesse axiale

### Pertes de pression totale

Le champ moyen autour de la jonction est illustré sur la figure 3.21 sur laquelle ont été tracés des contours de coefficient de perte de pression totale  $C_{pi}$ , défini par l'équation (3.11).

$$C_{pi} = \frac{P_{i0} - P_i}{1/2 \cdot \rho \cdot U_\infty^2} \quad (3.11)$$

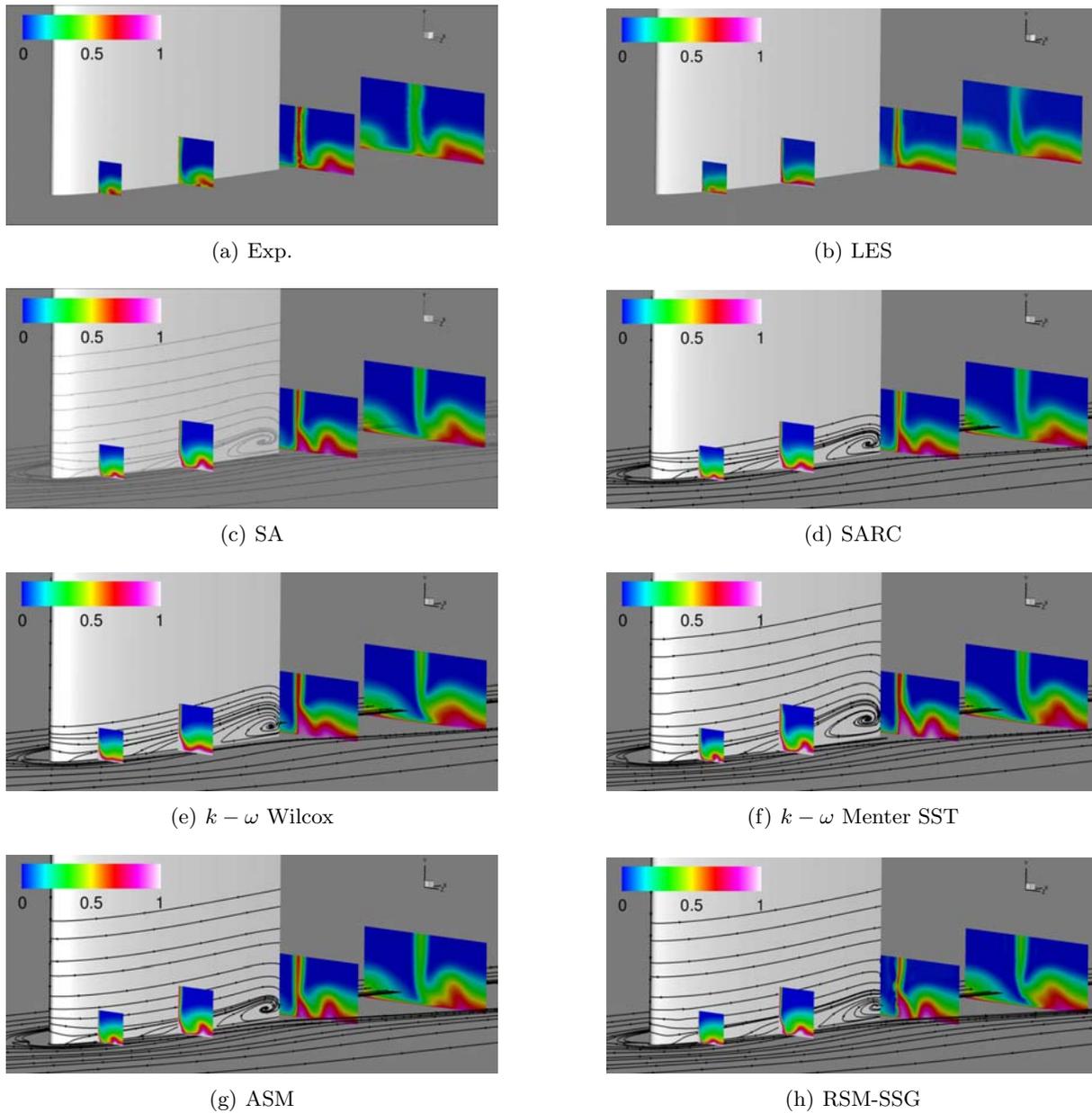
L'observation de  $C_{pi}$  permet de distinguer nettement les couches limites puisque  $C_{pi}$  tend vers 1 à la paroi dans le cas d'une couche limite canonique et vaut 0 hors des couches limites. L'intérêt de cette grandeur réside aussi dans le fait qu'elle fournit l'ordre de grandeur des pertes de pression générées par les couches limites, qui peut servir de point de référence pour évaluer l'importance des pertes associées aux phénomènes apparaissant au sein de la jonction.

Ainsi les représentations de l'écoulement de jonction produit par les modèles RANS, la simulation LES et les données expérimentales exposées sur la figure 3.21 conduisent à un premier constat. Tous les modèles RANS prévoient de fortes pertes dans la région du coin au bord de fuite, ce qui traduit l'existence d'un décollement de coin. Les essais et la LES ne rendent pas compte d'un tel phénomène. Toutefois, dans le cadre de la présente section, nous nous focalisons sur la zone de convection du tourbillon en fer à cheval, l'écoulement de coin sera étudié dans la partie 3.5.

L'amplification des pertes au sein de la couche limite de la plaque plane permet de localiser la branche extrados du tourbillon en fer à cheval sur les visualisations de la figure 3.21. En particulier, ce phénomène est fortement visible sur les contours expérimentaux reproduits sur la figure 3.21(a) sur laquelle il apparaît que le tourbillon en fer à cheval grossit lors de son parcours vers l'aval, tout en restant confiné dans la couche limite de la plaque plane. On observe également que le tourbillon s'éloigne du profil au fur et à mesure de sa convection. Dans le sillage de la jonction, la trace du tourbillon est moins distincte que sur les stations en amont, ce qui révèle la diffusion du tourbillon dans la couche limite : les pertes associées au tourbillon s'atténuent lorsqu'il est convecté.

Les simulations numériques rendent compte de ce phénomène de convection dans des proportions très diverses. En effet, le champ LES de  $C_{pi}$  moyenné en temps représenté sur la figure 3.21(b) ne met pas nettement en évidence la branche du tourbillon en fer à cheval. Cela peut indiquer une diffusion excessive du tourbillon en fer à cheval par la simulation LES, ce qui sera étudié plus en détails dans la suite.

En revanche, les simulations RANS sont plus représentatives des résultats expérimentaux. Mis à part le modèle  $k - \omega$  de Wilcox, tous les modèles RANS étudiés reproduisent la croissance de la branche extrados du tourbillon ainsi que sa diffusion dans le sillage. Les résultats obtenus avec le modèle  $k - \omega$  de Wilcox s'expliquent par la faible intensité du tourbillon en fer à



**Fig. 3.21** – Visualisation de l'écoulement par contours de  $C_{pi}$

cheval déjà observée au bord d'attaque pour ce modèle dans la section précédente. A l'inverse, l'important tourbillon prédit par le modèle  $k - \omega$  SST au bord d'attaque (voir figure 3.12 page 79) produit des pertes plus importantes dans la zone de convection que celles obtenues avec les autres modèles, comme illustré sur la figure 3.21(f).

Dans le but de quantifier le niveau de pertes associées au passage du tourbillon en fer à cheval, les profils de  $C_{pi}$  extraits le long des lignes définies sur la figure 3.1 page 62 sont tracés sur la figure 3.22. Ces lignes de sondage, placées environ à mi-hauteur de la couche limite de la plaque plane sur chaque plan de visualisation des figures 3.21 permettent d'une part d'évaluer le surplus de pertes de pression totale dû à la branche du tourbillon en fer à cheval, mais également de localiser avec précision la position du cœur du tourbillon marquée par le maximum de  $C_{pi}$ .

Les profils expérimentaux, représentés par des cercles noirs pleins sur la figure 3.22, confirment les observations faites plus haut. En effet, la branche extrados est identifiée aisément aux quatre stations, l'éloignement de celle-ci vis à vis du profil également. La valeur asymptotique à droite des courbes indique le niveau de pertes dans la couche limite non perturbée, si bien que la dif-

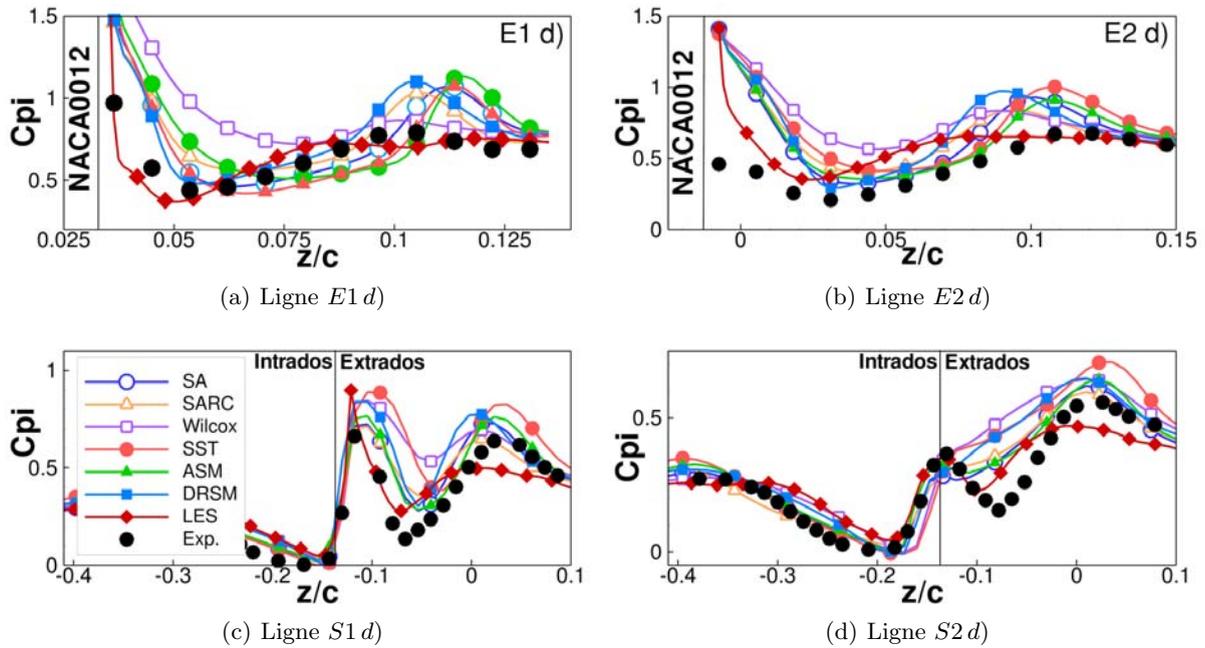


Fig. 3.22 – Profils de  $C_{pi}$ . La légende de la figure (c) vaut pour toutes les autres.

férence entre le maximum de  $C_{pi}$  et cette valeur asymptotique mesure l'influence du tourbillon en fer à cheval sur l'écoulement. Ainsi, cette différence vaut environ 20% aux stations  $E1 d$  et  $E2 d$ ), croît jusqu'à 40% à la station  $S1 d$ ), puis décroît à 10% à la station  $S2 d$ ). Ces résultats montrent l'augmentation de l'intensité du tourbillon lorsqu'il est convecté le long du profil, puis sa diffusion dès l'entrée dans le sillage de la jonction. Ce processus de diffusion du tourbillon en fer à cheval a été observé expérimentalement sur le cas Rood par plusieurs auteurs [85, 159].

Par ailleurs, le tracé des profils de  $C_{pi}$  obtenus par simulations numériques permet de d'évaluer la précision des modèles RANS et de la simulation LES. Ainsi, il apparaît que les profils LES sont en assez bon accord avec les données expérimentales aux stations  $E1 d$ ) et  $E2 d$ ). En revanche, la diffusion excessive du tourbillon en aval de ces stations, déjà observée sur les visualisations de la figure 3.21(b), est confirmée par les profils de la figure 3.22. En effet, l'amplification des pertes dues au passage du tourbillon dans la simulation LES aux stations  $S1 d$ ) et  $S2 d$ ) n'est que de 10% à 15%, contrairement aux résultats expérimentaux commentés plus haut où la diffusion du tourbillon n'est effective qu'au delà de la station  $S1 d$ ), et est moins prononcée.

Plusieurs facteurs peuvent être évoqués pour expliquer la diffusion trop importante et se produisant trop tôt lors de la simulation LES. Celle-ci peut être imputée en partie à la densité du maillage, et en partie au modèle de sous maille qui est actif dans cette partie de la couche limite et dont les limites peuvent être aperçues ici. Le lissage des profils peut également être attribué à la dissipation numérique des schémas d'ordre 2 utilisés.

Les résultats des simulations RANS en ce qui concerne la zone de convection apparaissent moins satisfaisants au vu des profils tracés sur la figure 3.22 que ce que les contours de  $C_{pi}$  laissent penser de manière qualitative sur la figure 3.21. De fait, on observe une surestimation générale du niveau de pertes liées au tourbillon en fer à cheval par tous les modèles RANS, hormis le modèle  $k - \omega$  de Wilcox qui produit, comme nous l'avons déjà vu, un très faible tourbillon. En revanche, la position du maximum de  $C_{pi}$  est correctement reproduite par les modèles SA, SARC,  $k - \omega$  SST et ASM qui sont en bon accord avec les données expérimentales. Le tourbillon produit par le modèle RSM-SSG semble quant à lui trop proche du profil. Par ailleurs, l'apparition d'un décollement de coin et les pertes associées en proche paroi du profil parasitent la lecture des courbes de  $C_{pi}$ , en particulier aux stations  $S1 d$ ) et  $S2 d$ ). L'évaluation de la diffusion du tourbillon par les modèles RANS est donc relativement imprécise, néanmoins

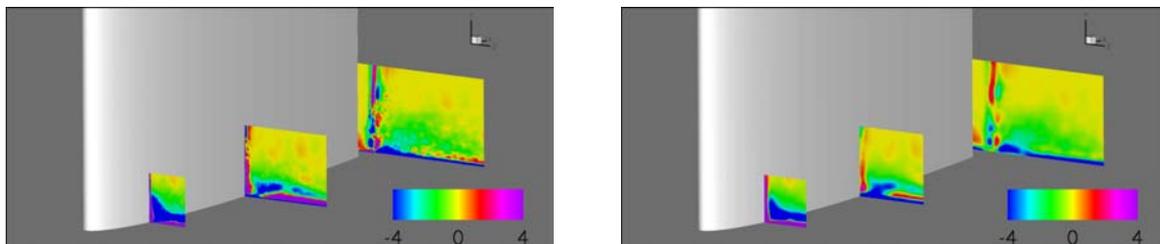
il semble que tous les modèles RANS prévoient une perte d'intensité du tourbillon au delà de la station  $S1d$ ), conformément aux résultats expérimentaux.

### Vorticité axiale

Le tourbillon en fer à cheval étant par nature une structure rotationnelle, la donnée de la vorticité axiale peut fournir de nombreuses informations sur ce phénomène et notamment permettre de localiser son étendue spatiale. Toutefois, le calcul de cette grandeur nécessite l'évaluation des gradients spatiaux de la vitesse moyenne et pose donc la question de la validité de la comparaison entre les champs de vorticité calculés sur le maillage expérimental, relativement lâche, avec les champs de vorticité calculés sur les maillages des simulations numériques, plus fins.

Une solution pour éviter cette différence de résolution consiste à interpoler sur le maillage expérimental (le plus grossier) les champs de vitesse issus des simulations numériques avant de calculer la vorticité. Cependant, interpoler le champ de vitesse d'un maillage fin vers un maillage plus grossier revient à ré-échantillonner une image – les contours de vitesse dans le plan considéré – qui peut être considérée de manière générale comme un signal à deux dimensions. Or, le théorème de Shannon stipule que la fréquence d'échantillonnage  $f_{ech}$  d'un signal doit être supérieure ou égale à deux fois la fréquence maximale contenue dans ce signal. La fréquence la plus élevée pouvant être représentée par un maillage – *i.e.* un échantillonnage – donné est appelée fréquence de Nyquist, elle vaut d'après le théorème de Shannon  $f_{Nyquist} = f_{ech}/2$ . Par conséquent, si le maillage grossier ne permet pas de représenter toutes les fréquences contenues dans le signal d'origine (l'image échantillonnée sur le maillage fin), le signal ré-échantillonné sur ce maillage grossier sera en fait sous-échantillonné et le résultat présentera un phénomène de repliement, ou crénelage, ou *aliasing*. Celui-ci se traduit pour des images par un effet de pixelisation : les lignes deviennent des escaliers, ces erreurs de représentation peuvent alors conduire à des erreurs d'interprétation. De plus, le calcul des gradients nécessaires au calcul de la vorticité sera entaché d'incertitudes si celui-ci est effectué sur un champ aliasé. Pour éviter l'*aliasing*, une solution consiste à traiter le champ sur le maillage fin avant interpolation avec un filtre passe haut de fréquence de coupure  $f_{Nyquist}$  pour supprimer de ce signal les fréquences supérieures à la fréquence de Nyquist du maillage grossier.

La figure 3.23 illustre les résultats obtenus lorsque l'on calcule la vorticité axiale directement sur le maillage de la simulation LES (figure 3.23(a)), et lorsqu'on interpole le champ de vitesse LES avant de calculer la vorticité sur le maillage expérimental sans prendre de précautions (figure 3.23(b)). La perte de précision qui se traduit ici par un lissage des contours sur ces représentations est attribuée, comme expliqué plus haut, à la fois à la résolution inférieure du maillage expérimental, mais aussi au crénelage du champ de vitesse servant à calculer la vorticité sur le maillage expérimental. Afin de conserver la représentation du champ de vorticité tel qu'il est reproduit par les calculs, on choisira donc de présenter les résultats numériques de vorticité calculés sur le maillage des simulations.



(a) Calcul de  $\Omega_x$  du calcul LES sur le maillage LES

(b) Calcul de  $\Omega_x$  du calcul LES sur le maillage expérimental

**Fig. 3.23** – Illustration de l'effet d'aliasing lors du calcul de la vorticité

La confrontation des données expérimentales et numériques de vorticité n'est donc pas immédiate. D'autant plus que la détermination du vecteur vitesse avec la sonde cinq trous lors des essais souffre d'une incertitude majeure liée au réglage de la position de la sonde. En effet, la sonde est calibrée pour fournir les angles du vecteur vitesse par rapport à son propre repère, qui est lié à la position des trous périphériques de la sonde. Étant donné que l'on souhaite comparer les données expérimentales avec les données numériques, il convient donc de s'assurer que le repère associé à la sonde est bien confondu avec le repère de référence dans lequel sont présentés les résultats numériques. Ceci est illustré sur la figure 3.24, le but du réglage de la position de la sonde est de régler  $\psi = 0$ .

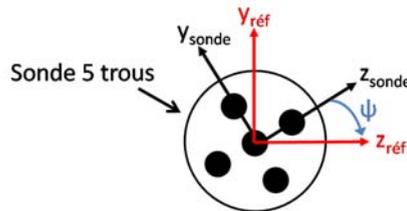


Fig. 3.24 – Réglage du repère de la sonde

Il faut donc placer les trous de la sonde dans la position voulue. Pour réaliser cela, il est nécessaire d'utiliser une caméra permettant de viser les trous avec une grande précision afin de les placer de manière adéquate. Ne bénéficiant pas de tels moyens – très coûteux – lors des essais effectués dans le cadre de cette thèse, le réglage du repère de référence de la sonde a été effectué pour chaque série de mesure à l'aide d'un niveau à bulle placé sur la sonde, ce qui est nettement moins précis et engendre par conséquent des incertitudes importantes sur le vecteur vitesse mesuré par la sonde, donc sur le calcul de vorticité qui s'appuie sur cette mesure<sup>4</sup>.

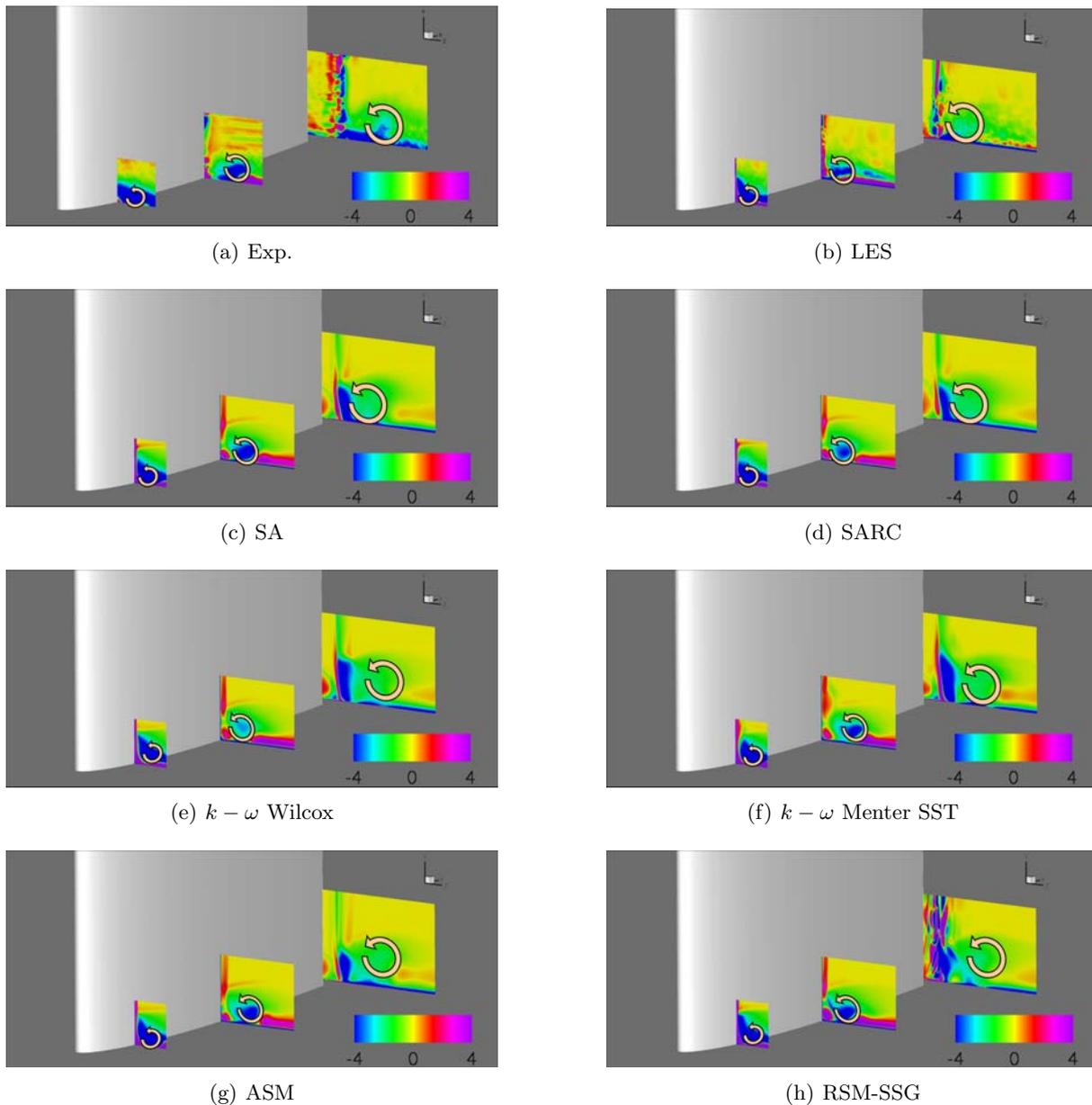
Ayant conscience des incertitudes liées à l'estimation de la vorticité, seule une comparaison qualitative des résultats est effectuée dans cette section. Les contours de vorticité axiale  $\Omega_x$  sont présentés sur la figure 3.25.

On retrouve sur le cliché expérimental de la figure 3.25(a) l'évolution du tourbillon en fer à cheval au cours de sa convection vers l'aval. Les zones de vorticité axiale négative repérées par des flèches oranges dénotent la présence du tourbillon en fer à cheval, et indiquent son sens de rotation. Celui-ci est lié au mouvement de rotation du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque imprimé par le repliement de la couche limite amont sur elle-même, qui crée de la vorticité négative selon l'axe  $z$  au bord d'attaque qui se transforme en vorticité négative selon  $x$  lorsque le tourbillon contourne le profil. La diffusion du tourbillon se traduit par l'élargissement de la zone de vorticité axiale négative, qui représente l'élargissement du cœur du tourbillon qui devient plus étalé et moins intense.

Les résultats de la simulation LES sur la figure 3.25(b) sont en accord avec les analyses faites sur la base des données de  $C_{pi}$ . On retrouve ainsi que la taille de la branche extradados du tourbillon en fer à cheval dans les plans transverses est sous estimée par la LES, ce qui tend à indiquer une diffusion excessive de la vorticité. Toutefois, les niveaux de vorticité atteints dans le cœur du tourbillon sont comparables à ceux mesurés expérimentalement.

L'absence d'un tourbillon en fer à cheval intense dans la simulation RANS avec le modèle  $k - \omega$  de Wilcox se traduit par des niveaux de vorticité très inférieurs à ceux produits par les autres modèles. Le niveau de vorticité associée au tourbillon en fer à cheval généré par les autres modèles RANS est similaire à celui atteint expérimentalement. En revanche les zones sur lesquelles la vorticité associée au tourbillon en fer à cheval est significative sont nettement plus

<sup>4</sup>Notons que la mesure de  $Pi$  est moins affectée par cette incertitude puisque cette mesure repose principalement sur la donnée issue du trou au centre de la sonde. C'est ce qui justifie son utilisation en priorité lors de l'exploitation des résultats.



**Fig. 3.25** – Visualisation de l'écoulement par contours de vorticité axiale. *Les flèches indiquent approximativement la position du tourbillon en fer à cheval et son sens de rotation*

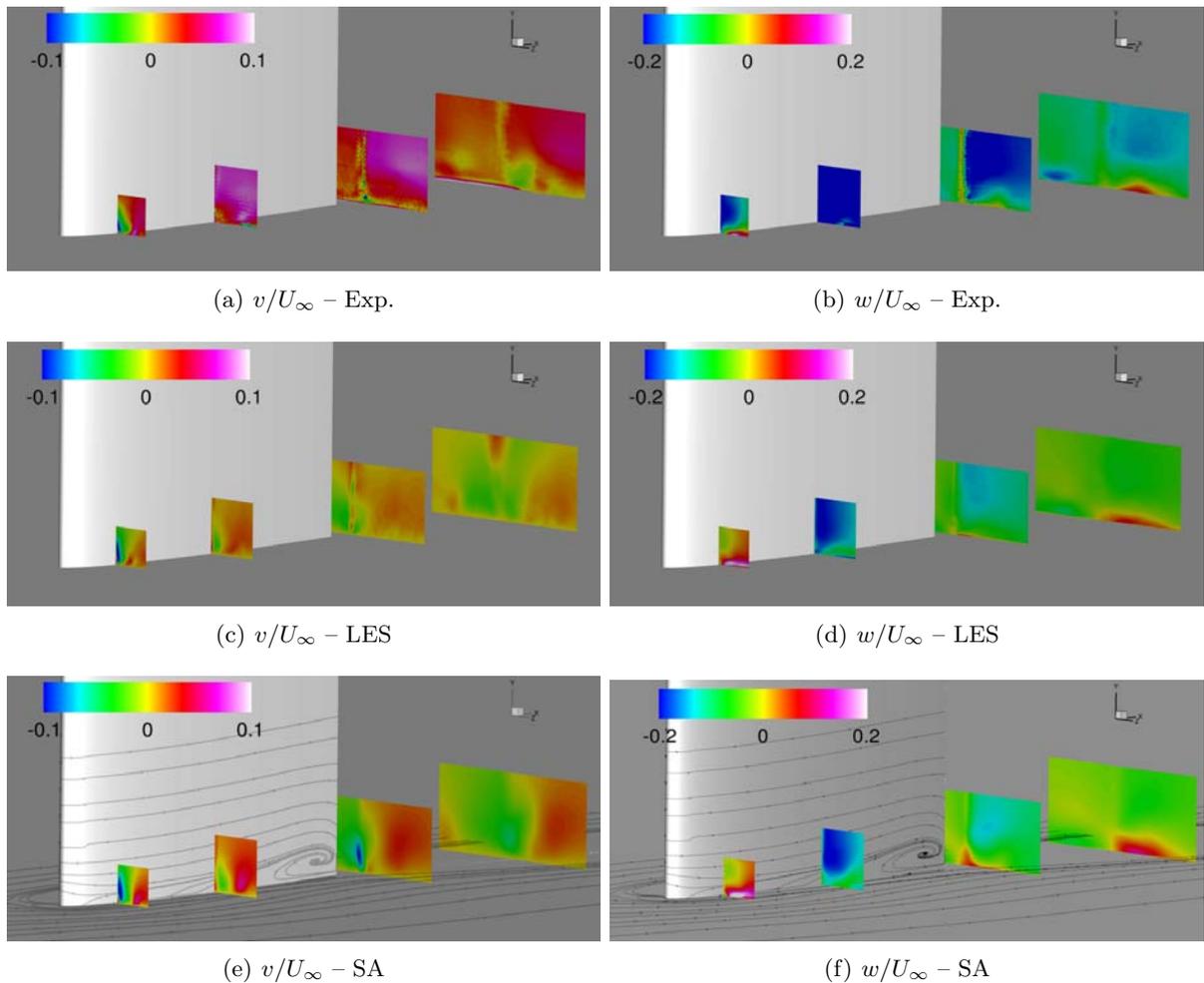
étendues sur les simulations RANS, en particulier avec les modèles  $k - \omega$  SST (figure 3.25(f)) et ASM (figure 3.25(g)) que celles observées sur les champs expérimentaux. La solution obtenue avec le modèle RSM-SSG se démarque des autres en ce qui concerne la position du tourbillon, qui apparaît plus proche du profil que celui qui est obtenu avec les autres modèles et observé expérimentalement. Enfin, on note une nouvelle fois la présence de forts niveaux de vorticité à l'intersection entre le profil et la plaque plane qui traduisent la présence d'un décollement de coin dans les simulations RANS. Celui-ci semble également perturber significativement le sillage sur la simulation RSM-SSG. Cette zone de l'écoulement sera traitée dans la partie 3.5.

Le mouvement rotationnel créé par le passage du tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection identifié dans ce paragraphe à l'aide de la vorticité axiale est associé à des mouvements de fluide au sein de la couche limite de la plaque plane. Afin de distinguer les directions vers lesquelles le tourbillon a tendance à entraîner le fluide – vers le coin ou vers l'extérieur ? – on étudie dans la suite les vitesses normale et tangentielle autour du tourbillon en fer à cheval.

### Vitesses normale et tangentielle moyennes

La figure 3.26 présente les champs expérimentaux et numériques de vitesse normale à la plaque plane  $v/U_\infty$  et tangentielle  $w/U_\infty$  dans la zone de convection à l'extrados de la jonction. En ce qui concerne les modèles RANS, seule la simulation SA est représentée puisqu'il a été vu que tous les modèles RANS reproduisent globalement les mêmes mécanismes.

La comparaison entre les champs de vitesse expérimentaux et numériques sur la figure 3.26 illustre la remarque faite précédemment concernant les incertitudes des angles mesurés par la sonde 5 trous (voir figure 3.24). En effet, il apparaît que les valeurs absolues des composantes du vecteur vitesse mesurées par la sonde sont relativement éloignées des valeurs calculées, en particulier pour la vitesse normale à la plaque plane. Cela ne remet pas en cause l'étude des champs de vorticités expérimentaux faite plus haut, car la sonde est plus sensible aux gradients de vitesse.



**Fig. 3.26** – Champs de vitesse normale et tangentielle dans la zone de convection

Malgré les différences en valeur absolue, l'observation des champs de vitesse normale sur la colonne de gauche de la figure 3.26 conduit à la même interprétation. La présence sur les deux premiers plans de visualisation de zones de vitesse normale positive et négative illustre le mouvement d'entraînement du fluide sous l'effet du tourbillon en fer à cheval. On peut ainsi penser que le tourbillon en fer à cheval ramène vers les parois du coin du fluide issu de l'écoulement moyen – ou de la zone externe de la couche limite.

Les champs de vitesse tangentielle (colonne de droite de la figure 3.26) aux deux premières stations le long de la corde du profil semblent indiquer que le tourbillon en fer à cheval a tendance à diriger le fluide loin du profil et de la jonction. En effet, on constate une augmentation

de  $w/U_\infty$  dans la zone de convection du tourbillon en fer à cheval au niveau des deux premiers plans de visualisation. Juste en aval de la jonction, le champ LES apparaît peu perturbé, ce qui est en accord avec la forte diffusion du champ moyen qui a été identifiée. Le champ SA est quant à lui parasité par l'apparition du décollement de coin et il est difficile d'appréhender l'effet du tourbillon en fer à cheval dans les plans en aval du profil.

Il est par conséquent délicat d'apprécier l'influence du tourbillon en fer à cheval sur l'écoulement de coin. Il semblerait que le tourbillon introduit dans le coin du fluide à forte énergie cinétique mais a également tendance à "aspirer" le fluide en proche paroi pour l'écartier de la jonction. D'après les données dont on dispose, il ne semble pas possible de déterminer quel effet est prédominant. De manière plus générale, l'influence du tourbillon en fer à cheval sur l'écoulement de coin sera discuté dans la section 3.5.

### 3.4.2 Fluctuations de vitesse dans la zone de convection

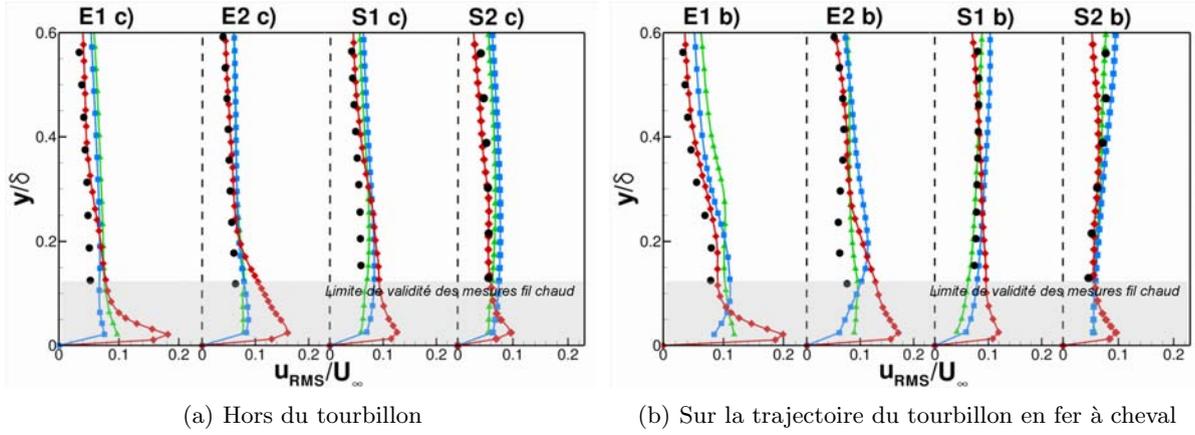
Il a été vu dans la partie précédente que le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque s'accompagne de fortes fluctuations de vitesse qui caractérisent l'énergie turbulente générée par le tourbillon dans cette région. Afin de poursuivre l'étude de l'énergie associée au tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection, on propose dans un premier temps d'évaluer la précision des simulations au moyen des données expérimentales. Les résultats LES sont ensuite analysés afin de mettre en avant la modification du champ turbulent associée au passage du tourbillon.

La figure 3.27 présente des profils expérimentaux et numériques de fluctuations RMS de vitesse axiale, le long des lignes définies sur la figure 3.1 page 62. Les lignes de sondage nommées  $xxc$ ), situées hors de la zone de convection du tourbillon en fer à cheval, servent de point de référence pour l'évaluation de l'influence du passage du tourbillon sur les lignes  $xxb$ ).

Comme mentionné dans l'annexe B, le fil chaud utilisé lors des essais pour mesurer les fluctuations RMS mesure 1,25 mm de long, soit 80 unités de paroi environ. Or, le fil chaud est sensible au flux de chaleur moyenné selon sa longueur comme expliqué en annexe B. Ainsi, la contribution des structures turbulentes plus petites que la longueur du fil chaud sera atténuée par effet de moyenne spatiale. Ce problème de résolution spatiale bien connu a été discuté plus amplement par de nombreux auteurs dont De Graaf et Eaton [32], Johansson et Alfredsson [79] et Khoo *et al.* [89]. En considérant que l'échelle de grandeur des structures les plus énergétiques de la couche limite est la distance à la paroi, on peut donc estimer que le fil chaud ne pourra pas restituer des données fiables pour des distances à la paroi de l'ordre de grandeur de sa longueur. Dans notre cas, les données expérimentales situées en dessous de 80 unités de paroi sont donc non valides et non présentées sur la figure 3.27, sur laquelle la zone grisée correspond à la zone non mesurable avec le fil chaud utilisé lors des essais à S2L.

La zone de proche paroi où les mesures fil chaud ne sont pas valides correspond également à  $y/\delta \simeq 0,18$  environ, la comparaison entre les simulations et les essais se limite donc à la zone externe de la couche limite. Dans cette région, on observe un relativement bon accord entre les essais et les simulations puisque les niveaux de  $u_{rms}/U_\infty$  ainsi que la forme des courbes sont correctement reproduits. En particulier, la légère déformation des profils pour  $y/\delta > 0,2$  sur la figure 3.27(b) à la station E1b) en comparaison avec les profils non perturbés par le tourbillon en fer à cheval sur la figure 3.27(a) semble indiquer le passage du tourbillon dans la zone externe de la couche limite.

On observe des écarts plus importants entre les simulations dans la zone interne de la couche limite. Le passage du tourbillon en fer à cheval se traduit par l'amplification des fluctuations de vitesse axiale sur la simulation LES. En effet, le maximum des profils aux stations E1b) et E2b) de la figure 3.27(b) est environ 10% supérieur à la valeur correspondante sur les profils



**Fig. 3.27** – Statistiques d'ordre 2 dans la zone de convection du tourbillon en fer à cheval

non perturbés. Plus en aval, aux stations  $S1 b$ ) et  $S2 b$ ), les profils non perturbés et ceux sous l'influence du tourbillon sont similaires, ce qui résulte de la diffusion du tourbillon.

En revanche, on constate la mauvaise prédiction du pic de fluctuations en proche paroi par les modèles ASM et RSM-SSG sur les profils non perturbés de la figure 3.27(a). Ce résultat, déjà observé pour la couche limite amont en 3.2.1 et la couche limite sur le profil en 3.2.2, constitue un défaut majeur de ces modèles. L'amplification des fluctuations par le passage du tourbillon dans la zone interne n'est pas reproduite par ces modèles RANS dans les mêmes proportions que ce qui est observé pour la LES. Cela laisse penser qu'un comportement instationnaire non reproduit par les simulations RANS est en partie responsable de la création d'énergie turbulente dans cette région.

Afin de mieux apprécier l'influence du tourbillon en fer à cheval sur le champ turbulent dans la zone de convection, les profils de Reynolds extraits le long des lignes  $xx d$ ) définies sur la figure 3.1 page 62 sont reproduits sur la figure 3.28. Ces lignes parallèles à la plaque plane permettent de mesurer la part des fluctuations induites par le passage du tourbillon en comparant le maximum atteint dans la zone  $z/c \in [0,05; 0,15]$  où est situé le tourbillon d'après les champs moyens présentés sur la figure 3.22 et la valeur des fluctuations obtenue à  $z/c$  plus élevé, dans la couche limite qui n'est pas influencée par le tourbillon.

On observe ainsi sur les courbes issues de la simulation LES de la figure 3.28 un comportement singulier des tensions normales sous l'influence du passage du tourbillon en fer à cheval. De manière générale, le tourbillon provoque une amplification significative des fluctuations de plus de 100% par rapport à leur valeur hors du tourbillon, et en particulier de  $v_{rms}$  qui devient même supérieure à  $u_{rms}$  à la station  $E1 d$ ). Les contraintes  $\overline{u'v'}$  sont également fortement impactées par le tourbillon qui provoque une augmentation de plus de 100% (en valeur absolue) de la valeur des contraintes à la station  $E1 d$ ).

L'évolution des profils entre les stations  $E1 d$ ) et  $E2 d$ ) illustre le phénomène de diffusion du tourbillon identifié sur les grandeurs moyennes dans les parties précédentes. Ainsi le maximum des courbes correspondant au tourbillon en fer à cheval est plus aplati et plus large en  $E2 d$ ) qu'en  $E1 d$ ) pour toutes les fluctuations. Le profil des contraintes de cisaillement turbulent est également lissé en  $E2 d$ ). Le minimum de la courbe a perdu la moitié de sa valeur mais semble plus étalé. Cela semble traduire l'élargissement du cœur du tourbillon et la diffusion de son intensité turbulente au sein de la couche limite qui l'entoure.

Les simulations RANS produisent quant à elles des résultats contrastés. En effet, on observe une augmentation significative des grandeurs turbulentes au passage du tourbillon comparable à la solution LES sauf pour les fluctuations normales  $v_{rms}$  et les contraintes  $\overline{u'v'}$ . De plus, l'évolution des courbes issues des simulations RANS entre les stations  $E1 d$ ) et  $E2 d$ ) est inverse de celle observée sur la simulation LES. En effet, les pics de fluctuations identifiant le tourbillon se

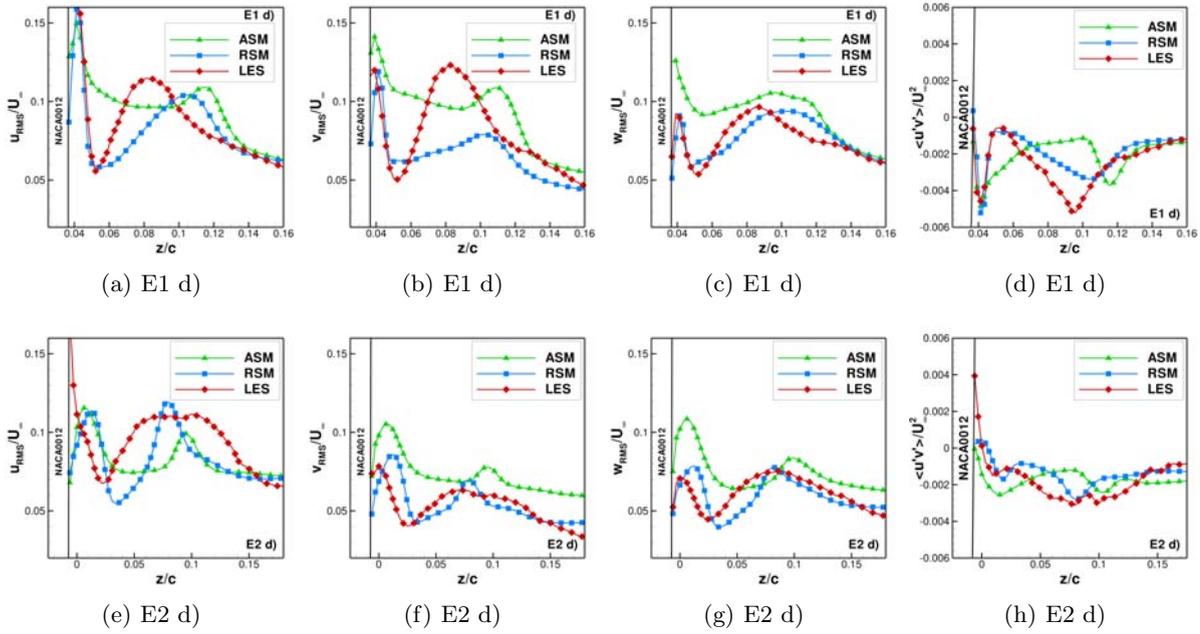


Fig. 3.28 – Profils transverses des tensions de Reynolds

resserrent sur les courbes RANS de la figure 3.28 entre *E1 d*) et *E2 d*) et leur niveau maximum en *E2 d*) est équivalent à celui atteint à la station *E1 d*). Cela illustre une différence déjà relevée entre les simulations RANS et la LES en ce qui concerne la diffusion du tourbillon qui se produit très tôt sur la LES.

Le présence d'une instationnarité marquée du tourbillon en fer à cheval semble également pouvoir expliquer les écarts importants entre la LES et les calculs RANS présentés ici. En effet, le niveau élevé des tensions turbulentes au passage du tourbillon en fer à cheval ainsi que la diffusion de son intensité moyenne (en termes de pertes de pression totale, de vorticité ou des fluctuations) lorsqu'il est convect e vers l'aval est un résultat singulier à mettre en relation avec le comportement des tourbillons d'extrémité de voilure [76, 66, 75] ou de tourbillons d'apex sur les ailes delta [142, 115].

Dans ces cas, l'amplification des fluctuations est attribu e aux oscillations transverses (ou *meandering*, *wandering* selon les auteurs) du tourbillon. Cela laisse présager du même type de phénomène dans le cas qui nous intéresse, qui diffère toutefois significativement des cas cit es plus haut puisque le tourbillon est ici noy e dans une couche limite turbulente. En conséquence, les données instationnaires acquises dans la zone de convection sont examinées dans la partie suivante.

### 3.4.3 Dynamique du tourbillon dans les plans transverses

Dans les précédentes parties ainsi que dans la littérature, plusieurs éléments indiquent la possible présence d'un phénomène instationnaire dans la zone de convection.

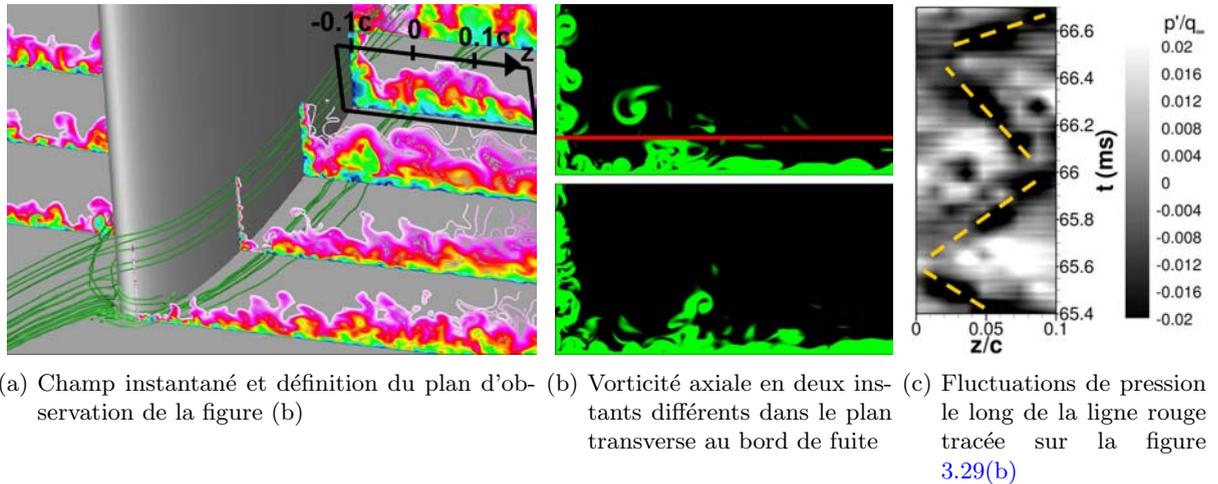
Premièrement, on peut supposer que le caractère bimodal du tourbillon en fer à cheval observ e et analys e dans la partie 3.3.3 page 83 est susceptible de se propager dans la zone de convection du tourbillon, ou du moins de déclencher un comportement instationnaire de la branche extrados du tourbillon. En effet, si certains auteurs mentionnent la disparition du caractère bimodal en aval du maximum d'épaisseur du profil [125], d'autres associent la forme elliptique du tourbillon moyen dans les plans transverses à des oscillations de la branche extrados du tourbillon [159].

D'autre part, les fluctuations de vitesse présentées dans la section précédente semblent marquées par une dynamique particulière du tourbillon, qui expliquerait également le comportement diff erent des simulations RANS. De plus, l'amplification des fluctuations de vitesse normale et

tangentielle illustrée sur la figure 3.28 est un résultat classiquement observé dans les cas de tourbillons d'extrémité et d'apex attribué au *meandering* du tourbillon.

Dans le but de distinguer un comportement caractéristique similaire aux tourbillons en atmosphère libre et éventuellement de le relier au caractère bimodal, on s'intéresse au comportement dynamique du tourbillon dans la région de convection dans cette partie.

### Champ instantané



**Fig. 3.29** – Visualisation de la dynamique du tourbillon en fer à cheval

La dynamique du tourbillon en fer à cheval est illustrée figure 3.29. Les clichés de vorticité dans le plan transverse au bord de fuite sur la figure 3.29(b) montrent que le cœur du tourbillon se déplace dans ce plan. De plus, la trajectoire du tourbillon peut être identifiée sur les contours spatiaux temporels de fluctuations de pression tracés sur la figure 3.29(c). En effet, il semble que le cœur du tourbillon en fer à cheval oscille autour d'une position moyenne dans les plans transverses.

La dynamique du tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection apparaît ainsi très similaire au *meandering* des tourbillons d'extrémité de voilure qui est un phénomène large bande bien connu des aérodynamiciens correspondant au déplacement chaotique et onduleux du cœur du tourbillon.

Dans le but d'évaluer les similitudes entre le cas étudié ici et les propriétés intrinsèques du *meandering*, la densité de probabilité et la répartition fréquentielle des fluctuations de vitesse associées aux oscillations du tourbillon en fer à cheval sont examinées dans la suite.

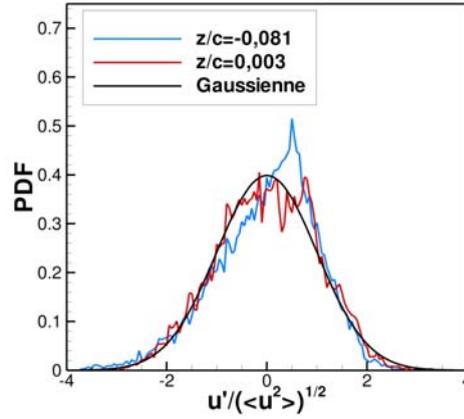
### Densité de probabilité

La notion densité de probabilité (PDF) introduite à la section 3.3.3 page 84 permet de caractériser la probabilité d'une variable à se situer dans un état plutôt que dans un autre. En particulier, la loi de probabilité gaussienne, définie par l'équation (3.12), caractérise une variable aléatoire ne présentant pas d'état privilégié.

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.12)$$

où  $\mu$  est la moyenne de la gaussienne et  $\sigma^2$  sa variance.

La PDF des fluctuations de vitesse axiale a été calculée pour des signaux situés dans et hors de la zone du tourbillon en fer à cheval et sont présentées sur la figure 3.30. Sur cette figure, on a rajouté une densité de probabilité gaussienne à titre de comparaison.

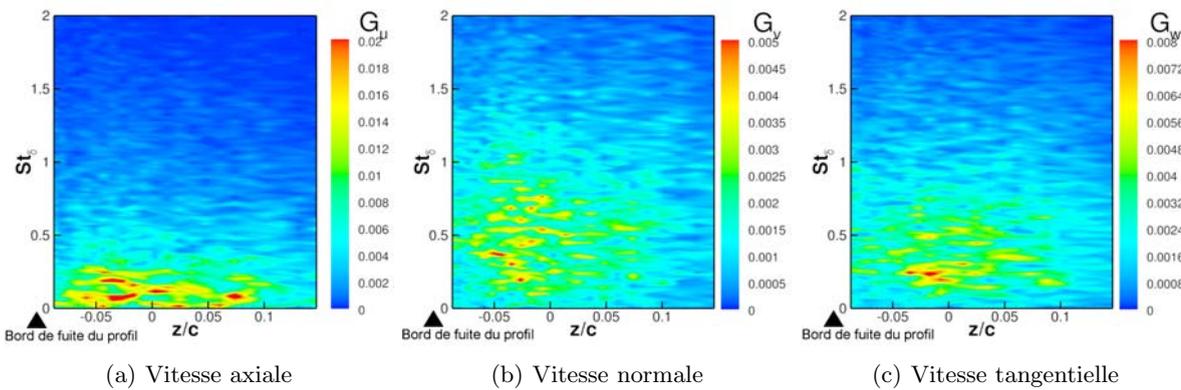


**Fig. 3.30** – Densité de probabilité des fluctuations de vitesse axiale dans le cœur ( $z/c = 0,003$ ) et hors du tourbillon ( $z/c = -0,081$ )

Il apparaît ainsi que signal acquis dans la zone des oscillations du tourbillon en  $z/c = 0,003$  obéit à une loi de type gaussienne, à l'inverse du signal pris hors de la branche du tourbillon dans la couche limite de plaque plane proche du coin en  $z/c = -0,081$  qui est nettement décalé vers les valeurs positives de  $u' / \sqrt{\langle u^2 \rangle}$ . Cela laisse penser que le mouvement du cœur du tourbillon est aléatoire autour d'une position moyenne. Il est à noter que Menke et Gursul [115] ont mesuré le même type de PDF dans le cas du *meandering* d'un tourbillon d'apex.

### Spectres de vitesse en un point

Comme illustré sur la figure 3.28 page 96, les oscillations du tourbillon en fer à cheval sont supposées induire de fortes fluctuations des grandeurs turbulentes. On s'intéresse donc dans cette section à la répartition fréquentielle de cette énergie afin de distinguer les fréquences mises en jeu par les oscillations et la part des fluctuations turbulentes directement produites par celles-ci.



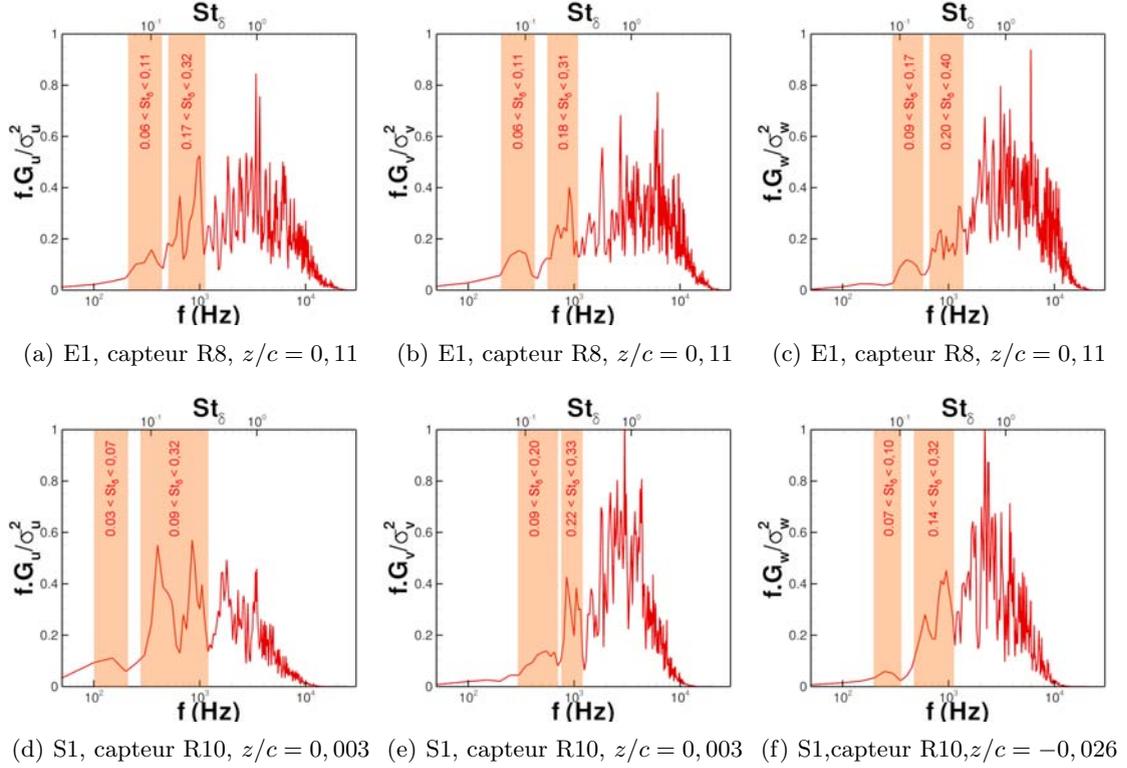
**Fig. 3.31** – Nappe spectrale de vitesse transverse extraite le long de la ligne de capteurs R10 définie sur la figure 3.2 page 63. Les spectres sont calculés avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 7$  blocs pour une résolution fréquentielle de  $RF = 50$  Hz

Les nappes spectrales de vitesse axiale, normale et transverse présentées sur la figure 3.31 extraites le long de la ligne de capteurs R10 illustrée sur la figure 3.2 page 63 mettent en évidence la zone  $z/c \in [-0,05; 0,05]$  au sein de laquelle l'énergie est concentrée sur une large bande de fréquences comprises entre  $St_\delta = 0,2$  et  $St_\delta = 0,3$ .

Ces fréquences sont en accord avec celle que l'on peut extraire des contours spatiaux temporels de fluctuation de pression en figure 3.29(c) qui exhibent une période de 1 ms, soit une fréquence caractéristique de  $St_\delta = 0,28$ . Cela permet d'associer la région des fluctuations à forte énergie de la figure 3.31 aux oscillations du tourbillon en fer à cheval. Les fréquences ainsi

mises en jeu à cette position sont relativement élevées comparées à celles associées au caractère bimodal relevées dans la partie précédente à  $St_\delta \sim 0,05 - 0,1$ .

Le tracé des spectres des signaux extraits dans le cœur du tourbillon au niveau des lignes de capteurs R8 à  $x/c = 0,03$  et R10 à  $x/c = 1,15$  (voir le placement des capteurs sur la figure 3.2 page 63) sur la figure 3.32 permet de préciser la bande de fréquences associée aux oscillations du tourbillon et de quantifier la part d'énergie contenue dans cette bande de fréquence ainsi que son évolution au fur et à mesure du processus de convection.



**Fig. 3.32** – Spectres de vitesse dans le cœur du tourbillon, aux stations E1 et S1 pour les capteurs des lignes R8 et R10 définies sur la figure 3.2. Les spectres sont calculés avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 7$  blocs pour une résolution fréquentielle de  $RF = 50$  Hz

De manière générale, deux plages de fréquences semblent privilégiées sur les spectres de la figure 3.32, ce qui traduit la multiplicité des fréquences mises en jeu au cours des oscillations du tourbillon qui n'est donc pas un processus périodique. Par exemple, sur le spectre de la figure 3.32(b), on constate que 30% de l'énergie turbulente est concentrée dans la bande de fréquence  $St_\delta \in [0,06 - 0,11]$  et 35% dans la bande de fréquence  $St_\delta \in [0,18 - 0,31]$ . Cela indique que la majorité de l'énergie turbulente à cet endroit est due au mouvement du tourbillon, ce qui permet de penser que l'amplification des fluctuations observée sur la figure 3.28 est effectivement due à un phénomène instationnaire. De plus, les valeurs des plus petites fréquences sont semblables à celles caractérisant les pulsations bimodales au bord d'attaque, ce qui laisse penser que cette bande de fréquence est héritée de l'instationnarité du bord d'attaque. De manière plus générale, on peut supposer que les oscillations transverses du tourbillon sont liées aux phénomènes instationnaires se produisant en amont, ce qui sera étudié ci-après au moyen d'une analyse interspectrale.

On observe également l'atténuation de l'intensité des pics associés aux oscillations entre les stations R8 et R10. Par exemple, la contribution de la plage de basses fréquences à l'énergie totale du signal  $v(t)$  du capteur R10 dans le plan S1 présenté sur la figure 3.32(e) n'est plus que de 18%, celle des hautes fréquences étant de 25%. On relève donc une baisse d'environ 1/3 par rapport aux contributions de ces plages de fréquences indiquées précédemment pour la même grandeur mais pour un capteur R8 situé dans le plan E1 plus en amont. Toutefois, ces valeurs restent élevées et semblent indiquer que malgré la diffusion des grandeurs moyennes associées

au cœur du tourbillon, les oscillations persistent au cours du processus de convection.

Au cours de cette partie, les oscillations du tourbillon en fer à cheval dans les plans transverses ont été identifiées et associées à un spectre large bande à relativement haute fréquence, ce qui rapproche ces oscillations du *meandering* des tourbillons d'extrémités de voilure. On a également identifié sur les densités spectrales de puissance dans la zone de convection une activité turbulente pour des fréquences semblables à celles du caractère bimodal. Dans le but de mettre en évidence la convection temporelle et la source des oscillations dans la zone de convection, l'analyse de la corrélation fréquentielle des signaux issus du calcul LES est étudiée dans la partie suivante.

### Spectres de cohérence

Afin de caractériser la corrélation entre deux signaux en fonction de la fréquence, on introduit la notion de spectre de cohérence  $G_{xy}(f)$ , qui est un estimateur basé sur l'interspectre entre les signaux  $x(f)$  et  $y(f)$  s'écrivant de manière analogue à l'autospectre de  $x(f)$  :

$$G_{xy}(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} E(\widehat{x(f)}\widehat{y(f)}^*) \quad (3.13)$$

où  $E(\cdot)$  est l'espérance.

L'interspectre étant une grandeur complexe, on définit l'estimateur réel  $\gamma_{xy}^2(f)$  appelé spectre de cohérence qui indique la corrélation fréquentielle entre les signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  :

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)} \quad (3.14)$$

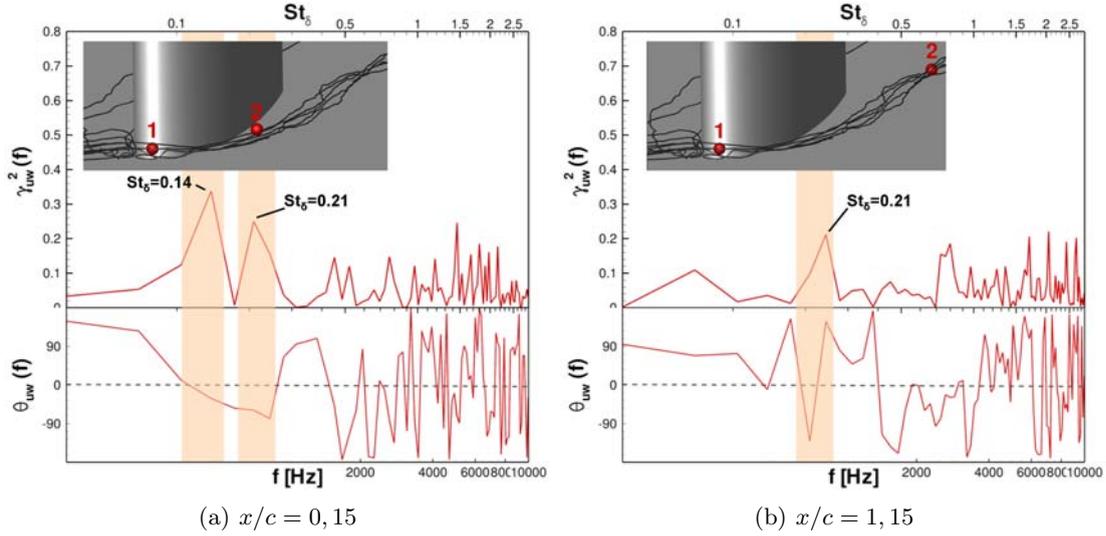
L'inégalité de Cauchy-Schwarz permet de montrer que  $0 \leq \gamma_{xy}^2(f) \leq 1$ . On définit également le spectre de phase afin de représenter le retard par bande de fréquence entre les signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  :

$$\theta_{xy}(f) = \arctan \left( \frac{\text{Im}(G_{xy}(f))}{\text{Re}(G_{xy}(f))} \right) \quad (3.15)$$

On utilise la méthode Welch [179] présentée page 74 pour calculer  $G_{xy}(f)$ , dont on déduit  $\gamma_{xy}^2(f)$  et  $\theta_{xy}(f)$ . On notera qu'il est nécessaire de moyenner sur un grand nombre de blocs – typiquement  $N_b \simeq 20$  – pour obtenir une estimation fiable de l'interspectre.

La figure 3.33 présente les spectres de phase et de cohérence obtenus entre un signal de vitesse axiale pris dans la région bimodale au bord d'attaque et un signal de vitesse transverse pris dans la zone de meandering, à une abscisse proche du maximum d'épaisseur du profil (figure 3.33(a)) et au bord de fuite du profil (figure 3.33(b)). Afin de conserver une précision statistique satisfaisante, les spectres ont été calculés en effectuant une moyenne sur 18 blocs avec 50% de recouvrement, ce qui conduit à une résolution fréquentielle de  $RF = 120 \text{ Hz}$ . Cette résolution fréquentielle importante est directement liée à la faible durée des signaux considérés et est équivalente à un espacement de  $St_\delta = 0,035$  entre chaque point des spectres.

Deux pics relativement larges peuvent être détectés sur le spectre de cohérence dans la partie haute de la figure 3.33(a). Ces deux pics sont centrés autour des fréquences  $St_\delta = 0,14$  et  $St_\delta = 0,21$ . Ces fréquences ne correspondent pas exactement aux fréquences caractéristiques relevées dans la zone de convection respectivement à environ  $St_\delta \in [0,07; 0,1]$  et  $St_\delta \in [0,2; 0,3]$  (voir figure 3.32 page 99). Néanmoins, compte tenu de la faible résolution spectrale et du caractère non harmonique des signaux mis en jeu (comme le montrent les PDF des figures 3.17 et 3.30) qui induit des pics large bande, il est possible d'associer chacun des pics du spectre de cohérence de la figure 3.33 aux pics observés sur les spectres unitaires dans la zone de convection. Le fait que le signal dans la zone de convection soit corrélé au signal bimodal pour ces valeurs de fréquence permet alors de supposer que les phénomènes instationnaires se produisant au bord d'attaque et ceux se produisant dans la zone de convection font en réalité partie d'une dynamique d'ensemble du tourbillon en fer à cheval.



**Fig. 3.33** – Spectres de cohérence et de phase. L’interspectre est calculé avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 18$  blocs pour une résolution spectrale de  $RF = 120$  Hz, soit  $RF = 0,035 St_\delta$

De plus, l’analyse conjointe des spectres de cohérence et de phase présentés sur la figure 3.33 montre que les pics du spectre de cohérence sont associés à un changement de signe de la phase, qui devient négative. L’interprétation de la valeur et du signe de la phase est délicate du fait de l’incertitude sur la détermination de la phase d’un nombre complexe ayant un module – la valeur du spectre de cohérence associé – faible. D’autre part, la phase est déterminée à  $\pi$  près. Malgré ces limitations, le spectre de phase nous conduit à faire l’hypothèse que le signal de vitesse transverse sujet au meandering présente un retard par rapport au signal de vitesse axiale sujet au comportement bimodal auquel il est corrélé autour des fréquences  $St_\delta \simeq 0,14$  et  $St_\delta \simeq 0,21$ . On peut donc penser que les oscillations transverses du tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection seraient déclenchées par les pulsations bimodales, ou de manière plus nuancée, correspondraient à une dégénération du caractère bimodal en oscillations moins organisées au fur et à mesure de la convection du tourbillon en fer à cheval.

Les mêmes spectres de cohérences et de phase sont tracés au niveau du bord de fuite du profil sur la figure 3.33(b). On observe une nette diminution du niveau général de cohérence. En particulier le pic situé à  $St_\delta \simeq 0,14$  a disparu à cette abscisse, ce qui est cohérent avec la diminution d’intensité du pic associé sur les spectres unitaires au bord de fuite de la figure 3.32. Le second pic à  $St_\delta \simeq 0,21$  est toujours visible mais son intensité est très faible, il semble toutefois associé à un changement de signe brutal de la phase. Il apparaît donc que le tourbillon conserve une dynamique d’ensemble dans toute la région de convection, les fréquences associées à cette dynamique sont principalement situées dans la plage  $St_\delta \in [0, 2; 0, 3]$ . Les fréquences plus faibles observées sur les spectres unitaires seraient héritées du comportement bimodal et sont amorties au fur et à mesure de la convection.

### 3.4.4 Synthèse

Au cours de la présente partie, l’évolution du tourbillon en fer à cheval lors de sa convection vers l’aval a été analysée. Ainsi, l’observation des structures turbulentes résolues dans le calcul LES à l’aide du critère Q sur la figure 3.20 a montré que le tourbillon évolue au sein de la couche limite de la plaque plane. L’analyse du champ moyen et de la dynamique du tourbillon ont montré que ce dernier oscille dans les plans transverses et perd de son intensité moyenne (en termes de pertes de pression totale ou de vorticité) au fur et à mesure qu’il se déplace vers l’aval. L’analyse spectrale des oscillations du tourbillon a montré que celles-ci ne sont amorties mais restent significatives au cours de la convection alors que leur étendue spatiale augmente. Enfin, il

a été montré à l'aide de l'étude de la cohérence fréquentielle des signaux LES que le mouvement du tourbillon dans la zone de convection fait partie d'un mouvement d'ensemble du tourbillon probablement initié par le comportement bimodal au bord d'attaque.

Par ailleurs, d'importantes différences ont été observées entre les champs expérimentaux et LES d'une part et RANS d'autre part au niveau de la zone de recouvrement des couches limites du profil et de la plaque plane – qui sera nommée coin ou zone de coin dans la suite dans un souci de concision. Il semble effectivement que les modèles RANS prévoient l'apparition d'un décollement de coin qui n'a pas été observé lors des essais et qui est également absent de la simulation LES. Afin de comprendre les raisons de telles différences, la région de coin est analysée dans la partie suivante.

## 3.5 Écoulement de coin

Comme souligné précédemment, les visualisations de l'écoulement reproduites sur les figures 3.21 page 88 et 3.25 page 92 montrent que les modèles RANS étudiés prévoient de forts niveaux de  $C_{pi}$  et de vorticités dans le coin, ce qui traduit l'existence d'un décollement de coin dans ces simulations. Ceci est illustré par les lignes de frottement tracées sur les clichés de la figure 3.21 page 88 qui dévoilent une zone de recirculation importante au bord de fuite de la jonction. À l'inverse, la simulation LES et les champs expérimentaux présentent un écoulement de coin moins perturbé, le raccord entre les couches limites du profil et de la plaque plane se faisant sans apparition de décollement. Le décollement de coin produit par les modèles RANS utilisés dans le cadre de cette étude n'est donc pas réaliste, ce qui constitue une limitation importante de leur domaine d'application <sup>5</sup>.

La présente partie vise donc à caractériser l'état des couches limites au voisinage du coin afin de mettre en lumière les propriétés de l'écoulement à la jonction et de déceler les raisons des différences de comportement entre les simulations RANS et LES dans cette région. Pour cela, l'écoulement moyen à l'intersection des deux couches limites ainsi que le contenu tourbillonnaire dans le coin sont examinés avant de s'intéresser aux grandeurs turbulentes qui leur sont associées.

### 3.5.1 Caractérisation de l'écoulement moyen

Dans le but d'identifier les déplacements de fluide dans le coin, le champ moyen est étudié dans cette partie. Après avoir caractérisé l'importance du décollement dans les simulations RANS, le transport du fluide dans le coin est examiné ainsi que le contenu tourbillonnaire de cette région.

#### Pertes de pression totale

Afin d'évaluer l'importance du décollement au sein des simulations RANS, des profils de pertes de pression totale sont tracés sur la figure 3.34 le long de lignes perpendiculaires à la plaque plane situées dans le coin et loin de la jonction définies sur la figure 3.1 page 62.

Premièrement, on constate sur la figure 3.34(a) que les simulations – RANS et LES – et les essais sont en relativement bon accord hors de la zone de jonction, ce qui indique que les différences relevées sur la figure 3.34(b) doivent être attribuées au comportement des modèles dans le coin majoritairement.

On note un accord satisfaisant entre les profils expérimentaux et LES sur la figure 3.34(b), ce qui confirme le bon comportement de la simulation des grandes échelles dans le coin. En revanche, les résultats RANS sont peu réalistes dans cette région.

Effectivement, le développement d'un décollement de coin sur toutes les simulations RANS est visible dès la station  $E1 a)$  située à  $x/c = 0,15$  sur la figure 3.34(b). Les niveaux de pertes

<sup>5</sup>Les limites de l'approche RANS pour les cas de jonctions étaient déjà bien connues avant le début de la thèse, car observées sur de nombreux cas appliqués.

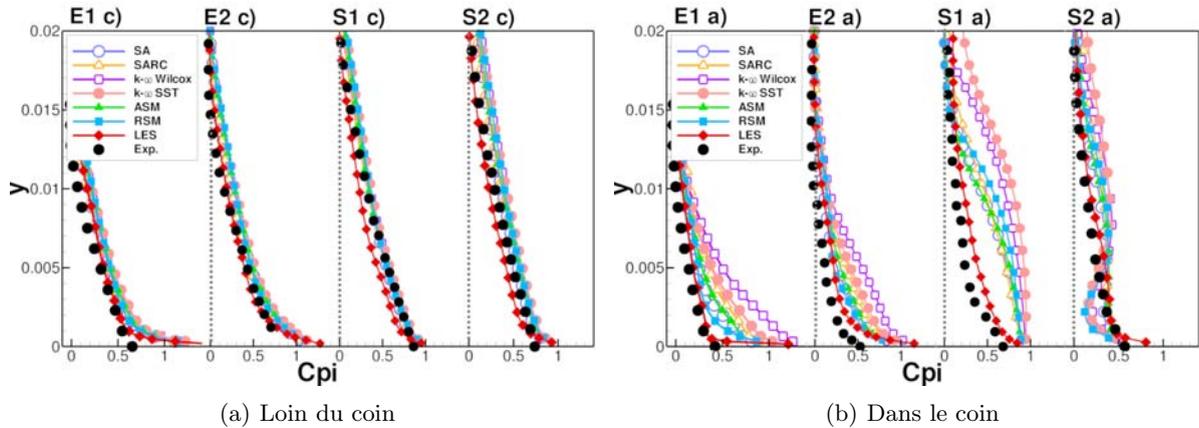


Fig. 3.34 – Influence de l'écoulement de coin sur les profils de  $C_{pi}$

lorsque  $y$  diminue sont largement surestimés par les modèles RANS, les profils issus de ces simulations présentent même une concavité opposée à celle des profils expérimentaux liée au décollement de coin. Juste en aval du profil, à la station  $S1a$ ), les pertes à mi hauteur de la couche limite sont surestimées de 300% à 400% suivant les modèles.

La présence du décollement de coin se traduit dans le sillage par un effet de mélange important, qui ré-énergétise la couche limite de plaque plane et provoque un point d'inflexion et un minimum de  $C_{pi}$  sur les résultats RANS à la station  $S2a$ ) qui n'est pas observé expérimentalement.

Les modèles RANS retenus pour la présente étude produisent donc des résultats erronés. Les courbes de la figure 3.34 indiquent néanmoins des différences de taille et d'intensité du décollement suivant le modèle considéré. Les écarts entre les résultats des simulations RANS sont par conséquent quantifiés dans le paragraphe suivant.

### Évaluation du décollement de coin pour les simulations RANS

Dans le but d'évaluer les différences en ce qui concerne les décollements de coin produits par les modèles RANS retenus pour cette étude, les indicateurs de taille et d'intensité des décollements introduits dans la partie 2.1.3 sont tracés sur la figure 3.35.

Conformément aux profils de  $C_{pi}$  présentés sur la figure 3.34 qui indiquent l'absence de décollement de coin en LES, on voit apparaître une légère zone de recirculation dans le calcul LES, dont le volume est inférieur de plusieurs ordres de grandeurs à ceux représentés sur la figure 3.35 et ne peut pas être considéré comme un véritable décollement de coin. Par conséquent, les résultats LES ne sont pas inclus sur le diagramme 3.35.

Le critère  $Vol_{CS}$  permet de distinguer plus aisément les différences entre les modèles. Les résultats montrent clairement que le modèle  $k-\omega$  SST produit un décollement de coin au moins deux fois plus important que les autres modèles. Il apparaît également que la correction de rotation et de courbure appliquée au modèle Spalart Allmaras permet de réduire le volume de la bulle de recirculation de deux tiers. Ainsi, d'une manière générale, les meilleurs résultats sont obtenus avec le modèle SARC et le modèle ASM, qui sont toutefois fortement éloignés des données expérimentales et LES.

Ces résultats illustrent l'intérêt de la simulation des grandes échelles pour la résolution de l'écoulement à l'intersection entre la plaque plane et le profil, alors que les modèles RANS envisagés au cours de la présente étude ne produisent pas des solutions réalistes. Il convient donc de s'interroger sur les mécanismes se produisant au sein de cette région afin de comprendre les raisons de la divergence des résultats RANS et LES. Pour cela, on s'intéresse dans la suite au mouvement moyen du fluide dans le coin.

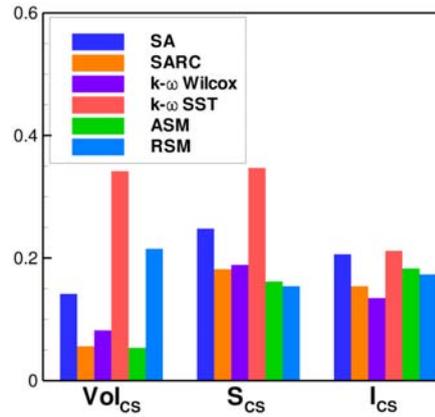


Fig. 3.35 – Évaluation du décollement de coin suivant le modèle de turbulence

### Composantes du vecteur vitesse moyen dans le coin

Le déclenchement et la croissance du décollement de coin dans les simulations RANS peuvent être suivis et comparés à l'évolution des couches limites dans la simulation LES au moyen des champs de vitesse axiale  $u/U_\infty$ , normale à la plaque plane  $v/U_\infty$  et tangentielle  $w/U_\infty$ , présentés respectivement sur les figures 3.36, 3.37 et 3.38. L'objectif de cette section est donc d'identifier les déplacements de fluide dans la région du coin.

Afin de quantifier les écarts entre les simulations, on a également tracé sur ces figures les profils de vitesse extraits le long des lignes illustrées sur la figure 3.36(b), permettant de quantifier l'état de la couche limite de la plaque plane noyée dans celle du profil et vice-versa.

Malgré l'impossibilité durant la campagne d'essais de réaliser des mesures dans ces régions (l'approche de la sonde 5 trous dans le coin n'est pas envisageable pour des raisons d'intrusivité et de précautions), les observations expérimentales permettent de confirmer le bon comportement de la LES dans le coin et les résultats LES sont pris comme référence pour la suite.

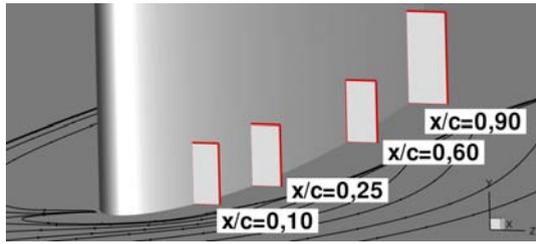
**Vitesse axiale** Aucun déficit de vitesse axiale pouvant trahir la présence d'un décollement n'est visible sur les contours issus de la simulation LES sur la figure 3.36(b) ni sur les profils des figures 3.36(i) et 3.36(j). Cependant, on observe un sur-épaississement de la couche limite du profil dans le coin à la station  $x/c = 0,10$  entre  $y/c = 0,005$  et  $y/c = 0,02$  environ. Les profils de vitesse de la figure 3.36(i) indiquent un déficit de vitesse de 10% environ dans cette région par rapport à la vitesse extérieure.

Cette zone s'élargit mais reste contenue dans la couche limite du profil au cours de son déplacement vers l'aval et ne se mélange à la couche limite de la plaque plane qu'au niveau du bord de fuite. Ainsi il semble que la perturbation de l'écoulement dans le coin reste limitée dans la simulation LES.

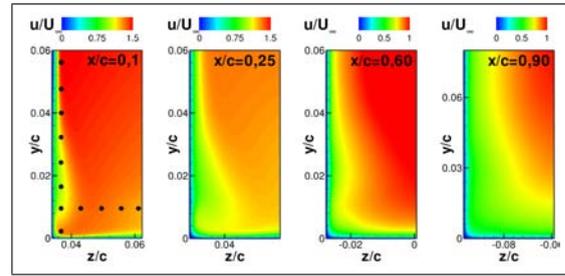
Tous les modèles RANS présentent un comportement similaire, qui est sensiblement différent de celui de la LES. Le sur-épaississement de la couche limite du profil à la station  $x/c = 0,10$  est retrouvé sur les simulations RANS mais cette zone est située plus proche du coin – elle s'étend jusqu'à  $y/c = 0$  et sa taille est accentuée. On constate sur les profils extraits dans la couche limite de plaque plane sur la figure 3.36(i) que le minimum de vitesse atteint en  $x/c = 0,10$  est en moyenne 30% inférieur à celui obtenu en LES.

En aval de cette station, tous les modèles prévoient l'amplification de la zone de faible vitesse qui se propage dans la couche limite de plaque plane dès la station  $x/c = 0,25$ . La zone de fluide à faible vitesse axiale ainsi formée croît et un courant de retour apparaît à la station  $x/c = 0,60$ . Le minimum de vitesse dans la couche limite de la plaque plane est alors inférieur de 125% à celui des courbes LES du fait du décollement de coin.

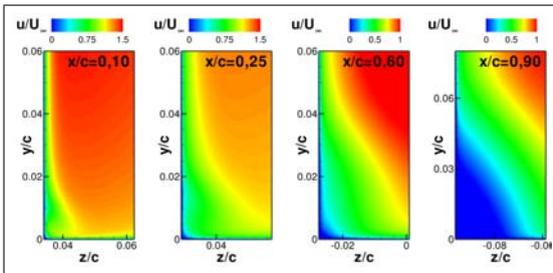
On observe la même croissance de la zone de déficit de vitesse sur les profils de couche limite



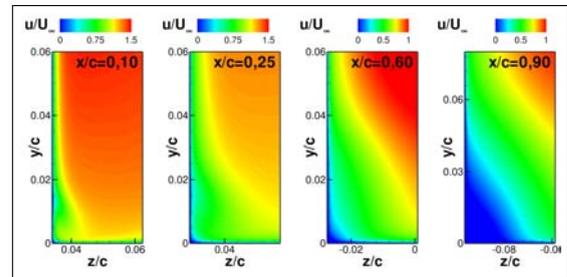
(a) Plans examinés



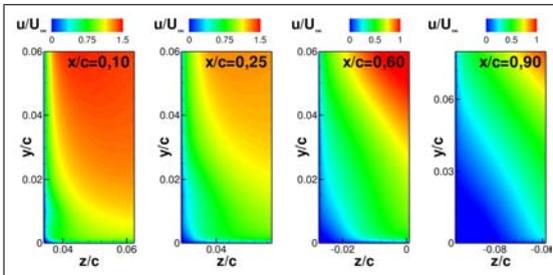
(b) LES



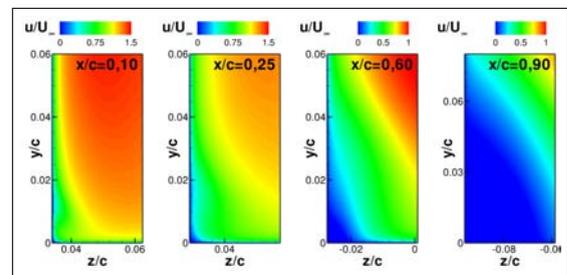
(c) SA



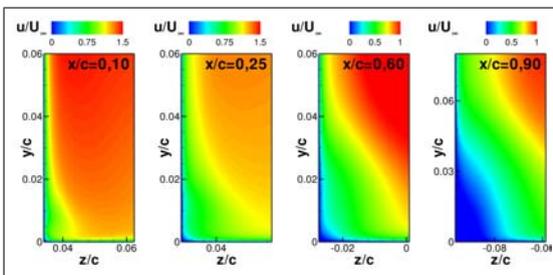
(d) SARC



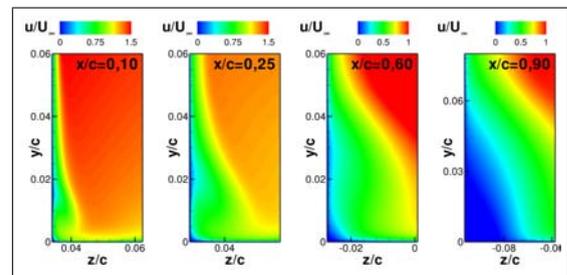
(e)  $k - \omega$  Wilcox



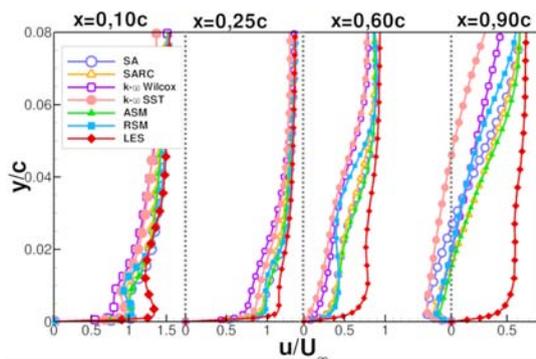
(f)  $k - \omega$  Menter SST



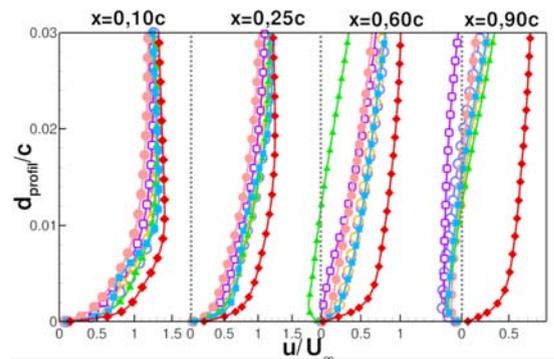
(g) ASM



(h) RSM-SSG

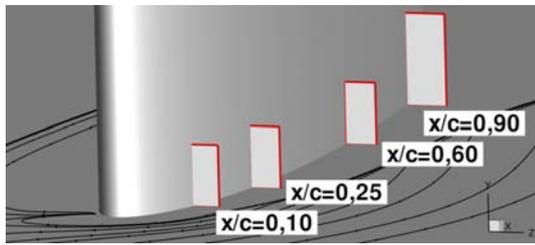


(i) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil

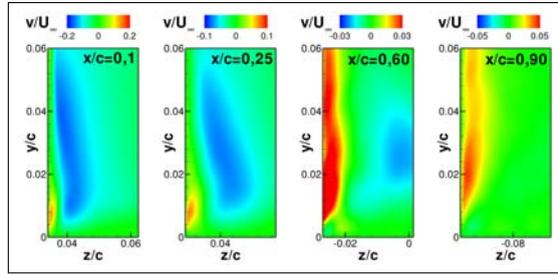


(j) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

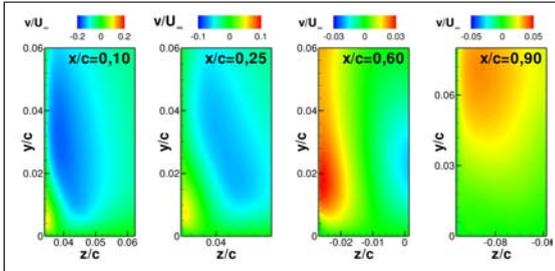
Fig. 3.36 – Évolution des couches limites dans le coin, vitesse axiale



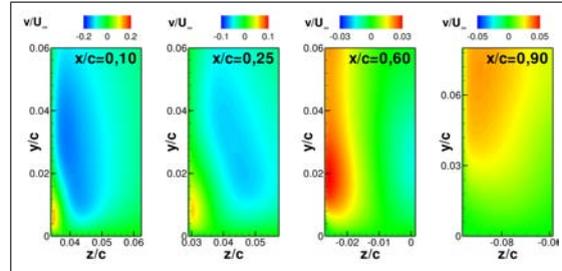
(a) Plans examinés



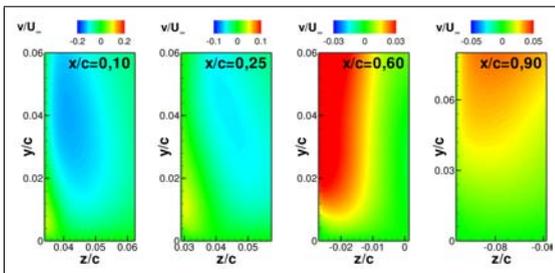
(b) LES



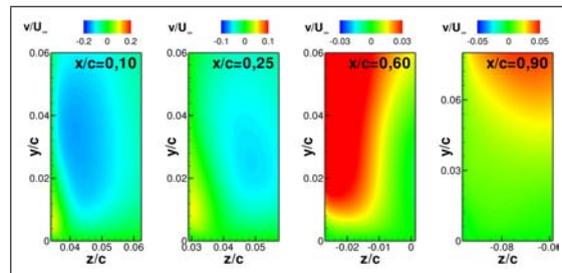
(c) SA



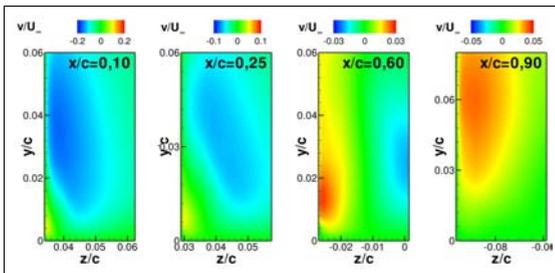
(d) SARC



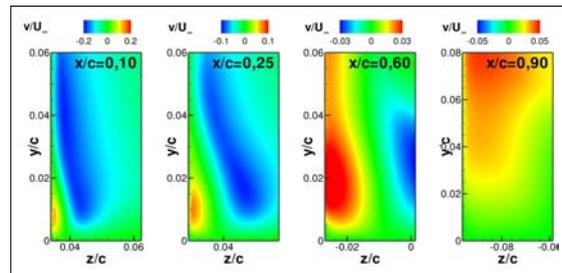
(e)  $k - \omega$  Wilcox



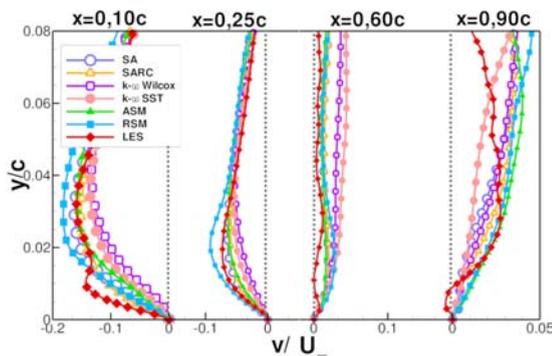
(f)  $k - \omega$  Menter SST



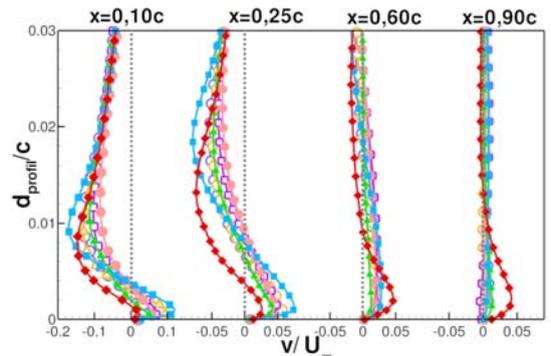
(g) ASM



(h) RSM-SSG

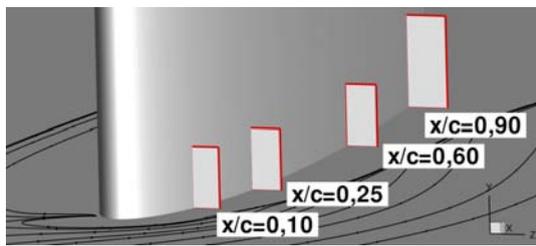


(i) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil

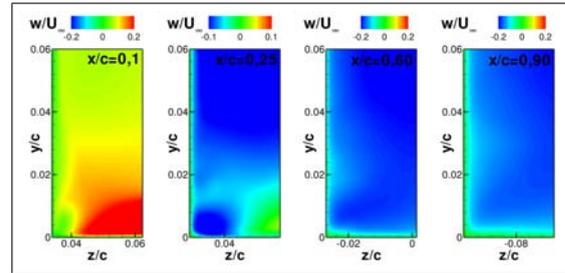


(j) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

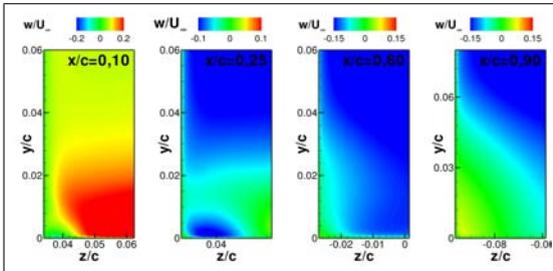
Fig. 3.37 – Évolution des couches limites dans le coin, vitesse normale



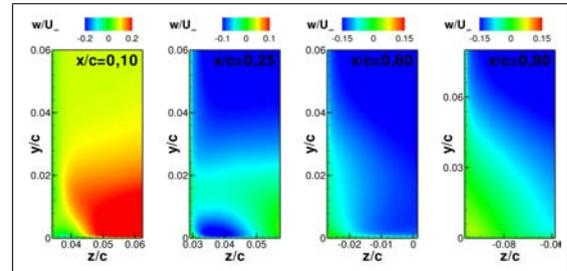
(a) Plans examinés



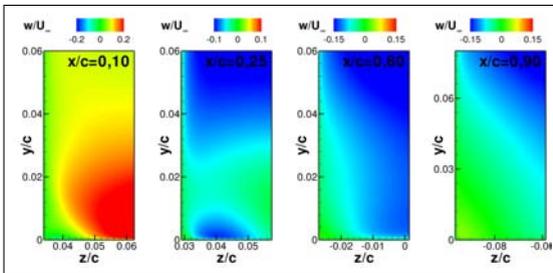
(b) LES



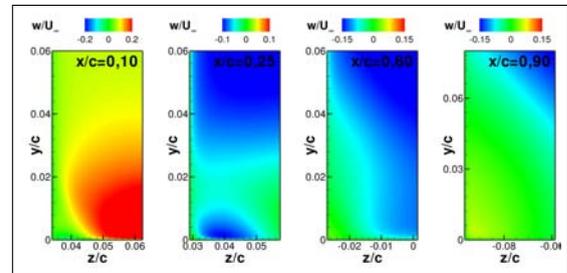
(c) SA



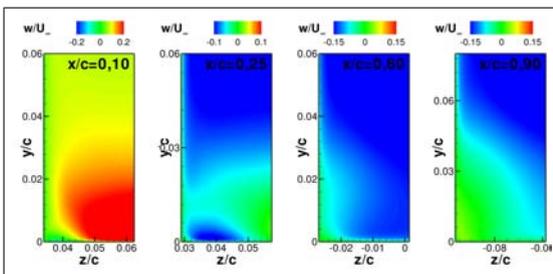
(d) SARC



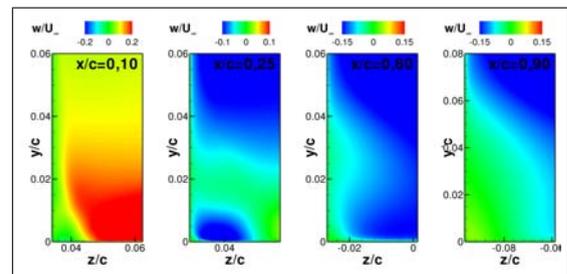
(e)  $k - \omega$  Wilcox



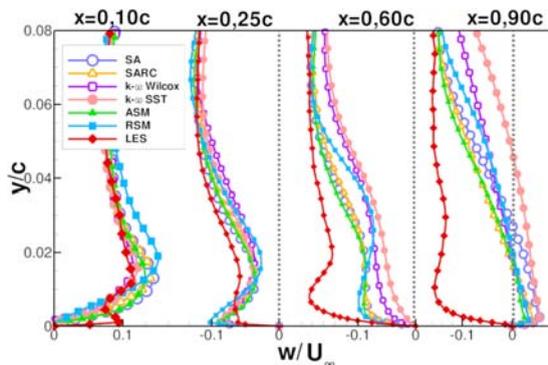
(f)  $k - \omega$  Menter SST



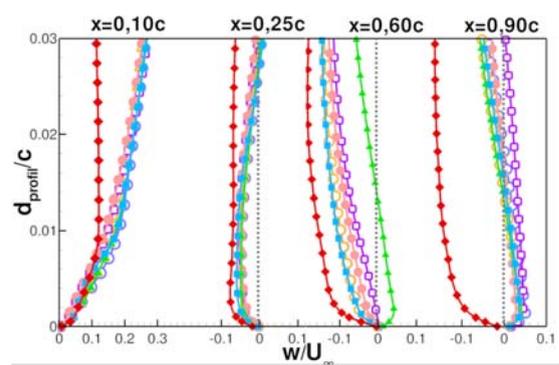
(g) ASM



(h) RSM-SSG



(i) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil



(j) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

Fig. 3.38 – Évolution des couches limites dans le coin, vitesse tangentielle

extraits perpendiculairement au profil sur la figure 3.36(j).

L'étude des champs de vitesse axiale fait ainsi apparaître des déplacements de fluide singuliers au voisinage des parois dans le coin. Afin de poursuivre l'analyse de ces mouvements de fluide dans le coin, on s'intéresse aux champs de vitesse normale à la plaque plane  $v/U_\infty$  dans la suite.

**Vitesse normale** Les contours de vitesse normale  $v/U_\infty$  dans le coin sont donc reproduits sur la figure 3.37. Les résultats LES présentés sur la figure 3.37(b) font apparaître la présence de deux zones de vitesse opposée situées proche de la paroi du profil. Le signe de  $v/U_\infty$  indique un mouvement de rotation dirigé vers le coin. On peut remarquer que cela correspond au sens de rotation du tourbillon secondaire identifié dans la partie 3.3. Ceci amène à penser que le mouvement rotationnel que l'on peut déduire de la figure 3.37(b) pourrait être dû au tourbillon secondaire. En particulier, la large surface de vitesse normale négative semble indiquer la possibilité d'apport de fluide extérieur à forte énergie cinétique au sein de la jonction aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$ . Le mouvement de rotation s'atténue dans les stations plus aval en  $x/c = 0,60$  et  $x/c = 0,90$ . Cela peut s'interpréter comme la diffusion du tourbillon secondaire au fil de sa convection vers l'aval, voire son éclatement.

Le mouvement tourbillonnaire peut être quantifié grâce aux courbes extraites dans la couche limite du profil sur la figure 3.36(j). En très proche paroi à la station  $x/c = 0,10$ , la vitesse normale est positive sur une épaisseur très fine d'environ  $0,002c$  puis la vitesse devient largement négative jusqu'à une distance de  $0,015c$  du profil. Le minimum de  $v/U_\infty$  atteint  $-15\%$  alors que le maximum atteint en proche paroi est de  $3\%$ , ce qui montre que la majorité de l'écoulement est dirigé vers la paroi de la plaque plane aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$ . En aval, seule la zone de vitesse normale positive subsiste, le maximum de vitesse augmente jusqu'à  $5\%$  de la vitesse axiale extérieure mais cette zone reste contenue de la couche limite du profil.

Aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$  sur la figure 3.37, les simulations RANS rendent compte de manière satisfaisante du mouvement tourbillonnaire identifié dans le coin sur la simulation LES. En effet, les deux zones de vitesse opposées sont visibles sur les contours de vitesse aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$ . Il semble ainsi que les simulations RANS rendent compte d'un tourbillon secondaire dans le coin, mais sa position et son étendue diffèrent de celui produit par la simulation LES.

Les courbes extraites dans la couche limite du profil reproduites sur la figure 3.37(j) dénotent un bon accord entre les simulations RANS et LES aux deux premières stations en ce qui concerne le minimum de  $v/U_\infty$ . En revanche, la vitesse du fluide qui s'éloigne de la plaque plane en proche paroi du profil est surestimée de  $100\%$  pour le modèle ASM à  $300\%$  pour le modèle RSM-SSG à la station  $x/c = 0,10$ . Cela indique que le tourbillon secondaire issu des modèles RANS ne possède pas les mêmes propriétés que celui issu de la LES. En aval de la station  $x/c = 0,25$ , le fluide à vitesse normale positive s'éloigne de la plaque plane et s'épaissit, ce qui trahit le développement du décollement de coin dans les simulations RANS.

L'étude des champs de vitesse normale à permis d'identifier un mouvement de rotation du fluide en proche paroi dans le coin, dont il est raisonnable de penser qu'il est induit par le tourbillon secondaire issu du bord d'attaque. De plus, des écarts significatifs entre les simulations RANS et LES en ce qui concerne les vitesses de rotation associées au tourbillon secondaires ont été relevés, ce qui indique une différence importante de traitement de cette région en RANS et en LES. Afin de confirmer cette analyse et de poursuivre l'étude des déplacements de fluide dans la jonction, on s'intéresse dans la suite aux champs de vitesse tangentielle.

**Vitesse tangentielle** La figure 3.38 présente les champs de vitesse tangentielle  $w/U_\infty$  dans le coin. Les résultats de la simulation LES sur la figure 3.38(b) confortent les observations faites plus haut. Un mouvement rotationnel significatif semble bien présent au sein des couches limites

dans le coin jusqu'à la station  $x/c = 0,25$ . Une zone de vitesse tangentielle faible est concentrée en très proche paroi dans le coin en  $x/c = 0,10$  et devient négative en  $x/c = 0,25$  avec un minimum de  $w/U_\infty = -13\%$ , ce qui semble orienter l'écoulement contre les parois du profil et de la plaque plane. Ces zones de vitesse dirigées vers le coin sont attribuées à l'effet du tourbillon secondaire, compte tenu de son sens de rotation.

Le comportement singulier des modèles RANS est particulièrement visible sur les champs de vitesse tangentielle de la figure 3.38. En effet, tous les modèles semblent reproduire un mécanisme identique. A l'instar des visualisations LES, on observe une zone de vitesse tangentielle faible puis négative dans le coin aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$ , ce qui atteste une nouvelle fois de la présence d'un mouvement de rotation – sans doute dû au tourbillon secondaire – dans les simulations RANS. Les courbes extraites dans la couche limite de la plaque plane et dans celle du profil sur les figures 3.38(i) et 3.38(j) indiquent que les extrema de vitesse atteints dans cette zone aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$  sont similaires en RANS et en LES.

Cependant, les contours de vitesse montrent que la partie de fluide dirigée vers le coin est plus aplatie et moins haute sur les champs RANS que sur le champ LES. En d'autres termes, cela confirme que le mouvement de rotation dans le coin ne semble pas posséder les mêmes propriétés dans les simulations RANS que dans la simulation LES. L'écoulement dans le coin semble alors contaminé par le fluide à  $w/U_\infty > 0$  dès la station  $x/c = 0,25$ . Par suite, les contours de vitesse illustrent le décollement de coin qui se développe par amplification de la zone de vitesse tangentielle positive, entraînant le fluide hors de la zone de coin.

L'étude faite dans cette section des composantes du vecteur vitesse moyenne dans le coin a mis en lumière les déplacements de fluide singuliers s'y produisant. Du fait de son sens de rotation, le mouvement tourbillonnaire significatif observé jusqu'à la station  $x/c = 0,25$  peut être attribué au tourbillon secondaire se formant au bord d'attaque proche du coin et qui serait convecté le long du profil dans la région de coin.

Afin de caractériser plus précisément ce mouvement tourbillonnaire au sein de la zone de coin, on s'intéresse au contenu rotationnel de l'écoulement dans cette région dans la section suivante.

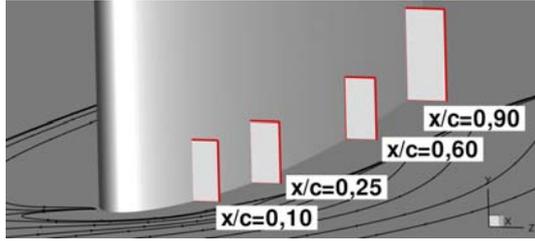
### Vorticité axiale

La figure 3.39 présente l'évolution de la vorticité axiale dans le coin pour les simulations RANS et LES ainsi que les profils de cette quantité extraits le long des lignes définies sur la figure 3.36(b). On rappelle que hors de la zone de jonction, dans la zone de convection, le tourbillon en fer à cheval produit de forts niveaux de vorticité axiale négatifs comme illustré sur la figure 3.25 page 92.

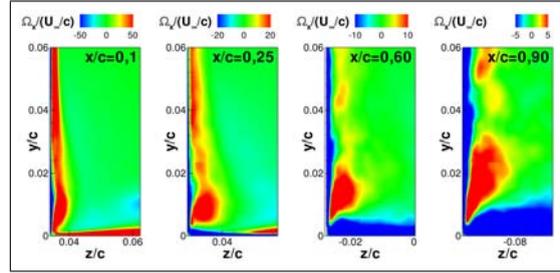
Sur la figure 3.39(b), le champ de vorticité dans le coin produit par la simulation LES confirme la présence d'une structure tourbillonnaire tournant dans le sens opposé au tourbillon en fer à cheval, donc dans le sens positif. Cela correspond bien au tourbillon secondaire identifié au bord d'attaque qui semble donc se propager le long du coin.

Au fur et à mesure de sa convection, l'intensité de la vorticité dans le coin est diffusée au sein des couches limites (les échelles de couleur sont adaptées au tourbillon suivant la station étudiée, voir la légende de la figure 3.39) tandis que son cœur s'étire dans la direction normale à la plaque plane. Effectivement, les profils de la figure 3.39(i) montrent que le maximum de vorticité positive perd 50% de sa valeur entre les stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$ . Néanmoins le mouvement rotationnel reste visible tout le long de la jonction, la zone de vorticité positive s'étale tout en s'écartant de la plaque plane.

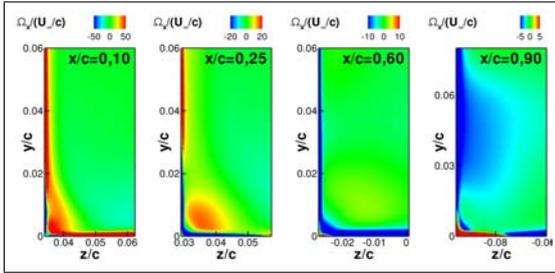
Les clichés de la figure 3.39 font état d'une sous-estimation de la vorticité dans le coin par les modèles RANS, en amont du maximum d'épaisseur du profil, aux stations  $x/c = 0,10$  et



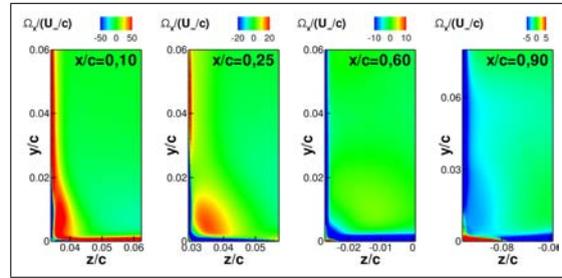
(a) Plans examinés



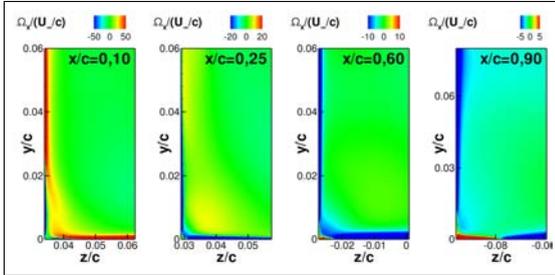
(b) LES



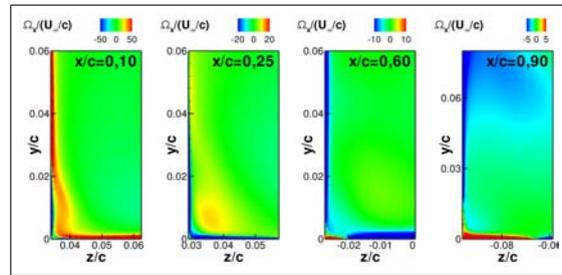
(c) SA



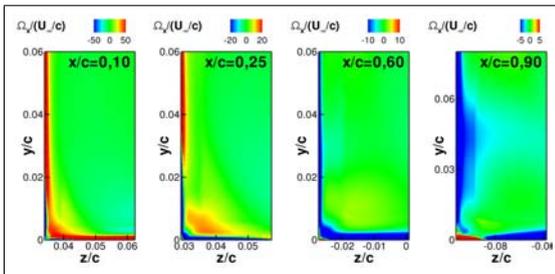
(d) SARC



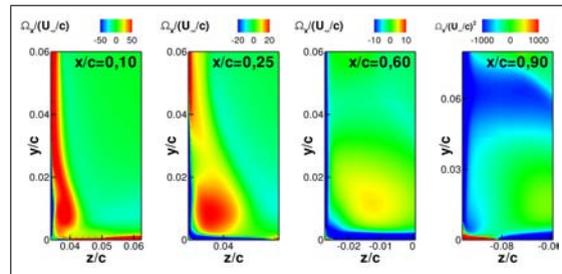
(e)  $k - \omega$  Wilcox



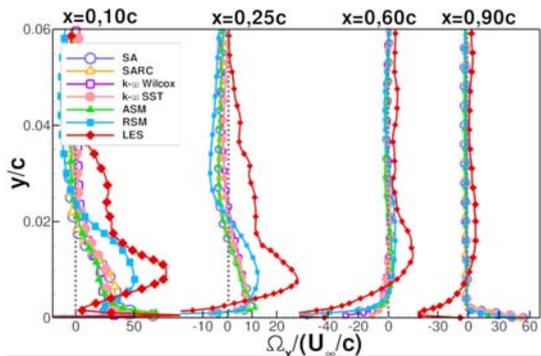
(f)  $k - \omega$  Menter SST



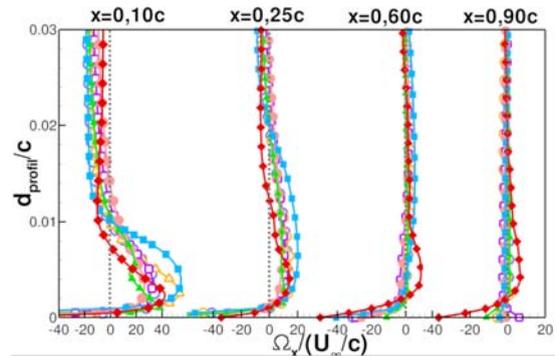
(g) ASM



(h) RSM-SSG



(i) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil



(j) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

**Fig. 3.39** – Évolution de la vorticité axiale dans le coin. Les échelles de couleur vont de -50 à 50 pour la station  $x/c = 0,10$ , de -20 à 20 pour la station  $x/c = 0,25$ , de -10 à 10 pour la station  $x/c = 0,6$  et -5 à 5 pour la station  $x/c = 0.9$

$x/c = 0,25$ . Cette observation est cohérente avec celle faite lors de l'étude de la zone du bord d'attaque où il a été montré que les calculs RANS sous-estiment la vorticité associ e au tourbillon secondaire dès sa formation (voir figure 3.14 page 81). Dans les simulations RANS, le mouvement de rotation dans le coin disparaît aux stations plus en aval pour laisser place au décollement de coin. Ainsi, malgré des niveaux de vitesse engendrés par la rotation du fluide dans le coin assez proches entre les simulations RANS et LES dans cette région (voir figures 3.37 et 3.38), le tracé de la vorticité dans les couches limites de coin indique que le fluide dans cette région possède des propriétés très différentes selon l'approche consid r e.

De fait, le maximum de vorticité axiale est sous-estimé d'environ 40% par le modèle RSM-SSG et de près de 60% par les autres modèles en  $x/c = 0,10$ . L'écart entre les résultats RANS et LES augmente encore en  $x/c = 0,25$ , on note une différence de 50% entre le maximum produit par la simulation RSM-SSG et la LES. Au delà de cette station, on ne distingue plus de maximum de vorticité dans le coin.

La restitution de l'intensité moyenne du mouvement de rotation du fluide dans le coin, probablement hérité de la zone du bord d'attaque, est par conséquent un point majeur de divergence entre les simulations RANS et LES. Il est possible de penser que cette différence est à l'origine de l'apparition ou non d'un décollement de coin dans les simulations, ce qui fera l'objet d'une discussion en 3.6.2. Avant cela, les grandeurs turbulentes dans le coin sont examin es dans la suite afin d'évaluer les propriétés énergétiques des mouvements de fluide dans le coin – et par là même approfondir la quantification des défauts des modèles RANS.

### 3.5.2  volution du champ turbulent dans le coin

La caractérisation du mouvement tourbillonnaire du fluide dans le coin est poursuivie dans cette partie grâce à l'étude des tensions de Reynolds qui lui sont associ es. Dans un second temps, la nature de l'écoulement au sein duquel le mouvement de rotation se met en place est également quantifi e dans le but de comprendre les raisons de sa mauvaise prévision par les modèles RANS.

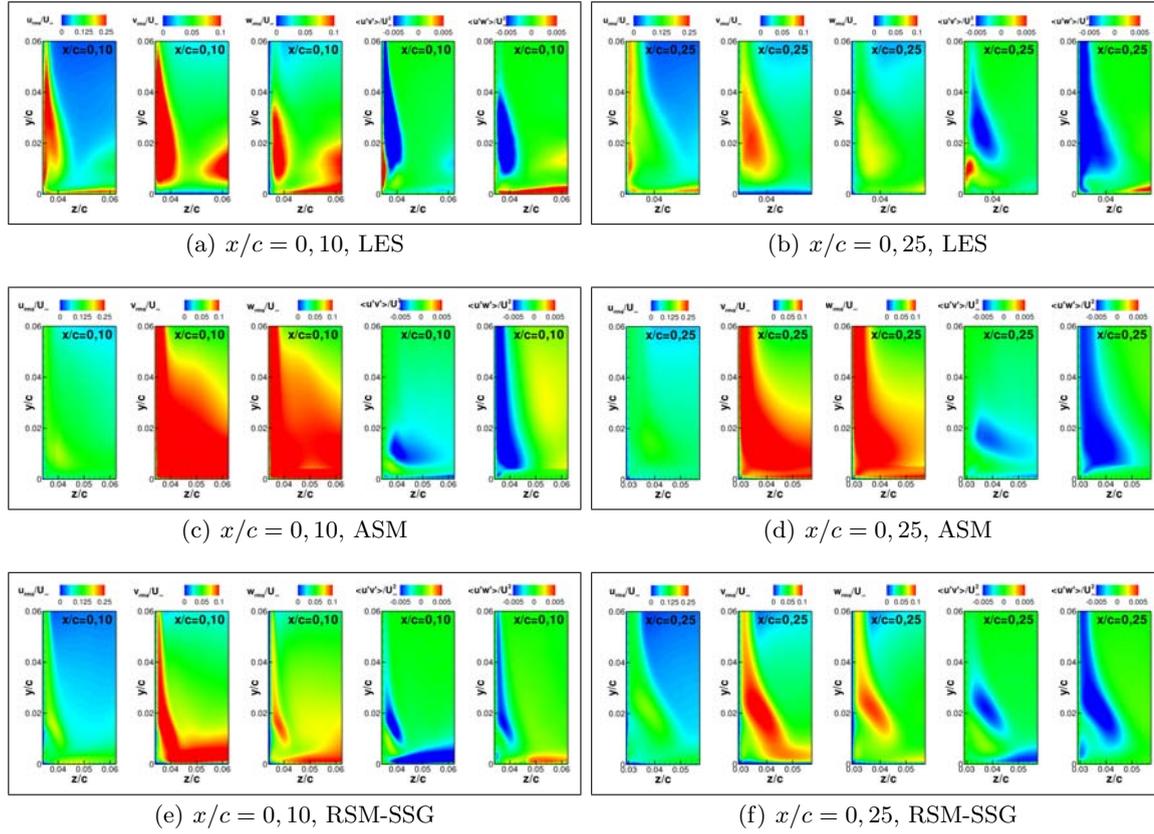
#### Fluctuations de vitesse

Les clichés de la figure 3.40 présentent les contours des tensions normales et des contraintes turbulentes  $\overline{u'v'}$  et  $\overline{u'w'}$  dans le coin produits par les simulations LES, ASM et RSM-SSG en amont du maximum d'épaisseur du profil dans le coin, aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$ . En effet, il a été observé précédemment que c'est dans cette zone que les différences concernant les déplacements de fluide dans le coin sont les plus marqu es alors qu'en aval de ces positions, les champs RANS sont fortement influencés par le décollement de coin, ce qui rend les comparaisons avec le champ turbulent de la LES infond es.

Ces visualisations permettent d'apprécier la redistribution ainsi que l'évolution des tensions turbulentes dans la jonction due à la rotation du fluide dans cette région.

Il apparaît sur les contours issus de la simulation LES figure 3.40(a)   la station  $x/c = 0,10$  que les fluctuations axiales sont légèrement amplifi es en proche paroi du profil. Dans la même zone, on observe également la formation d'une zone de fortes fluctuations  $v_{rms}$  et  $w_{rms}$  qui est associ e à la rotation du fluide que l'on suppose imprim e par le tourbillon secondaire.   l'instar de la vorticité produite par ce dernier, cette zone à fort contenu énergétique est localis e principalement du coté de la couche limite du profil. Par conséquent, la couche limite du profil voit ses tensions transverses  $v_{rms}$  et normales  $w_{rms}$  augmenter brutalement et devenir du même ordre de grandeur que les fluctuations axiales ce qui est inhabituel au sein d'une couche limite.

Les contraintes turbulentes  $\overline{u'v'}$  ont également un comportement singulier en proche paroi du profil. L'apparition de deux zones à fort niveau de fluctuations de signe opposé traduit la redistribution de l'énergie turbulente selon des axes où elle est habituellement faible sous l'effet du tourbillon secondaire noyé dans les couches limites.



**Fig. 3.40** – Évolution des tensions de Reynolds dans le coin. Dans chaque cadre, on a tracé successivement  $u_{rms}/U_\infty$ ,  $v_{rms}/U_\infty$ ,  $w_{rms}/U_\infty$ ,  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  et  $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ . Les valeurs de  $\overline{v'w'}/U_\infty^2$  sont négligeables. Les échelles de couleur vont de 0 à 0,25 pour  $u_{rms}/U_\infty$ , 0 à 0,1 pour  $v_{rms}/U_\infty$  et  $w_{rms}/U_\infty$ , et -0,005 à 0,005 pour  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  et  $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ .

D'autre part, on observe sur les clichés tirés de la LES sur la figure 3.40(a) pour les stations  $z/c$  les plus éloignées du profil une seconde zone d'énergie turbulente significative. Celle-ci correspond au tourbillon en fer à cheval. On remarque que la zone d'énergie associée au tourbillon secondaire situé proche du coin est nettement disjointe de celle correspondant au tourbillon en fer à cheval.

La figure 3.40(b) illustre l'évolution des tensions de Reynolds à la station  $x/c = 0,25$ . On constate la diffusion des grandeurs turbulentes qui est à mettre en regard avec la diffusion de la vorticité associ e au tourbillon secondaire. Néanmoins, la distribution inhabituelle des tensions normales est conserv e à cette station où les valeurs de  $v_{rms}$  et  $w_{rms}$  sont de l'ordre de grandeur à  $u_{rms}$ , ce qui traduit la forte anisotropie de l'écoulement.

En conclusion, les résultats LES montrent la rotation des axes sur lesquels reposent la majorité de l'énergie cinétique turbulente dans le coin que l'on attribue au tourbillon secondaire issu de la région du bord d'attaque. Cependant, cette redistribution semble limit e à la couche limite du profil et ne se confond pas avec la zone à forte énergie induite par le tourbillon en fer à cheval.

Les résultats des simulations RANS présentés sur les figures 3.40(c)   3.40(f) diff rent fortement suivant le modèle considéré. En effet, le modèle ASM produit des niveaux de tensions  $v_{rms}$  et  $w_{rms}$  très élevés associés au développement du décollement de coin dès la station  $x/c = 0,10$ . En revanche, les contraintes de cisaillement sont faibles ce qui traduit une différence importante par rapport à la LES en ce qui concerne les propriétés du tourbillon en proche paroi.

La propagation de l'énergie turbulente associ e au tourbillon dans le coin est visible dans une moindre mesure sur les résultats de la simulation RSM-SSG. En effet, on observe le regroupement des zones à fortes intensités turbulente contenues dans la couche limite de plaque plane

(liée au tourbillon en fer à cheval) et dans celle du profil (liée au tourbillon dans le coin). Ce mécanisme diffère sensiblement du comportement du fluide observé dans la simulation LES, et correspondrait à la mauvaise reproduction du mouvement tourbillonnaire dans le coin par les simulations RANS qui a déjà été identifié lors de l'analyse du champ moyen.

Afin de quantifier la redistribution et l'évolution de l'énergie turbulente et les écarts entre les simulations RANS et LES, la figure 3.41 représente les profils des fluctuations turbulentes produites par les simulations ASM, RSM-SSG et LES extraites dans les couches limites de la plaque plane (colonne de gauche) et du profil (colonne de droite) dans le coin le long des lignes représentées sur la figure 3.36(b). On remarque que chaque profil tracé est noyé dans la zone externe de la couche limite complémentaire. Ces courbes permettent également de distinguer les effets de la rotation du fluide – c'est à dire du tourbillon secondaire – dans le coin sur la couche limite du profil et sur la couche limite de la plaque plane.

Afin de fournir un niveau référence pour les maxima de fluctuations, les profils de fluctuations dans la couche limite de la plaque plane non perturbée ou à mi-envergure sur le profil correspondants à ceux étudiés dans le coin sont reproduits en noir sur la figure 3.41. Il est à noter que la valeur asymptotique des profils en noir est logiquement 0 et ne peut être comparée avec la valeur asymptotique des autres profils qui correspond à la valeur obtenue dans la couche limite complémentaire de celle dont est extrait le profil.

En ce qui concerne la couche limite de la plaque plane, on observe sur la colonne de gauche de la figure 3.41 l'influence du tourbillon secondaire sur les tensions normales  $u_{rms}$ ,  $v_{rms}$ ,  $w_{rms}$  et la contrainte  $\overline{u'v'}$  produites par le calcul LES qui sont amplifiées jusqu'à  $y/c = 0,04$  à la station  $x/c = 0,10$ .

En effet, à cette station, on observe deux maxima de  $u_{rms}$ . Le premier, situé en très proche paroi, correspond au maximum de production d'énergie cinétique turbulente au sein de la couche limite, sa valeur est deux fois plus élevée que celle correspondante obtenue à mi-envergure. Le second maximum de  $u_{rms}$  est associé au passage du tourbillon secondaire, sa valeur est égale à celle du maximum de production d'énergie en proche paroi. Les maxima de  $v_{rms}$  et  $w_{rms}$  observés sur les figures 3.41(c) et 3.41(c) sont inférieurs de 50% à la valeur du maxima des fluctuations axiales mais considérablement supérieurs à leur valeur hors du coin. Cela traduit la forte anisotropie de la turbulence dans cette région.

Le lissage des profils LES extraits sur la plaque plane en aval de la station  $x/c = 0,10$  traduit la diffusion de l'intensité turbulente du tourbillon secondaire. Les maxima des tensions normales perdent 50% de leur valeur dès la station  $x/c = 0,25$  et ne sont plus distingués en aval de cette station. En revanche, la contrainte  $\overline{u'v'}$  est toujours sous l'influence du tourbillon secondaire à la station  $x/c = 0,9$ . Son maximum perd 70% de sa valeur dès la station  $x/c = 0,25$  mais reste constant en aval de cette station.

Comme observé sur les contours des figures 3.40(c) à 3.40(f), les simulations ASM et RSM-SSG présentent des résultats très différents de la LES. Les maxima des fluctuations axiales à la station  $x/c = 0,10$  sont inférieurs de 30% à ceux produits par la LES, et on ne distingue pas le pic de production en proche paroi. Au contraire, les maxima de  $v_{rms}$  et  $w_{rms}$  sont bien reproduits par les modèles RANS à la station  $x/c = 0,10$ . La contrainte turbulente  $\overline{u'v'}$  est sous estimée de 50% par les calculs RANS en  $x/c = 0,10$ , et la petite zone de contraintes positives entre  $y/c = 0$  et  $y/c = 0,008$  n'est pas reproduite.

En aval de cette station, les conclusions sont opposées : les maxima de fluctuations normales et transverses associées au passage du tourbillon secondaire dans le coin sont supérieures d'une dizaine de pour cents suivant la grandeur et la station étudiée à celles de la LES. Cela correspond au développement du décollement de coin qui produit de forts niveaux d'énergie cinétique turbulente. En revanche, les fluctuations axiales produites par les calculs ASM et RSM-SSG au delà de la zone de production en proche paroi sont comparables à celles issues de la LES. Les maxima de contrainte de cisaillement turbulente sont également de l'ordre de grandeur de ceux

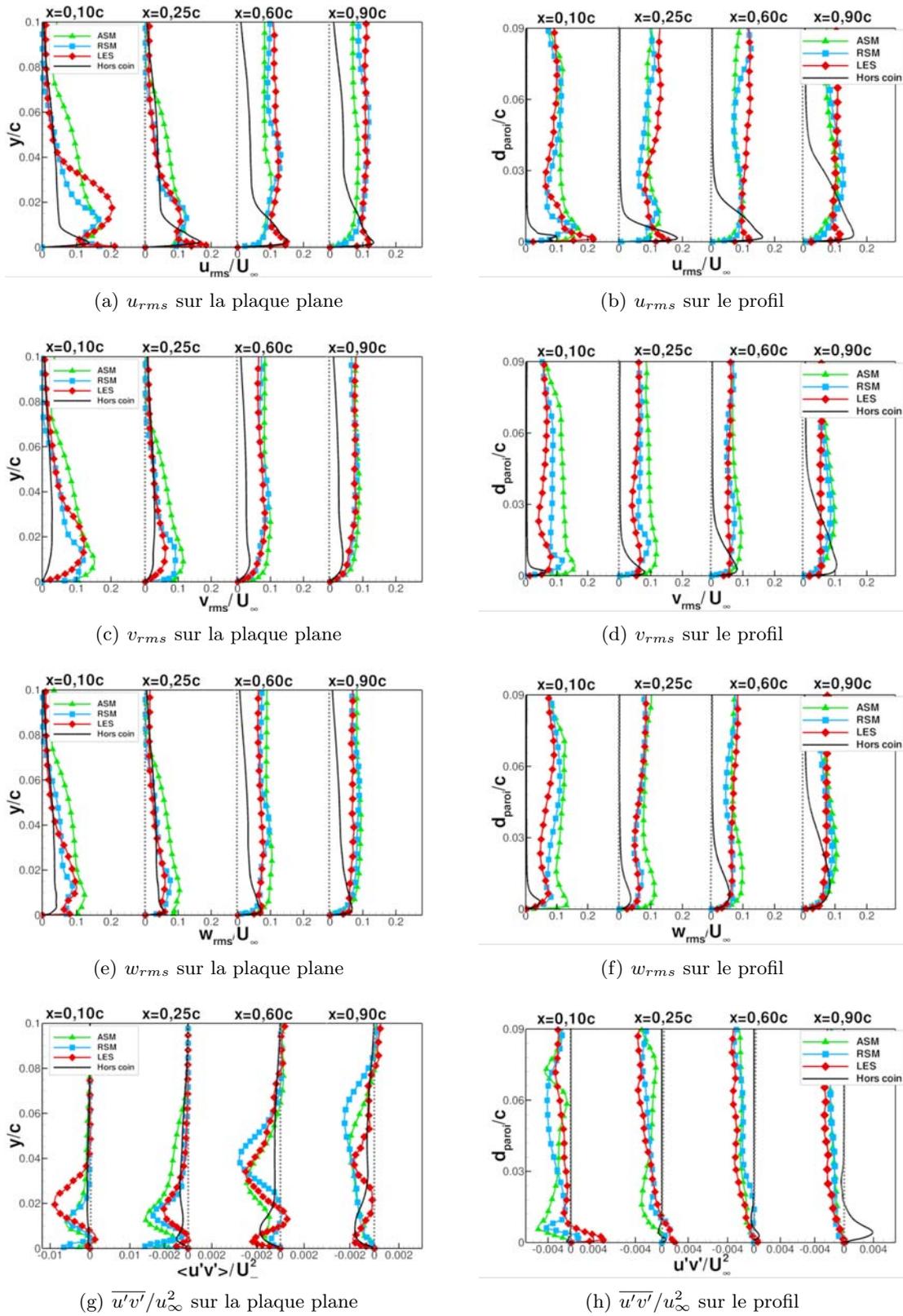


Fig. 3.41 – Statistiques d'ordre 2 dans les couches limites du coin

obtenus en LES.

On note que le modèle ASM produit des maxima de fluctuations en moyenne supérieurs d'environ 10% à ceux du modèle RSM-SSG.

On se place du point de vue du profil sur la colonne de droite de la figure 3.41. En ce qui

concerne l'évolution des grandeurs turbulentes dans le calcul LES, les conclusions sont similaires à celles obtenues par l'analyse des résultats sur la couche limite de plaque plane. Les tensions turbulentes sont nettement impactées par le tourbillon secondaire à la station  $x/c = 0,10$  avant de diffuser en aval.

Les courbes RANS extraites perpendiculairement au profil traduisent un mécanisme très différent de la LES. A l'instar de la couche limite de la plaque plane, les résultats RANS sont marqués par une augmentation importante des fluctuations en aval de la station  $x/c = 0,10$  due à l'apparition du décollement de coin. La contrainte de cisaillement turbulente est également mal reproduite par les simulations RANS, notamment en ce qui concerne la zone en proche paroi à la station  $x/c = 0,10$  où les maxima RANS ont un signe opposé aux résultats LES.

Les courbes de la figure 3.41 confirment les visualisations faites précédemment. Le recouvrement des couches limites dans le coin ainsi que le mouvement tourbillonnaire qui semble s'y propager s'accompagnent de tensions turbulentes significatives sur des axes inhabituels. Ce mécanisme est observé majoritairement en amont du maximum d'épaisseur du profil, jusqu'à  $x/c = 0,3$ . En aval de cette station, les tensions normales dans les couches limites retrouvent alors une distribution plus classique mais la contrainte de cisaillement  $\overline{u'v'}$  conserve une valeur non négligeable.

A l'opposé, les simulations RANS produisent des niveaux de tensions normales plus importantes que la LES dès la station  $x/c = 0,10$  sur le profil. D'autre part, la contrainte  $\overline{u'v'}$  est systématiquement mal reproduite par les calculs RANS.

Les modèles RANS utilisés au cours de cette étude ne semblent pas capables de rendre compte des caractéristiques turbulentes particulières de l'écoulement dans le coin, associé à de forts niveaux de contrainte de cisaillement. En d'autres termes, c'est le caractère fortement anisotrope de la turbulence associé au recouvrement des couches limites dans le coin et au tourbillon secondaire qui y est convecté qui semble mal reproduit par les modèles RANS. Ceci est illustré dans le paragraphe suivant à l'aide du formalisme de Lumley.

### Quantification de l'anisotropie

L'écoulement à l'intersection du profil et de la plaque plane est singulier dans le sens où deux couches limites se développant selon des axes différents sont en interaction. On s'attend par conséquent à un fort niveau d'anisotropie dans le coin. Dans le but de quantifier le niveau d'anisotropie contenu dans la zone de coin, le formalisme de Lumley [107] permet d'identifier la nature de la turbulence en fonction des valeurs des invariants du tenseur d'anisotropie. Pour cela, on introduit le tenseur d'anisotropie  $b_{ij}$  et ses invariants scalaires :

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{\overline{u_s u_s}} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (3.16)$$

$$II_b = b_{ij} b_{ji} \quad (3.17)$$

$$III_b = b_{ij} b_{jk} b_{ki} \quad (3.18)$$

Les invariants  $II_b$  et  $III_b$  satisfont les équations 3.19 dans le cas d'une turbulence axisymétrique et 3.20 dans le cas d'une turbulence bi-composante :

$$II_b = \frac{3}{2} \left( \frac{4}{3} |III_b| \right)^{2/3} \quad (3.19)$$

$$II_b = \frac{2}{9} + 2.III_b \quad (3.20)$$

Les équations caractéristiques 3.19 et 3.20 forment un triangle dans le plan  $(II_b, III_b)$  comme illustré sur la figure 3.19. Ce triangle contient tous les états réalisables de la turbulence, on appelle ce type de représentation "carte d'anisotropie". En effet, la figure 3.19 permet une analyse quantitative du niveau d'anisotropie d'un écoulement en le comparant à des cas limites tels que la turbulence isotrope ou mono-composante.

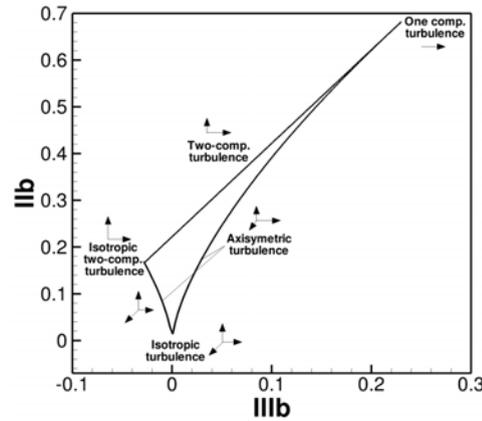


Fig. 3.42 – Carte d'anisotropie, tiré de Frohnafel *et al.* [53]

Par conséquent, ces invariants ont été extraits des simulations ASM, RSM-SSG et LES selon des lignes verticales au voisinage du coin (les lignes parcourent la couche limite de la plaque plane noyée dans la zone externe de la couche limite du profil) et tracés sous forme de triangles de Lumley sur la figure 3.43.

Les cartes d'anisotropie de la figure 3.43 confirment le caractère très fortement anisotrope de l'écoulement de coin. En effet, les niveaux atteints en LES sont largement supérieurs à ceux obtenus en RANS, ce qui démontre par ailleurs les limitations des modèles RANS utilisés au cours de la thèse. Malgré cela, on remarque que le modèle RSM-SSG reproduit mieux l'anisotropie que le modèle ASM dont les résultats sont systématiquement isotropes, ce qui peut être lié au développement rapide par ce modèle du décollement de coin qui produit une turbulence isotrope, ou à un défaut d'extraction des grandeurs turbulentes pour ce modèle dans *elsA*<sup>6</sup>.

Les cartes d'anisotropie de la figure 3.43 proposent de suivre l'évolution de l'état de la couche limite du profil au fur et à mesure que la distance à la plaque plane augmente.

Pour chaque ligne d'extraction, proche de la plaque plane, la zone sondée est sous l'influence des couches limites du profil et de la plaque plane. Les données LES montrent alors que la turbulence est principalement bi-composante isotrope. Lorsque la distance à la plaque plane augmente, les points LES suivent la courbe de turbulence bi-composante pour atteindre un maximum d'anisotropie puis on observe une relaxation vers un état plus isotrope suivant la courbe de turbulence axisymétrique. Cet enchaînement traduit l'effet de la couche limite du profil sur la couche limite de la plaque plane lorsque la ligne de sondage est successivement (au fur et à mesure que la distance à la plaque plane augmente) sous l'influence de :

1. la zone externe de la couche limite du profil et la zone interne de la couche limite de la plaque plane ;
2. la zone externe de la couche limite du profil et la zone externe de la couche limite de la plaque plane ;
3. la zone externe de la couche limite du profil isolée.

Ainsi, la figure 3.43 traduit d'une part le fait que l'écoulement est fortement anisotrope dans le coin, et d'autre part que la couche limite du profil conserve une certaine anisotropie même lorsque celle-ci n'est plus sous l'influence directe de la couche limite de la plaque plane.

En particulier, on observe sur la figure 3.43 un fort taux d'anisotropie à la station 1, soit à  $x = 0,25c$ , ce qui conforte les analyses faites sur la base du niveau important des tensions croisées  $\overline{u'v'}$  sur la figure 3.41.

L'écoulement de coin examiné dans cette partie présente donc une caractéristique majeure en ce qui concerne l'état de la turbulence qui se développe en son sein qui n'est pas reproduite par

<sup>6</sup>Après discussion avec les ingénieurs ayant codé ce modèle, un doute existe quant à la validité des grandeurs extraites en très proche paroi ( $y^+ \leq 15$ ) qui ne tiendraient pas compte des termes Bas Reynolds utilisés

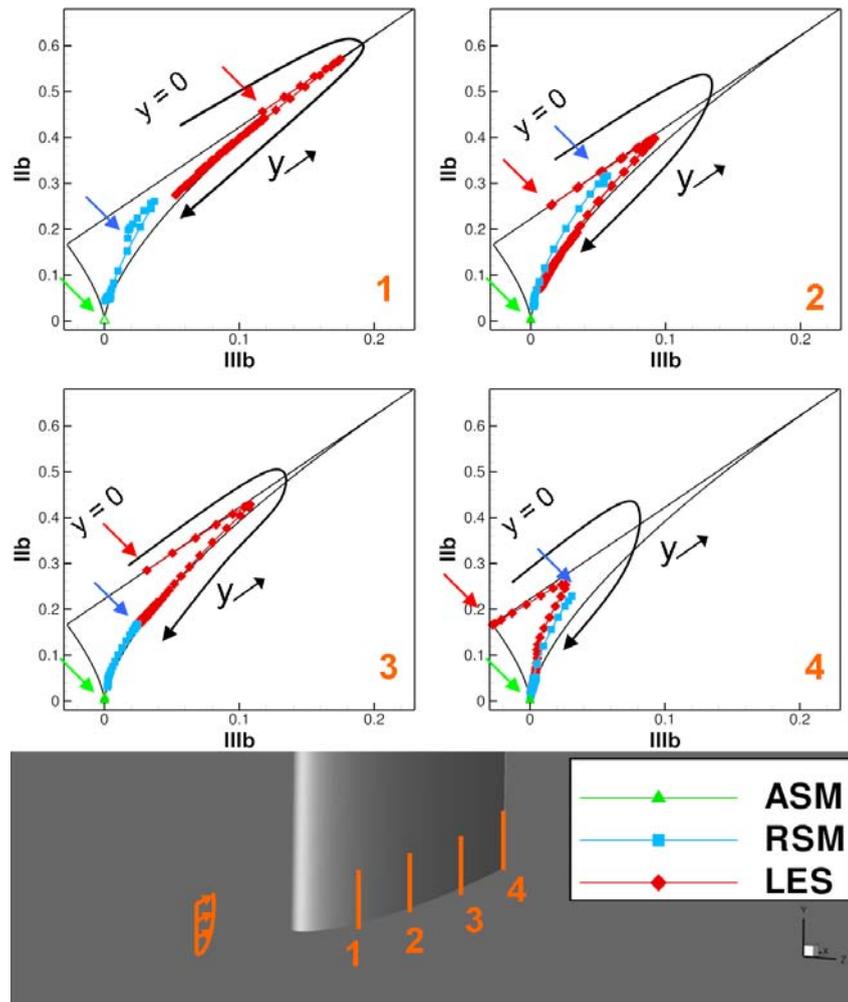


Fig. 3.43 – Évolution des invariants du tenseur d'anisotropie dans le coin

les modèles RANS, en particulier dans la région en amont du maximum d'épaisseur du profil. Cela illustre une difficulté majeure de ces modèles à reproduire l'écoulement dans le coin et peut contribuer à expliquer les raisons de leurs limitations pour les écoulements de coin comme il sera discuté dans la section 3.6.2.

### 3.5.3 Synthèse

L'étude de l'écoulement dans le coin effectuée au cours de la présente partie a permis de caractériser les déplacements de fluide dans cette région ainsi que l'énergie turbulente qui y est associée. Des différences notables de comportement entre les simulations RANS et LES et les essais ont également été relevés.

Un mouvement de rotation du fluide dans la zone de recouvrement des couches limites de la plaque plane et du profil a été observé dans la simulation LES, son intensité moyenne et turbulente est particulièrement importante en amont du maximum d'épaisseur du profil. Le mouvement de rotation en proche paroi s'effectue dans le sens direct, ce qui correspond au sens de rotation du tourbillon secondaire formé au bord d'attaque illustré sur la figure 3.19 page 86. Par conséquent, le déplacement de fluide observé en proche paroi dans le coin est attribué au tourbillon secondaire qui se déplace le long du profil depuis le bord d'attaque. Ce tourbillon ainsi que le recouvrement des couches limites entraînent une redistribution singulière des tensions turbulentes dans les couches limites de coin. Cela conduit à un fort taux d'anisotropie dans cette région pour la simulation LES.

Par ailleurs, les simulations RANS font également état d'un mouvement de rotation du fluide dans le coin en amont du maximum d'épaisseur semblable à celui observé en LES. Néanmoins,

l'étude des champs moyens et turbulents indique que les propriétés de ce mouvement – et donc du tourbillon secondaire – ne sont pas correctement reproduites par les modèles RANS utilisés dans le cadre de notre étude, ce qui peut être attribué à la forte anisotropie de la turbulence dans cette région. De plus, comme mentionné à plusieurs reprises, un décollement de coin non physique apparaît au bord de fuite de la jonction sur les simulations RANS. En effet, on observe une zone de faible vitesse axiale dans la couche limite du profil qui dégénère en décollement de coin dans le cas des modèles RANS alors qu'elle est contenue dans la simulation LES. Une interprétation de l'apparition du décollement de coin dans les simulations RANS basée sur la compétition entre les différents mouvements de fluide se produisant dans cette région est proposée dans la discussion en 3.6.2.

## 3.6 Synthèse et discussion : dynamique générale de l'écoulement

Au cours du présent chapitre, chaque zone d'intérêt de l'écoulement a été l'objet d'une analyse détaillée. On propose dans cette dernière section de récapituler dans un premier temps les résultats obtenus afin de les replacer dans une dynamique globale de l'écoulement.

La discussion porte ensuite sur l'interprétation des mécanismes conduisant à la formation du décollement de coin dans les simulations RANS, puis sur la précision des méthodes numériques et des mesures effectuées. Enfin les résultats sont mis en regard des analyses bibliographiques et des hypothèses formulées dans le chapitre 1 concernant l'apparition des décollements de coin.

### 3.6.1 Physique de l'écoulement

L'étude préliminaire de l'écoulement loin de la zone de jonction a permis de valider en partie la résolution spatiale et temporelle du calcul LES. Pour cela, les résultats moyennés en temps ont été confrontés aux mesures et les résultats instationnaires ont été mis en relation avec la littérature afin de s'assurer de la pertinence des échelles temporelles reproduites dans la simulation LES. Cela a permis d'analyser les différentes régions d'intérêt de l'écoulement de coin. Les principaux résultats obtenus sont résumés dans la suite, ce qui permet également de mettre en évidence les interactions entre les différentes régions qui ont été étudiées individuellement durant le présent chapitre.

L'observation de la topologie pariétale et du champ moyen issus de la LES a confirmé l'existence d'un tourbillon en fer à cheval, généré par l'enroulement de la couche limite amont sur elle même au bord d'attaque de la jonction comme illustré par les lignes de courant sur la figure 3.12(b) page 79. Celui-ci se compose d'un tourbillon principal et de deux tourbillons secondaires qui lui sont contrarotatifs. Les grandeurs turbulentes dans la région du bord d'attaque laissent apparaître des caractéristiques similaires à celles observées sur le cas Rood et attribuées au caractère bimodal du tourbillon en fer à cheval. En particulier, on observe une forte amplification des fluctuations normales  $v_{rms}$  et croisées  $\overline{u'v'}$  au bord d'attaque. L'analyse des données instationnaires LES a ainsi mis en évidence l'existence des modes *backflow* et *zeroflow* au bord d'attaque, ainsi que l'apériodicité de la transition entre ces modes. Les fréquences caractéristiques de cette transition sont comprises dans  $St_\delta = [0,05; 0,1]$ , ce qui correspond aux valeurs typiques relevées dans la littérature pour les tourbillons en fer à cheval ( $St_\delta = [0,04; 0,13]$  pour le cas Rood). La visualisation du champ de vitesse instantané apparaît cohérente avec l'interprétation du comportement bimodal faite par Devenport et Simpson [44]. En effet, il semble que le mode *backflow* soit dû à la pénétration dans la jonction de fluide à forte énergie cinétique, au contraire du mode *zeroflow* lors duquel le fluide dans la jonction provient vraisemblablement de la zone externe de la couche limite incidente.

Le tourbillon principal est convecté le long du profil dans la couche limite de la plaque plane, hors de la zone de recouvrement des couches limites. L'étude du champ moyen obtenu expérimentalement a permis de mettre en lumière la trajectoire de la branche extradados du tourbillon

en fer à cheval sur la plaque plane. Il a également été observé l'atténuation des pertes de pression totale et de la vorticité axiale associ es au c eur du tourbillon au fur et à mesure de sa convection vers l'aval, tandis que l'empreinte du tourbillon dans les plans transverses s'élargit. Cela traduit la diffusion des pertes de pression totale et de la vorticité du tourbillon dans la couche limite de la plaque plane. L'étude des champs moyens de vitesse associés au tourbillon en fer à cheval semble indiquer que ce dernier tend à diriger l'écoulement dans la direction oppos e au coin, tout en ramenant vers les parois du profil et de la plaque plane du fluide issu de l'écoulement moyen. Le champ turbulent dans la zone de convection est également fortement perturbé par le passage du tourbillon principal, ce qui indique l'existence d'un phénomène instationnaire à grande échelle. On observe également une atténuation des fluctuations de vitesse maximales et un élargissement de la zone de fluctuations de vitesse associ e au tourbillon au fur et à mesure de son déplacement vers l'aval qui traduit une augmentation de l'amplitude des oscillations du tourbillon comme le révèle l'analyse spectrale en un point. On observe en effet dans la zone de convection des oscillations large bande plus chaotiques dans le domaine spatial que celles liées au comportement bimodal, c'est à dire que le mouvement ne présente plus d'état privilégié. Le tourbillon semble osciller autour d'une position moyenne comme en atteste la répartition gaussienne des fluctuations de vitesse. Ces oscillations se produisent sur une large de gamme de fréquences  $St_\delta \sim 0.2 - 0.3$  et sont à rapprocher du *meandering* que l'on observe dans le cas des tourbillons d'extrémité de voilure. La dynamique globale de l'écoulement a été mise en évidence par l'étude de spectres de cohérence entre deux points appartenant au tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque et dans la zone de convection. Ainsi, il semble possible de relier les oscillations de la branche extrados du tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection aux pulsations bimodales du tourbillon au bord d'attaque. Le tourbillon se comporte donc comme une structure cohérente et organis e noy e dans la couche limite de plaque plane.

On observe dans la région de coin un mouvement de rotation du fluide, qui semble dirigé vers les parois du coin. Cette rotation est attribu e au tourbillon secondaire issu du bord d'attaque de la jonction. Son influence en ce qui concerne l'apparition ou non d'un décollement de coin est discut e en 3.6.2. Dans la zone de recouvrement des couches limites, l'essentiel de l'énergie turbulente est concentr e au sein du tourbillon secondaire issu du bord d'attaque qui produit en particulier des contraintes  $\overline{u'v'}$  significatives. Cela est supposé amplifier le caractère fortement anisotrope de l'écoulement dans le coin dû au recouvrement des couches limites, qui est confirmé par les cartes d'anisotropie.

La figure 3.44 reprend les principaux résultats obtenus concernant la dynamique globale de l'écoulement.

### 3.6.2 Proposition d'un mécanisme d'apparition du décollement de coin

Les résultats présentés au cours de ce chapitre ont montré les difficultés pos es par l'apparition, ou non, d'un décollement de coin dans les simulations. On propose dans cette section une interprétation des résultats permettant d'expliquer les différences de comportement entre les calculs RANS et LES.

Au cours de la synthèse précédente, on a rappelé la présence dans la zone de coin d'un mouvement tourbillonnaire à forte énergie probablement hérité de la zone de bord d'attaque. De même, une tendance à l'aspiration du fluide contenu dans le coin vers l'extérieur a été identifi e, due au gradient de pression relatif à l'incidence du profil et possiblement à l'action du tourbillon en fer à cheval .

Compte tenu des analyses pr sent es précédemment dans ce chapitre, nous sommes enclins à penser que le mouvement qui est associé au tourbillon secondaire dans la simulation LES empêche à la fois la stagnation de fluide à faible vitesse dans le coin et le déplacement de ce fluide vers l'extérieur de la jonction. Ainsi, nous postulons que la présence du tourbillon secondaire en proche paroi dans le coin qui permet aux couches limites de rester attach es dans la simulation

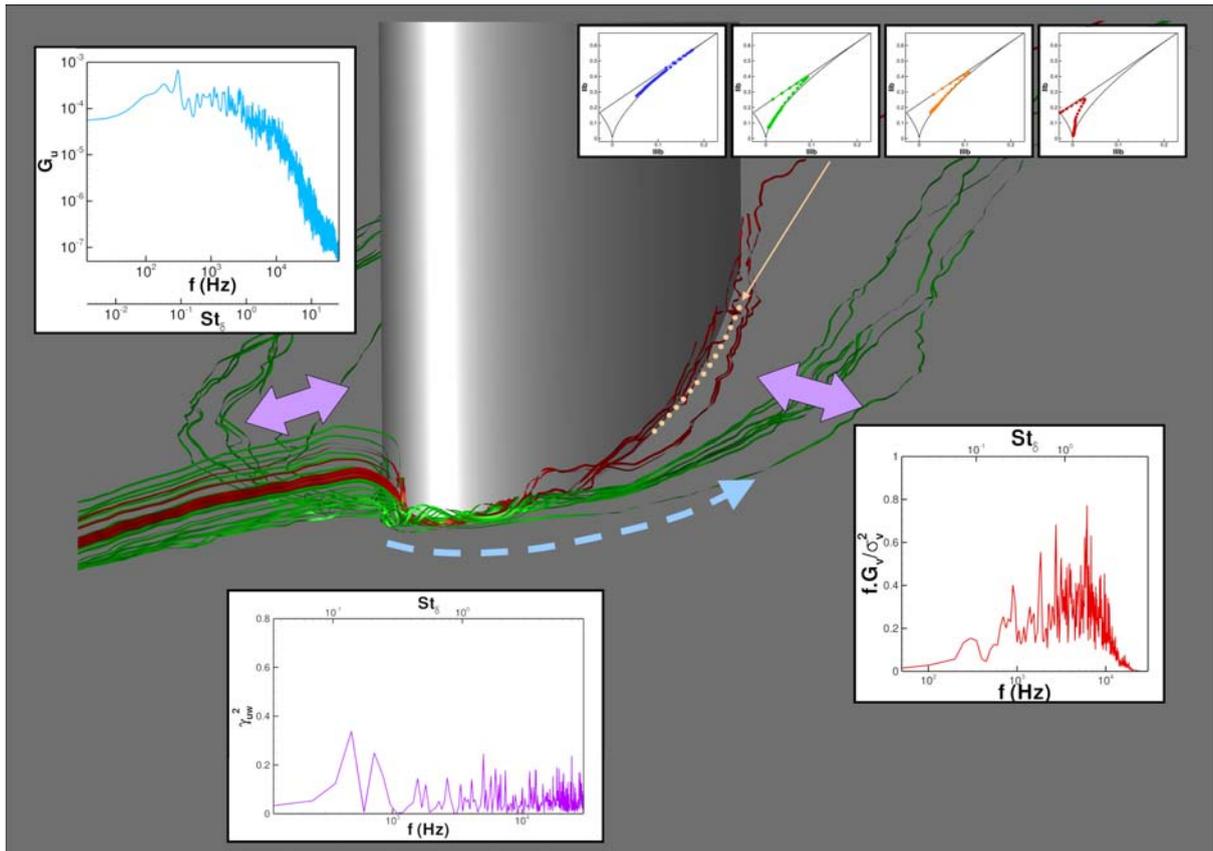


Fig. 3.44 – Synthèse des résultats sur le cas BASE

LES.

Ce raisonnement permettrait également d'expliquer l'apparition d'un décollement de coin avec les modèles RANS utilisés dans le cadre de la thèse. Il a été montré que ceux-ci ne sont pas capables de reproduire efficacement le tourbillon secondaire, qui s'accompagne de fortes contraintes turbulentes, mais également le niveau général d'anisotropie qui règne dans cette région du fait du recouvrement des couches limites de coin – et du tourbillon secondaire lui-même, les effets sont couplés. Par conséquent, ces modèles RANS ne permettraient pas de simuler correctement la ré-énergétisation des couches limites de coin. Le fluide à faible énergie stagnerait ainsi dans le coin et serait plus susceptible d'être déstabilisé sous l'effet du gradient de pression et du tourbillon en fer à cheval.

On notera que cette interprétation repose uniquement sur les données issues des calculs LES et RANS du cas BASE, il s'agit donc d'une hypothèse concernant l'apparition du décollement de coin dans ce cas précis. L'extension de cette interprétation au cas général paraît délicate, et en tous cas pas immédiate. L'étude des cas dérivés du cas principal dans le chapitre 4 permettra de donner des indications sur l'extension de l'interprétation à d'autres cas.

### 3.6.3 Influence du *Bluntness Factor* sur l'instationnarité au bord d'attaque

Le cas BASE présente des caractéristiques très proches du cas Rood dans la région du bord d'attaque où est généré le tourbillon en fer à cheval. En effet, l'influence moyenne du tourbillon traduite par les lignes de frottement pariétales est similaire à celle observée pour le cas Rood.

De même, les propriétés dynamiques du tourbillon sont très similaires à celles relevées sur le cas Rood, et sur un grand nombre de tourbillons en fer à cheval. Les mécanismes du caractère bimodal identifié sur le cas Rood sont retrouvés sur le cas BASE tant qualitativement avec la présence des modes *backflow* et *zeroflow* que qualitativement avec la fréquence de la transition entre les modes.

Ainsi, la faible valeur du *Bluntness Factor* du cas **BASE** ne modifie pas significativement les propriétés dynamiques intrinsèques du tourbillon en fer à cheval. Toutefois, on note que les pics de PDF identifiés sur la figure 3.17 sont nettement moins marqués que ceux obtenus sur le cas Rood illustrés sur la figure 1.6 page 19. La séparation entre les modes *backflow* et *zeroflow* semble donc moins évidente pour le cas **BASE** que pour le cas Rood. Cela indique que le *Bluntness Factor* gouverne non seulement l'intensité moyenne du tourbillon en fer cheval comme montré par Fleming *et al.* [51], mais également l'intensité de son comportement instationnaire, c'est à dire l'amplitude spatiale et temporelle des modes *backflow* et *zeroflow*.

### 3.6.4 Fiabilité des simulations numériques pour les écoulements de coin

Au cours de ce chapitre, les résultats issus des simulations LES et RANS ont été confrontés aux mesures effectuées en soufflerie. La résolution de la LES a été évaluée dans la partie 3.2 et la convergence en maillage des calculs RANS est illustrée dans l'annexe A. Ainsi, les simulations présentées sont représentatives du modèle de turbulence ou de l'approche utilisée et ne sont pas significativement parasitées par des erreurs liées à la discrétisation spatiale du domaine de calcul.

On s'interroge dans cette partie sur la pertinence des différentes approches utilisées dans le contexte des écoulements de jonctions au vu des résultats présentés dans ce chapitre.

#### Champ moyen

Toutes les simulations rendent compte du même phénomène de repliement de la couche limite amont en ce qui concerne le champ moyen. En revanche, tous les modèles RANS utilisés dans le cadre de notre étude ont prédit l'apparition d'un décollement de coin non observé lors des essais contrairement à la LES qui, en ce sens, est plus fidèle à la réalité malgré les limitations classiques de cette approche observées sur la prédiction du  $C_f$  de la couche limite amont.

Cependant, le mécanisme de convection/diffusion des grandeurs moyennes au sein du tourbillon en fer à cheval est sur-estimé par la LES qui anticipe l'atténuation du tourbillon lors de son déplacement vers l'aval. Ceci peut être en partie attribué à la précision des schémas numériques utilisés. La diffusion du tourbillon est au contraire mieux reproduite par les simulations RANS qui, dans l'ensemble, se comportent de manière similaire et sur-estiment les niveaux de pertes de pression totale associées au tourbillon au cours de sa convection.

En ce qui concerne la zone de coin, seule la simulation LES est représentative des résultats expérimentaux. Les modèles RANS sélectionnés pour la présente étude prédisent tous l'apparition d'un décollement de coin qui est attribué à la pénétration dans le coin de fluide entraîné vers l'extérieur de la jonction par le tourbillon en fer à cheval et le gradient de pression.

#### Champ turbulent

Malgré l'absence de données expérimentales fiables et détaillées, le champ turbulent issu de la LES apparaît réaliste. En effet, l'impact de l'instabilité bimodale sur les fluctuations de vitesse au bord d'attaque est capté par la simulation dans les mêmes proportions que ce qui est observé sur le cas Rood. La simulation LES fait apparaître un fort taux d'anisotropie dans le coin comme on peut le pressager au vu du fort niveau des tensions croisées dans cette région.

En revanche, dans la zone de bord d'attaque ainsi que dans la zone de convection, les fluctuations produites par les simulations RANS sont globalement sous-estimées par rapport à la LES, ce qui est attribué en majeure partie au caractère fortement instationnaire de l'écoulement dans ces régions. L'anisotropie de l'écoulement est également mal prise en compte par les simulations ASM et RSM-SSG dont c'est pourtant la raison d'être. En particulier, les contraintes de cisaillement turbulentes sont mal reproduites au sein du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque et dans le coin.

## Champ instantané

La pertinence de l'approche LES dans ce cas de jonction vient également de la reproduction des caractéristiques instationnaires du tourbillon en fer à cheval. En effet, il a été montré que les échelles de temps des phénomènes identifiés dans la simulation LES sont comparables à celles recensées dans la littérature pour des phénomènes similaires.

## Conclusion

Compte tenu des fortes instationnarités présentes dans l'écoulement de jonction et de leur interaction majeure avec le champ turbulent, il semble que l'approche à préconiser dans le cas d'écoulements de jonction est la LES. Malgré cela, les résultats LES ne sont pas exempts de défauts, en particulier en ce qui concerne la diffusion excessive du tourbillon dans la zone de convection, et la mauvaise restitution du coefficient de frottement de la couche limite amont.

Les mauvais résultats produits par les modèles RANS semblent découler en majeure partie de la mauvaise prédiction des contraintes de cisaillement au sein des tourbillons et, de manière plus générale, de l'anisotropie de l'écoulement dans le coin.

Cela illustre les limites de la phase de conception se basant sur des calculs RANS, qui restent les seuls outils envisageables dans un tel contexte. Il est donc indispensable de disposer de modèles RANS reproduisant correctement l'anisotropie qui permettraient d'obtenir de meilleurs résultats sur les configurations de coin. Parmi ces modèles, ceux basés sur la formulation EARSM sont très prometteurs. Malheureusement les modèles de ce type actuellement implantés dans le logiciel **elsA** sont calibrés à hauts nombres de Reynolds et ne sont pas applicables au cas étudié au cours de la thèse à  $Re_c = 3 \cdot 10^5$ . En particulier, on a observé des difficultés au développement de la turbulence pariétale sur le profil dans notre cas pour le modèle  $k - kL$  EARSM de Wallin et Johansson [174], ce qui rend la simulation non exploitable.

### 3.6.5 Conclusion et poursuite de la démarche

L'hypothèse formulée à l'issue de l'étude bibliographique selon laquelle un faible *Bluntness Factor* favorise le décollement de coin est mise en doute au vu des résultats obtenus dans le présent chapitre, même si l'on peut penser que la propagation du tourbillon secondaire dans le coin fait du cas **BASE** un cas très particulier.

Il convient donc de poursuivre l'étude des critères favorisant le décollement de coin. Pour cela, deux autres cas ont été définis dans le chapitre 2 afin d'étudier l'effet du chargement aérodynamique de la jonction.

D'autre part, le modèle formulé par Barber [13] présenté dans le chapitre 1 à la section 1.3 page 23 selon lequel une couche limite fine favorise le décollement de coin au détriment du tourbillon en fer à cheval doit être approfondi. En effet, les calculs RANS de conception présentés dans le chapitre 2 avaient écarté cette hypothèse au vu de la taille du décollement produit dans un cas avec fine couche limite (voir figure 2.12 page 46). La remise en question de la pertinence de ces calculs faite dans le présent chapitre implique la nécessité de vérifier l'hypothèse de Barber.

En conséquence, le chapitre suivant repose d'une part sur la vérification expérimentale et numérique de l'hypothèse de Barber [13] et d'autre part sur l'étude des cas  $10^\circ$  et **PARA2** conçus dans le chapitre 2.

---

## Étude des sensibilités du cas principal

---

Ce chapitre vise à mettre en lumière les paramètres favorisant l'apparition des décollements de coin. Ainsi, les sensibilités du cas **BASE** sont sondées au travers de l'étude des cas  $10^\circ$  et **BASE** introduits dans le second chapitre. Le modèle proposé par Barber [13] est également mis à l'épreuve.

### Sommaire

<b>4.1 Influence du chargement aérodynamique de la jonction . . . . .</b>	<b>124</b>
4.1.1 Rappel des cas tests et contenu des bases de données constituées . . . . .	124
4.1.2 Validation des simulations . . . . .	125
4.1.3 Zone du bord d'attaque . . . . .	129
4.1.4 Zone de convection du tourbillon en fer à cheval . . . . .	134
4.1.5 Zone du coin . . . . .	141
4.1.6 Synthèse . . . . .	148
<b>4.2 Influence de la couche limite amont . . . . .</b>	<b>149</b>
4.2.1 Cas tests . . . . .	150
4.2.2 Validation des essais et de la simulation . . . . .	150
4.2.3 Résultats . . . . .	151
4.2.4 Conclusion . . . . .	153
<b>4.3 Synthèse et discussion . . . . .</b>	<b>154</b>

LES limites de l'analyse bibliographique ont été soulevées dans le chapitre précédent, de même que celles des modèles RANS utilisés lors de la thèse. Il avait été conjecturé que le cas **BASE**, à faible *Bluntness Factor* et en incidence, serait susceptible de présenter un décollement de coin. Or, il a été observé sur le calcul LES et les essais du cas **BASE** que l'écoulement dans le coin n'est pas décollé. A l'issue du premier chapitre, le chargement aérodynamique de la jonction avait été identifié comme un facteur influençant l'apparition des décollements de coin. Par conséquent, deux cas d'étude supplémentaires ont été définis dans le chapitre 2.

Par ailleurs, le modèle de Barber [13] illustré sur la figure 1.12 page 24 a été mis en doute dans le chapitre 2 au vu des résultats de simulations RANS de conception. Les résultats du chapitre précédent conduisent à revoir cette conclusion faite sur la base de calculs RANS, il convient donc de vérifier si le comportement observé par Barber est retrouvé dans notre cas.

Par conséquent, dans le but d'apporter des éléments de réponse aux interrogations soulevées par l'analyse des résultats du cas **BASE**, les cas  $10^\circ$  et **PARA2** présentant un fort chargement à la jonction sont étudiés dans la première partie du présent chapitre. Puis, une brève étude reproduisant les conditions du modèle de Barber [13] est présentée.

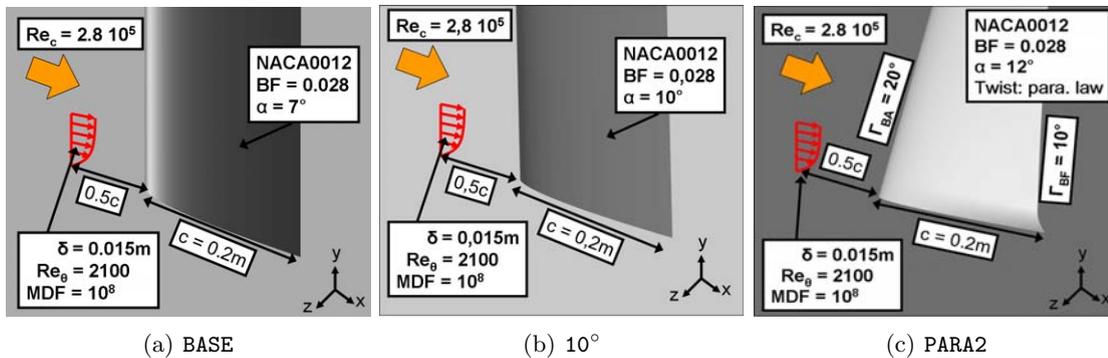
## 4.1 Influence du chargement aérodynamique de la jonction

Dans cette partie, les cas tests  $10^\circ$  et **PARA2** sont étudiés et les résultats comparés à ceux du cas **BASE**. L'objectif est d'évaluer l'influence du chargement aérodynamique dans le coin sur le déclenchement du décollement.

Pour cela, la démarche d'analyse poursuivie est similaire à celle du chapitre 3. Le contenu des bases de données est rappelé dans un premier temps, puis la pertinence et la cohérence des simulations vis à vis de la définition des cas test sont vérifiées. Suite à cette étude préliminaire, l'analyse de l'écoulement de jonction est mise en œuvre en parcourant les zones d'intérêt identifiées sur la figure 1.2 page 15. La zone du bord d'attaque, la zone de convection puis la zone de coin sont ainsi successivement examinées.

### 4.1.1 Rappel des cas tests et contenu des bases de données constituées

Les cas  $10^\circ$  et **PARA2** ont été définis dans le chapitre 2 aux sections 2.3.1 et 2.3.2 respectivement. Ils sont rappelés sur la figure 4.1.



**Fig. 4.1** – Cas de référence (gauche) et cas tests pour l'étude de l'influence du chargement aérodynamique de la jonction

La base de données constituée sur le cas  $10^\circ$  se compose de mesures expérimentales, de calculs RANS et d'une simulation LES. Étant donné la faible influence du modèle de turbulence observée pour le cas **BASE**, il a été choisi de n'utiliser que le modèle de Spalart Allmaras pour l'étude RANS<sup>1</sup>. Pour l'analyse du champ moyen, les résultats LES ont été moyennés en temps sur une durée de 80 ms.

En ce qui concerne le cas **PARA2**, les données sont uniquement de nature numérique, du fait du coût et de la durée qu'auraient nécessité l'étude expérimentale de ce cas. Une simulation RANS avec le modèle de Spalart Allmaras et une simulation LES ont par conséquent été effectuées. Les résultats du chapitre 3 permettent de valider l'approche LES utilisée dans le cadre de la simulation des écoulements de jonction et on utilisera la simulation LES du cas **PARA2** comme point de référence pour l'analyse physique ainsi que pour l'évaluation des simulations RANS. La simulation LES a été moyennée sur une durée de 100 ms pour former le champ moyen de référence.

Le tableau 4.1 récapitule la nature et la localisation des données disponibles sur les deux cas étudiés dans la présente partie.

<sup>1</sup>Le calcul RSM du cas  $10^\circ$  n'a pas pu être mené à convergence, du fait de la proximité du décrochage auquel le modèle est fortement sensible. En revanche, le calcul RSM du cas **PARA2** a conduit à des résultats similaires à ceux obtenus avec le modèle de Spalart Allmaras.

	Données surfaciques			Données volumiques		
	Champ moyen	Champ turbulent	Champ instantané	Champ moyen	Champ turbulent	Champ instantané
<b>Cas 10°</b>						
<b>Exp.</b>	mi-envergure	×	×	plans E1-S2	lignes E1-S2 (a)-(d)	lignes E1-S2 (a)-(d)
<b>LES</b>	✓	✓	×	✓	✓	Capteurs R1-R11
<b>SA</b>	✓	×	×	✓	×	×
<b>Cas PARA2</b>						
<b>LES</b>	✓	✓	×	✓	✓	Capteurs R1-R11
<b>SA</b>	✓	×	×	✓	×	×

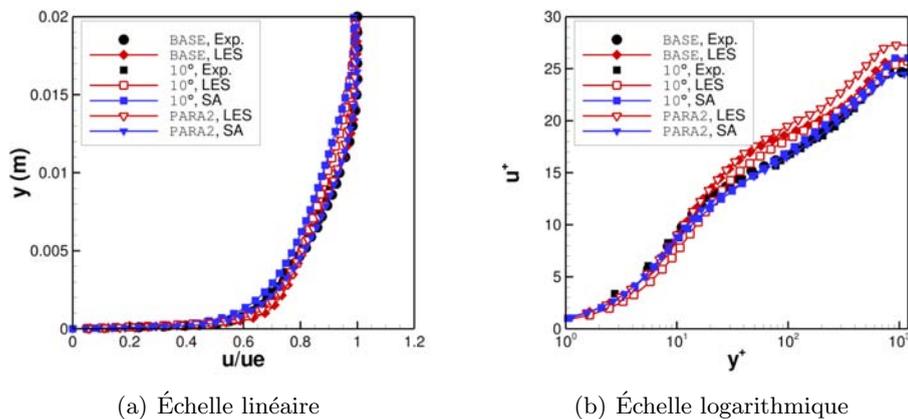
**Tab. 4.1** – Données disponibles pour les cas 10° et PARA2. ✓ : données disponible tout autour de la jonction ; × : données non disponibles ou non acquises. Voir la définition des lignes d'extraction et des capteurs sur les figure 3.1 et 3.2

#### 4.1.2 Validation des simulations

Avant de s'intéresser à l'écoulement de jonction proprement dit, l'écoulement non concerné par l'interaction entre la plaque plane et le profil est sondé dans la présente section. Il s'agit, comme cela a été fait dans la partie 3.2 du chapitre 3, de vérifier que ces zones non perturbées sont correctement reproduites par les simulations afin de s'assurer de la validité des calculs. D'autre part, l'épaisseur de couche limite amont et la répartition de pression à mi-envergure sont caractéristiques des cas étudiés et il convient de s'assurer que les simulations correspondent effectivement à la définition des cas 10° et PARA2.

#### Couche limite amont

La structure de la couche limite amont mesurée expérimentalement et obtenue avec les simulations RANS et LES est illustrée sur la figure 4.2.



**Fig. 4.2** – Profils de couche limite amont à  $x/c = -0,5$

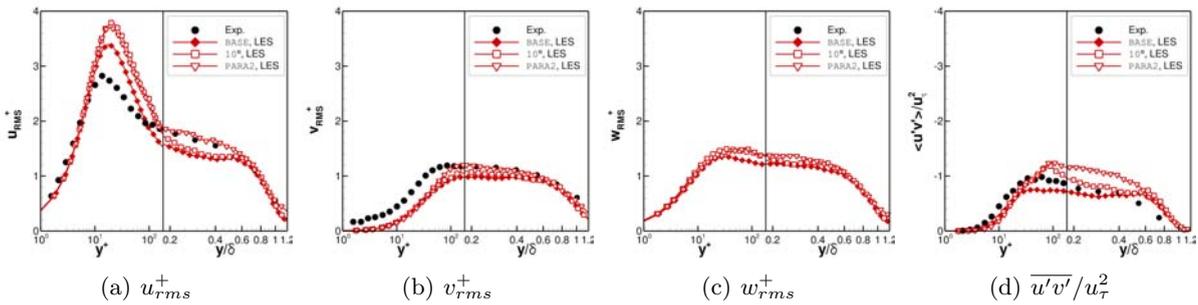
Conformément à la définition des cas 10° et PARA2, les résultats diffèrent peu de ceux obtenus pour la couche limite incidente du cas BASE reproduits sur la figure 3.3 page 66. Ainsi, la figure 4.2(a) permet de mesurer l'épaisseur de couche limite amont valant entre  $\delta = 0,014$  m et  $\delta = 0,016$  m suivant les cas, ce qui représente un écart de  $\pm 6\%$  au maximum par rapport à la valeur souhaitée de  $\delta = 0,015$  m. De même, l'épaisseur de quantité de mouvement varie entre

$Re_\theta = 1960$  et  $Re_\theta = 2240$ .

Les profils tracés en échelle logarithmique sur la figure 4.2(b) confirment le bon comportement des simulations RANS qui reproduisent les zones linéaire et logarithmique en bon accord avec les mesures. On retrouve également sur ces courbes les défauts caractéristiques de l'approche LES déjà évoqués dans la section 3.2.1 concernant la reproduction de la zone logarithmique et la sous-estimation du coefficient de frottement.

Dans le cadre de notre étude, on peut considérer les écarts observés sur la figure 4.2 comme peu importants. Cela permet de conclure à la cohérence entre les essais et les simulations du point de vue de la structure moyenne de la couche limite amont.

Afin de contrôler la résolution des simulations LES, les fluctuations de vitesse au sein de la couche limite amont sont tracées sur la figure 4.3. Les points de référence expérimentaux sont issus des données de De Graaff et Eaton [32] obtenus à  $Re_\theta = 2900$ .



**Fig. 4.3** – Statistiques d'ordre 2 dans la couche limite à  $x/c = -0,5$ . Données expérimentales tirées de DeGraaf et Eaton [32] obtenues à  $Re_\theta = 2900$ .

Les résultats obtenus avec les simulations LES des cas  $10^\circ$  et PARA2 sont très similaires à ceux produits par cette approche sur le cas BASE.

La différence majeure entre les profils issus des simulations  $10^\circ$  et PARA2 et ceux issus de la simulation BASE réside dans la reproduction du pic de fluctuations de vitesse normale qui est surestimé dans les deux premiers cas cités. Cette erreur est amplifiée par l'erreur commise au sein de ces simulations en ce qui concerne la vitesse de frottement pariétale qui sert à adimensionner les profils. Il est également probable que cette différence provienne du gradient de pression remontant de la jonction pour ces cas à gradient de pression renforcé.

Malgré cela, les écarts entre les couches limites amont des cas  $10^\circ$ , PARA2 et BASE sont jugés suffisamment faibles pour être négligés dans le cadre de notre étude, ce qui justifie une nouvelle fois l'emploi de la station  $x/c = -0,5$  comme référence pour la couche limite non perturbée puisque que l'on n'observe pas d'influence notable de la jonction sur la structure de la couche limite à cette station.

### Écoulement sur le profil

La répartition de pression pariétale autour du profil à mi-envergure est reproduite sur la figure 4.4(a) pour le cas  $10^\circ$ . Les résultats des simulations RANS et LES sont comparés aux données expérimentales et au profil de référence fourni par une simulation avec le code de coulage visqueux/non visqueux ISES de Drela [48].

De manière générale, on observe un accord satisfaisant entre les différents résultats. Les profils de coefficient de pression intrados et extrados sont correctement reproduits par les calculs. Le coefficient de pression minimum est sensiblement sous-estimé par la simulation LES. En revanche, le modèle de Spalart Allmaras reproduit fidèlement la valeur obtenue expérimentalement.

L'agrandissement de la courbe 4.4(a) dans la région du bord d'attaque fait apparaître un plateau de pression sur les résultats LES et expérimentaux. Cela traduit l'existence d'un bulbe

de décollement laminaire. Ce phénomène, identique à celui se produisant sur le cas BASE, sera étudié plus en détail dans la suite. Le recollement du bulbe identifié par la rupture du plateau de  $C_p$  marque la transition vers l'état turbulent de la couche limite du profil.

Les profils de  $C_p$  pour le cas PARA2 sont présentés sur la figure 4.4(b). Comme expliqué plus haut, on ne dispose pas de données expérimentales pour valider ces résultats, néanmoins il a été observé sur les cas BASE et  $10^\circ$  que les résultats produits par le modèle de Spalart Allmaras sont *a priori* fiables dans cette région.

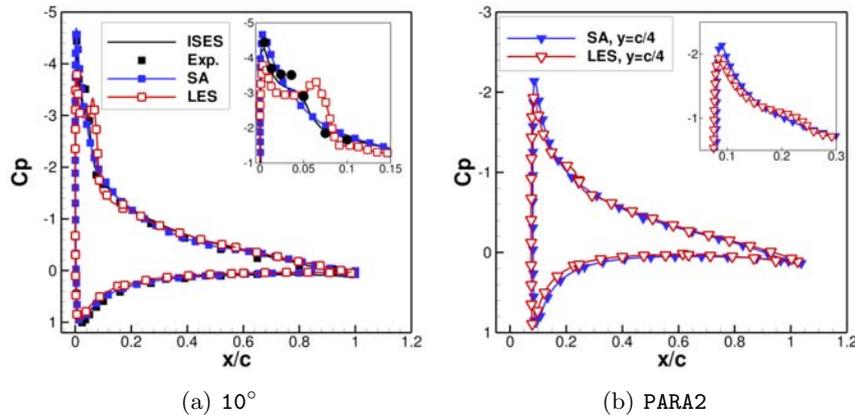


Fig. 4.4 – Distribution de pression autour des cas  $10^\circ$  et PARA2

Les résultats présentés sur la figure 4.4(b) sont similaires à ceux obtenus sur les cas précédents. L'accord entre les simulations RANS et LES est globalement satisfaisant, le coefficient de pression minimum est légèrement sous-estimé par la LES. On observe également un faible bulbe de décollement laminaire sur le profil LES de la courbe 4.4(b).

L'étude des répartitions de pression pariétales assure que les conditions d'incidence pour les cas simulés et placés en soufflerie correspondent aux cas définis dans le chapitre 2. On s'intéresse sur la figure 4.5 à l'état des couches limites à l'extrados du profil afin de contrôler leur état turbulent.

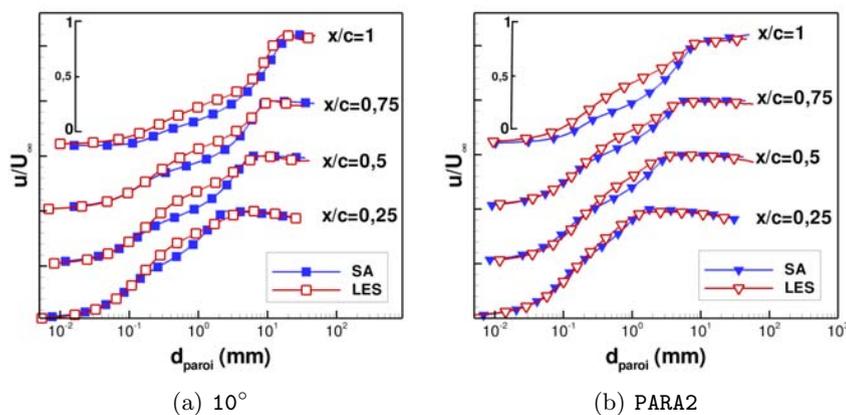


Fig. 4.5 – Évolution de la couche limite sur le profil

Le cas  $10^\circ$  est étudié dans un premier temps sur la figure 4.5(a). On remarque premièrement que les profils RANS et LES présentent une allure typique d'une couche limite turbulente avec une zone logarithmique sous l'effet d'un gradient de pression. Les épaisseurs de couche limite sont cohérentes entre les simulations, ce qui assure du bon comportement des modèles dans cette région non influencée par la zone de jonction. En particulier, la simulation LES semble rendre compte de la croissance de la couche limite sur le profil de manière satisfaisante.

Le même constat est effectué à l'observation de la figure 4.5(b) qui illustre les résultats obtenus sur le cas PARA2. Dans l'ensemble, un accord satisfaisant est atteint et permet de conclure au caractère turbulent des simulations ainsi qu'à leur bonne mise en œuvre.

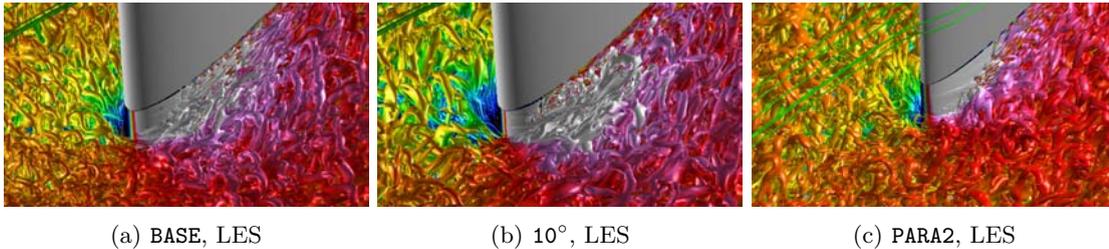
### Retour sur la zone de transition

Comme il a été montré dans la section précédente, les couches limites obtenues avec les simulations LES sur le profil à mi-envergure sont turbulentes en aval d'un bulbe de décollement laminaire.

Dans le cas  $10^\circ$ , ce bulbe apparaît sur la figure 4.4(a) plus important en intensité et en taille sur la courbe LES que sur les données expérimentales. Ainsi, on peut estimer la longueur du bulbe à  $L_r = 0,06c = 12\text{ mm}$  pour la LES contre seulement  $L_r = 0,03c = 6\text{ mm}$  lors des essais.

Le bulbe est en revanche atténué dans le cas PARA2, ce qui est visible sur la figure 4.4(b). Cela tient au déchargement du profil en envergure résultant du vrillage du profil qui implique que l'incidence – et donc le chargement aérodynamique – vue par les différentes sections de l'aile décroît lorsque l'on s'éloigne de la plaque plane. En particulier, les courbes de la figure 4.4(b) sont extraites au quart de l'envergure de l'aile, on se trouve donc dans une région intermédiaire où le chargement aérodynamique de l'aile est modéré, ce qui conduit à un bulbe laminaire réduit.

La formation et la croissance des structures turbulentes le long du profil au sein des simulations LES des cas  $10^\circ$  et PARA2 sont illustrées par des isosurfaces de critère  $Q$  sur la figure 4.6. Le même cliché extrait de la simulation LES du cas BASE est également fourni à titre de comparaison. On observe un comportement similaire quel que soit le cas, la zone laminaire est rapidement déstabilisée et on obtient une couche limite turbulente sur le profil. On peut également remarquer le déplacement du point de transition en fonction des cas étudiés, comme mentionné ci-dessus. Ainsi, la transition se situe à environ  $10\%c$  dans le cas BASE,  $6\%c$  dans le cas  $10^\circ$  et entre  $5\%c$  et  $15\%c$  pour le cas PARA2 suivant l'envergure : cela est attribué à l'effet combiné de la flèche et du vrillage dans le dernier cas.



**Fig. 4.6** – Visualisations de la transition par isosurface de critère  $Q = 10 U_\infty^2 / c^2$  colorées par la vitesse axiale

### Conclusion

L'étude préliminaire présentée dans cette section a permis de montrer d'une part que les simulations et les essais des cas  $10^\circ$  et PARA2 correspondent aux définitions du chapitre 2. On étudie donc bien les cas souhaités.

D'autre part, le bon comportement des simulations dans les zones non perturbées par la jonction que sont la couche limite amont et le profil à mi-envergure a été vérifié et valide la mise en œuvre des modèles. Cela assure par ailleurs que les conditions de l'écoulement aux frontières de la zone de coin sont les mêmes pour toutes les simulations. Par conséquent, les différences qui seront observées par la suite pourront être attribuées au comportement des modèles dans la région de jonction.

On se penche donc successivement dans la suite de cette partie à l'étude des zones caractéristiques des écoulements de jonction afin de détecter les effets du chargement aérodynamique important des cas  $10^\circ$  et  $PARA2$ .

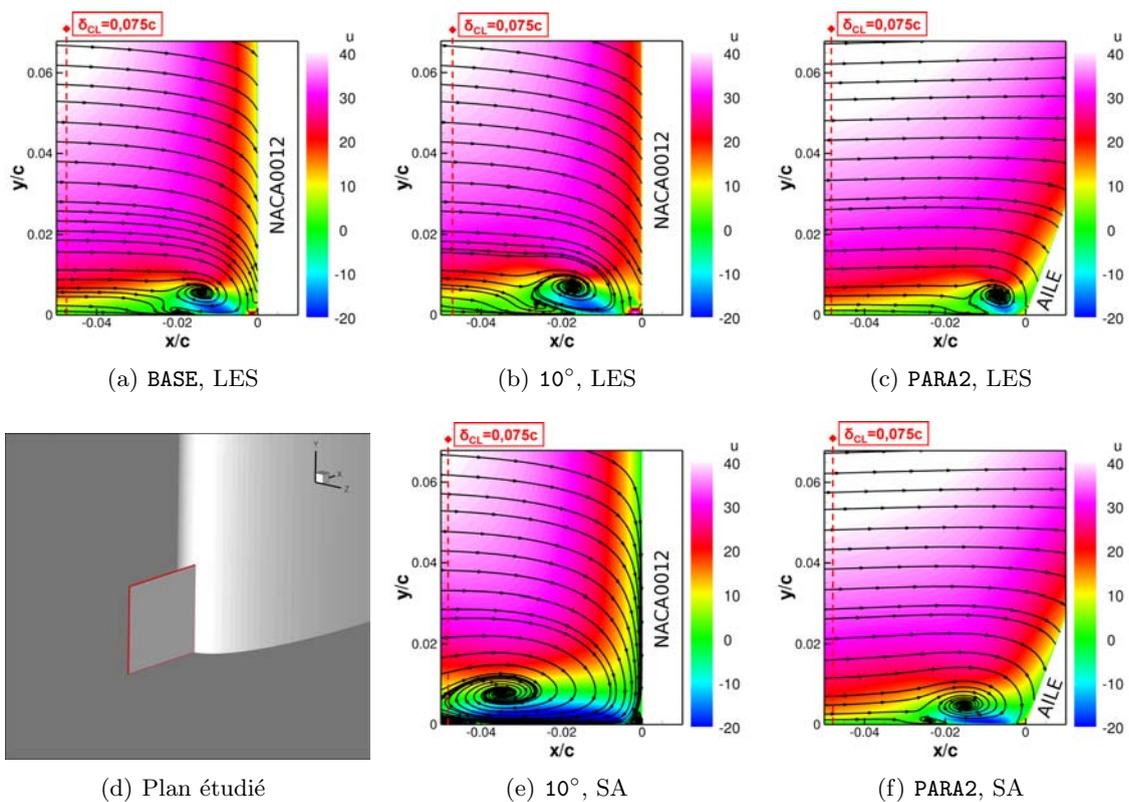
### 4.1.3 Zone du bord d'attaque

Au cours de cette section, on propose d'étudier la formation et les propriétés du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie au bord d'attaque de la jonction. On s'intéresse dans un premier temps à l'effet de l'augmentation du gradient de pression dans le coin sur les grandeurs moyennes et les tensions de Reynolds associées au tourbillon, puis l'évolution de ses propriétés dynamiques est examinée au moyen des outils d'analyse instationnaire introduits dans le chapitre précédent.

#### Contours de vitesse moyenne

L'effet de l'incidence et de la flèche sur le comportement moyen du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque ont été étudiés par plusieurs auteurs cités dans le chapitre 1 à la section 1.2.3 à la page 22.

On retrouve les conclusions explicitées dans ces paragraphes sur la figure 4.7 illustrant le tourbillon en fer à cheval moyenné en temps dans le plan de symétrie au bord d'attaque de la jonction.



**Fig. 4.7** – Visualisations du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie au bord d'attaque. L'épaisseur de la couche limite amont  $\delta_{CL}$  à  $x/c = -0,5$  est rappelée à titre de comparaison.

**Résultats LES** On observe le déplacement vers l'amont du tourbillon principal moyen lorsque l'incidence augmente sur la figure 4.7(b). De plus, la taille du tourbillon est plus importante dans le cas  $10^\circ$  que dans le cas  $BASE$  et la zone d'écoulement de retour est plus étendue. Il semble donc que le tourbillon est intensifié par effet d'incidence. Ces résultats sont en accord avec ceux de Wood et Westphal [183].

On note également la présence des tourbillons secondaires sur la figure 4.7(b). Le tourbillon secondaire situé sous le tourbillon principal apparaît plus étendu dans le cas  $10^\circ$  que dans le cas **BASE**, ce qui paraît cohérent au vu de l'amplification de la taille du décollement au pied du tourbillon principal. Le tourbillon situé contre le profil est associé à un fort niveau de vitesse axiale positive. Il semble donc que ce tourbillon est également intensifié par l'augmentation de l'incidence.

	LES			SA		
	BASE	$10^\circ$	PARA2	BASE	$10^\circ$	PARA2
$x/c$	-0,014	-0,017	-0,006	-0,028	-0,035	-0,015
$y/c$	0,06	0,07	0,06	0,05	0,07	0,06

**Tab. 4.2** – Position du tourbillon principal au bord d'attaque de la jonction

A l'inverse, le tourbillon en fer à cheval est atténué par l'ajout de flèche d'après la figure 4.7(c). De plus, celui-ci se rapproche du profil mais reste approximativement à la même distance de la plaque plane que pour le cas **BASE**. Le tourbillon secondaire situé entre la plaque plane et le tourbillon principal est toujours visible, en revanche celui situé proche du profil semble avoir été éliminé – ou en tout cas fortement atténué.

Les données fournies dans le tableau 4.2 confirment le maintien de la distance plaque plane / tourbillon en fer à cheval sur les simulations LES. Il semble donc que la position du tourbillon, qui est noyé dans la couche limite de plaque plane, ne dépend que de l'épaisseur de cette couche limite.

En revanche, la position du tourbillon principal relative au profil est fortement dépendante du gradient de pression induit par le profil en incidence. De plus, la flèche du cas **PARA2** rend le gradient de pression adverse subtil par la couche limite amont moins important que dans le cas de profils à flèche nulle. La couche limite est alors moins contrainte à se replier sur elle-même dans le cas avec flèche – une baisse d'intensité du tourbillon en fer à cheval et lui permet de se rapprocher du profil.

**Résultats RANS** Les résultats produits par le modèle de Spalart Allmaras sont reproduits sur les figures 4.7(e) et 4.7(f). Comme cela a été observé pour le cas **BASE**, le mécanisme de création du tourbillon en fer à cheval est bien reproduit mais la position et l'étendue du tourbillon principal ne sont pas satisfaisantes. Malgré cela, le modèle RANS rend compte du comportement du tourbillon principal et de son déplacement dans le plan de symétrie comme il est indiqué sur le tableau 4.2.

Par ailleurs, le tableau 4.2 confirme que les simulations RANS avec le modèle de Spalart Allmaras rendent effectivement compte de l'effet de l'incidence et de la flèche sur la position du cœur du tourbillon. L'évolution de la position du tourbillon principal est correctement prédite, mais les valeurs absolues sont très différentes de celles obtenues en LES.

### Profils de vitesse moyenne

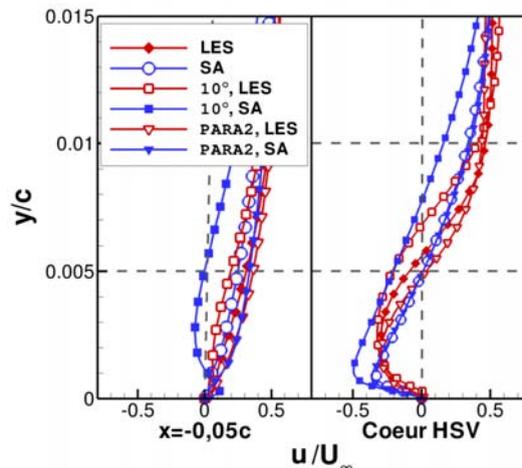
L'influence du chargement aérodynamique à la jonction est illustrée sur la figure 4.8 qui présente les profils de vitesse axiale moyenne et de vorticités transverse dans le cœur du tourbillon.

**Résultats LES** Sur les courbes rouges issues des simulations LES, on observe que le minimum de vitesse atteint en proche paroi au sein du tourbillon en fer à cheval est peu impacté par le changement de configuration.

En revanche, les courbes LES de la figure 4.8 traduisent l'évolution de la taille du tourbillon. La zone d'écoulement de retour s'étend de la paroi jusqu'à  $y/c = 0,06$  dans le cas **BASE**, tandis qu'elle s'étend jusqu'à  $y/c = 0,08$  dans le cas  $10^\circ$ , soit une augmentation de 25%.

A l'inverse, l'atténuation du tourbillon principal dans le cas **PARA2** en flèche se traduit par le resserrement du minimum du profil de vitesse sur la figure 4.8.

D'autre part, les profils extraits en  $x = -0,05c$  sur la figure 4.8 traduisent la remontée du tourbillon vers l'amont dans le cas  $10^\circ$ . En effet, ces profils sont significativement perturbés pour le cas à forte incidence alors que le profil de vitesse à cette station est non perturbé dans les autres cas.



**Fig. 4.8** – Profils de vitesse moyens extraits au bord d'attaque de la jonction. *HSV* : tourbillon en fer à cheval

**Résultats RANS** Les profils obtenus par les simulations RANS sur la figure 4.8 confortent les observations faites sur les contours de vitesse de la figure 4.7. L'évolution des courbes est qualitativement reproduite par le modèle de Spalart Allmaras mais le minimum de vitesse est sous estimé de 50% dans le cas  $10^\circ$  et de 25% dans le cas PARA2.

L'évolution du tourbillon moyenné en temps observée sur les cas  $10^\circ$  et PARA2 est conforme aux résultats trouvés dans la littérature et rappelés dans le chapitre 1. On s'intéresse dans la suite à l'évolution de l'énergie et aux contraintes turbulentes associées à ce tourbillon dans le plan de symétrie au bord d'attaque des jonctions.

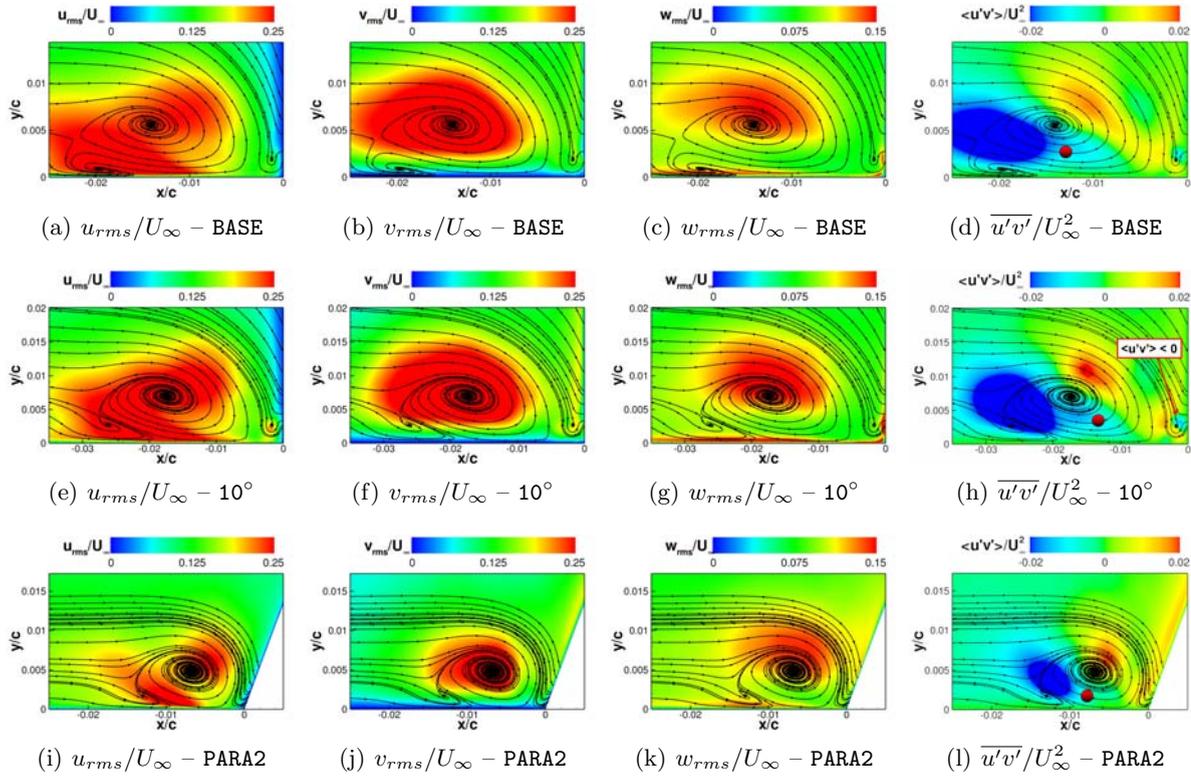
### Tensions de Reynolds

La figure 4.9 présente des champs de fluctuations de vitesse créées par le tourbillon en fer à cheval extraits des simulations LES.

En ce qui concerne les niveaux de fluctuations et l'étendue des zones associés au tourbillon principal, on ne distingue pas de différence majeure entre les visualisations du cas BASE et celles du cas  $10^\circ$ . Le tourbillon principal est marqué dans les deux cas par de fortes valeurs des tensions normales. En revanche, on note une augmentation des contraintes  $\overline{u'v'}$  associées au tourbillon secondaire situé proche du profil dans le cas à forte incidence. En particulier, il est important de remarquer l'apparition d'une zone – très limitée mais existante – de contraintes négatives significatives non observée sur le cas BASE.

L'ajout de flèche dans le cas PARA2 et l'atténuation du tourbillon principal qui en résulte provoquent le rétrécissement de la zone de fortes fluctuations associées au tourbillon et une diminution du niveau moyen des tensions normales. On identifie sur la figure 4.9(1) une faible zone de contraintes turbulentes significatives proche du profil qui semble indiquer la présence d'un tourbillon secondaire dans cette région. Néanmoins, cette zone est très peu marquée et indique l'atténuation du tourbillon secondaire par effet de flèche.

Comme l'illustrent les résultats du cas  $10^\circ$ , l'augmentation du gradient de pression autour de la jonction se traduit par une augmentation de l'intensité moyenne et turbulente du tourbillon en fer à cheval dans la zone du bord d'attaque. Cet effet est supplanté par l'ajout de flèche dans le cas PARA2, qui malgré un gradient de pression plus important autour de la jonction que dans



**Fig. 4.9** – Contours des fluctuations de vitesse dans le plan de symétrie au bord d’attaque, influence du gradient de pression. *Les points indiqués sur les champs de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  correspondent aux sondes utilisées pour calculer les PDF et les spectres dans la suite.*

le cas BASE – l’incidence est de  $12^\circ$  dans le cas PARA2 – présente des tourbillons principal et secondaire atténués.

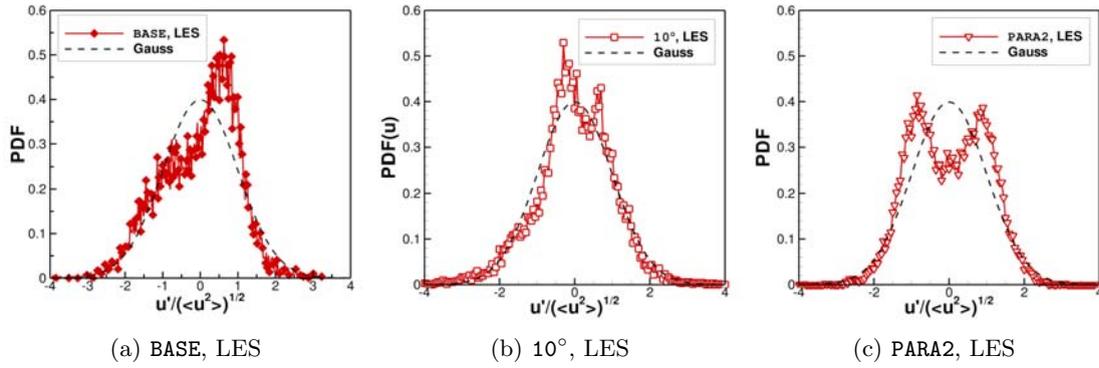
La caractéristique principale du tourbillon en fer à cheval étant son comportement bimodal, on s’intéresse dans la suite à l’évolution de ce comportement face à l’augmentation du chargement aérodynamique dans la jonction.

### Densité de probabilité

Comme nous l’avons vu au cours de l’étude bibliographique dans le chapitre 1 et lors de l’étude du cas BASE, la densité de probabilité des fluctuations de vitesse axiale (notion introduite en 3.3.3 page 84) permet d’identifier la caractère bimodal du tourbillon en fer à cheval. De fait, l’existence des modes privilégiés *backflow* et *zeroflow* se traduit sur les PDF de vitesse axiale par des pics plus ou moins prononcés suivant la probabilité des modes.

Dans le but d’identifier le caractère bimodal sur les cas à fort chargement aérodynamique dans la jonction, les PDF de vitesse axiale prises dans la région du tourbillon principal moyenné en temps (aux points indiqués sur les champs de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de la figure 4.9) sont présentées sur la figure 4.10. Afin d’évaluer l’écart entre les courbes et un comportement aléatoire sans mode privilégié, on a tracé sur la figure 4.10 la distribution gaussienne.

On observe aisément sur les courbes de la figure 4.10 que le caractère bimodal est présent dans tous les cas. Les deux pics sont particulièrement marqués dans le cas PARA2. On peut donc penser que le découplage entre les modes *backflow* et *zeroflow* pour ce cas est plus marqué que pour les cas  $10^\circ$  et BASE. Cependant, cette interprétation quantitative des PDF est à nuancer par le fait que la forme des PDF est particulièrement sensible à la position du capteur utilisé pour acquérir le signal. Or on ne dispose pas de l’ensemble des signaux sur la totalité de la zone bimodale, dont l’étendue est de l’ordre de grandeur de celle du tourbillon moyen principal visible sur les clichés de la figure 4.9.



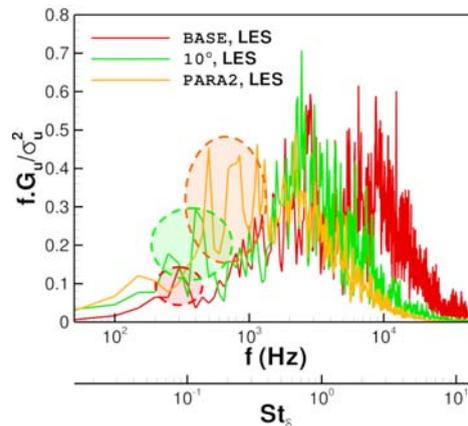
**Fig. 4.10** – Mise en évidence du caractère bimodal par tracé de la densité de probabilité des fluctuations de vitesse axiale dans le cœur du tourbillon en fer à cheval, influence du gradient de pression. Les PDF sont calculées aux positions indiquées sur les champs de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de la figure 4.9 page 132

Afin de distinguer de manière quantitative l'effet de l'augmentation du gradient de pression dans le coin, on s'intéresse à la fréquence de transition entre les modes *backflow* et *zeroflow* dans la section suivante.

### Spectres de vitesse en un point

La figure 4.11 présente les spectres de vitesse des signaux acquis dans la zone bimodale (aux points indiqués sur les champs de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de la figure 4.9) pour les cas fortement chargés à la jonction. On voit ainsi apparaître l'effet du gradient de pression supplémentaire dans le coin. Il semble en effet que les pics large bande associés à la transition d'un mode à l'autre ont une amplitude plus importante dans les cas fortement chargés que dans le cas BASE.

De plus, les pics sont translatés vers les fréquences plus élevées. Comme illustré par les zones entourées sur la figure 4.11, on retrouve la bande de fréquence  $St_\delta \in [0,05; 0,1]$  pour le cas BASE. L'augmentation de l'incidence provoque le décalage de cette bande à  $St_\delta \in [0,05; 0,15]$  pour le cas  $10^\circ$ . Puis l'application de la loi de vrillage couplée à la mise en flèche du profil pour le cas PARA2 conduit à un nouveau déplacement de la bande de fréquences associée au caractère bimodal à  $St_\delta \in [0,16; 0,3]$ .



**Fig. 4.11** – Influence de l'incidence sur les spectres de vitesse axiale dans le cœur du tourbillon en fer à cheval. Les spectres sont calculés avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 7$  blocs pour une résolution fréquentielle de  $RF = 50$  Hz, aux positions indiquées sur les champs de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de la figure 4.9 page 132

Le résultat obtenu pour le cas PARA2 est singulier dans le sens où l'on a vu dans les paragraphes précédents que le tourbillon en fer à cheval moyen est atténué dans ce cas. Il a également

été observé que cette perte d'intensité des profils de vitesse et de vorticité s'accompagne d'une chute de l'énergie turbulente mise en jeu par la dynamique du tourbillon. Néanmoins, l'énergie turbulente conserve sa répartition fréquentielle caractéristique du comportement bimodal dans ce cas.

Ceci peut s'expliquer par le processus à l'origine du comportement bimodal. En effet, Devenport et Simpson [44] attribuent le déclenchement des pulsations du tourbillon à une intermittence dans la nature du fluide ramené en proche paroi par l'enroulement de la couche limite (ce qui semble vérifié d'après les résultats obtenus sur le cas BASE, voir 3.3.3 page 83). La flèche positive du profil dans le cas PARA2 facilite l'accès de fluide extérieur à la zone de proche paroi, ce qui peut conduire à la fois à l'amplification des pulsations bimodales mais aussi à l'augmentation de leur fréquence.

## Conclusion

L'augmentation du chargement aérodynamique de la jonction pour le cas à forte incidence se traduit par une intensification globale du tourbillon en fer à cheval dans la zone du bord d'attaque. Ainsi les propriétés moyennes, turbulentes et dynamiques du tourbillon apparaissent amplifi  es par l'augmentation du gradient de pression.

Cet effet du gradient de pression est en compétition avec l'effet de la flèche dans le cas PARA2. Il semble que l'effet de la flèche supplante celui du gradient de pression puisque l'on observe une atténuation du tourbillon en fer à cheval typique de ce qui est relevé dans la littérature dans les cas de jonctions en flèche.

Un résultat singulier est également obtenu en ce qui concerne la dynamique large bande du tourbillon qui est accentu  e dans le cas avec flèche. Comme expliqué plus haut, ceci est attribué à l'apport important de fluide issu de l'écoulement moyen dans la région du bord d'attaque permis par la mise en flèche du profil.

### 4.1.4 Zone de convection du tourbillon en fer à cheval

Au sein de la zone de convection, il a été vu dans le chapitre 3 que le tourbillon en fer à cheval est noyé dans la couche limite de la plaque plane, est animé d'un mouvement oscillatoire et subit un processus de diffusion de son intensité moyenne dans le sillage de la jonction.

Les visualisations de l'écoulement par isosurfaces de critère  $Q$  pr  sent  es sur la figure 4.12 illustrent un comportement similaire du tourbillon en ce qui concerne sa restriction dans la couche limite de la plaque plane lorsque le chargement aérodynamique de la jonction augmente.

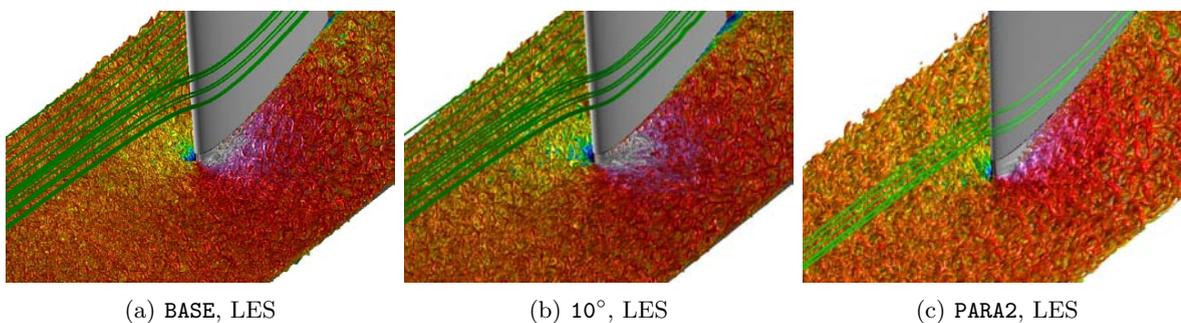


Fig. 4.12 – Isosurfaces de critère  $Q = 10 U_\infty^2 / c^2$ , influence du gradient de pression à la jonction

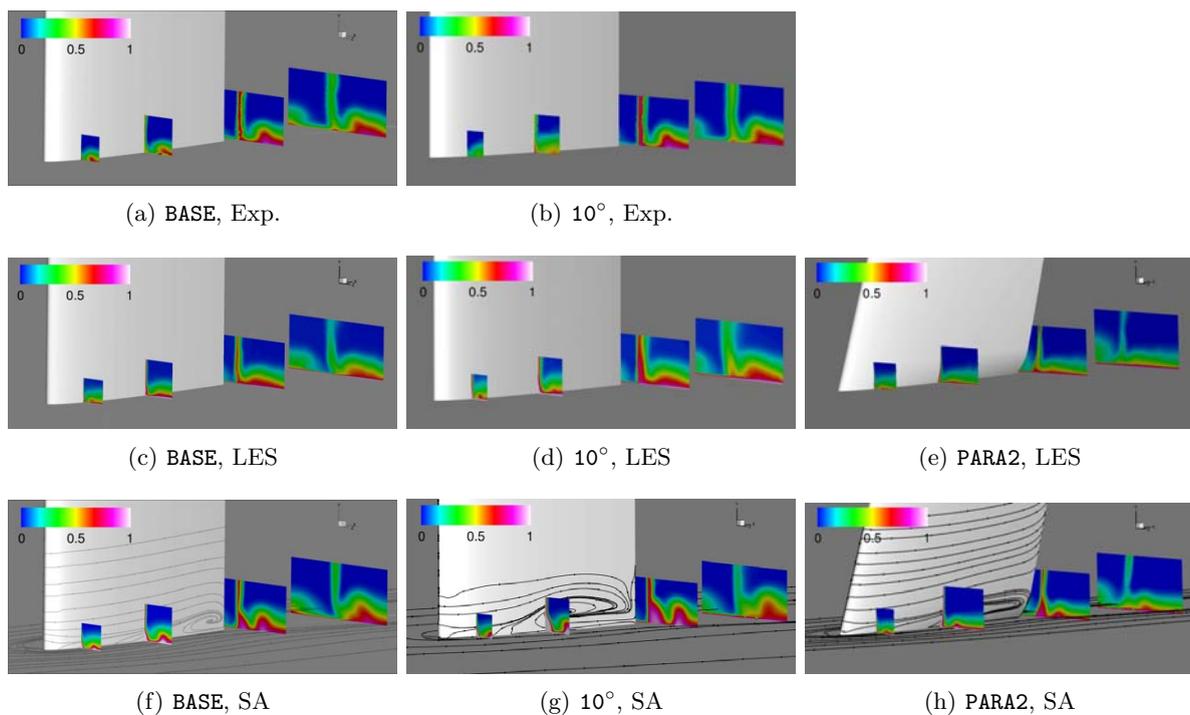
## Propriétés moyennes

Le comportement moyen du tourbillon en fer à cheval en termes de pertes de pression totale  $C_{pi}$  est représenté sur la figure 4.13 pour les calculs RANS et LES des cas 10   et PARA2 et comparés avec les données expérimentales et numériques obtenues sur le cas BASE.

De manière générale, les calculs LES présentent une sous-estimation des pertes engendrées par le tourbillon dont la trace est peu visible sur les contours de  $C_{pi}$ . Néanmoins, il semble que le tourbillon est sensiblement plus marqué dans le cas  $10^\circ$  que dans les cas BASE et PARA2. Ceci est en accord avec l'intensification du tourbillon observée dans la zone du bord d'attaque, qui se répercute lors de la convection.

Les résultats des simulations RANS effectuées avec le modèle de Spalart Allmaras reproduisent cette évolution. Il apparaît sur la figure 4.13 que le tourbillon est accentué lorsque l'incidence est augmentée toutes choses égales par ailleurs par rapport au cas BASE, et atténué lorsque la flèche est non nulle.

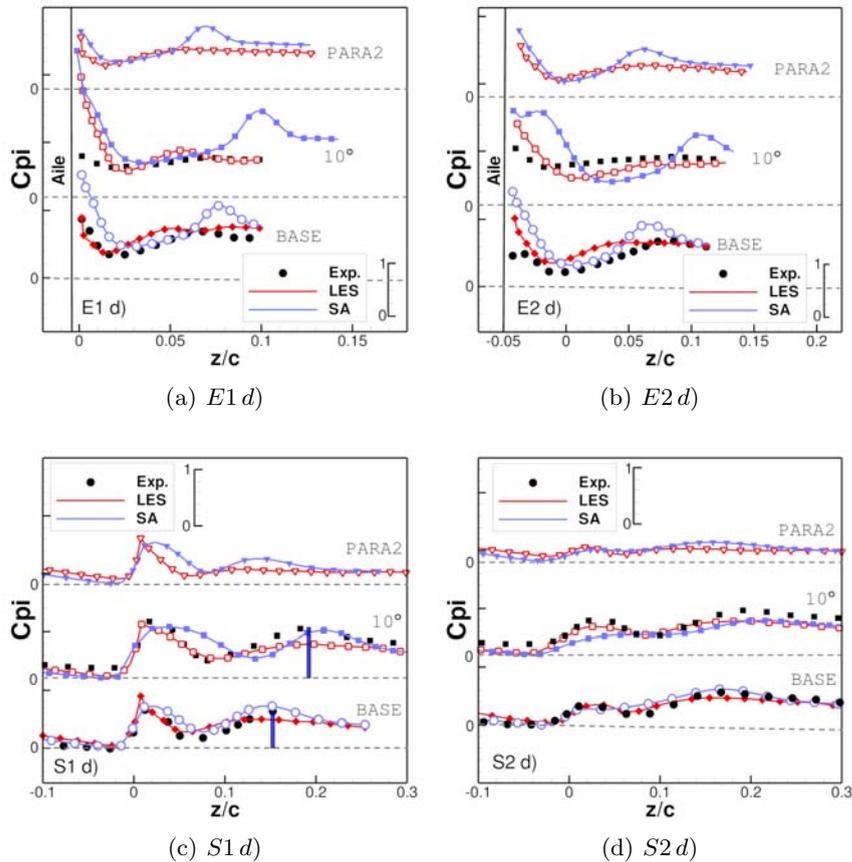
En revanche, les simulations RANS prévoient également la croissance du décollement de coin avec le chargement aérodynamique de la jonction. Ainsi, dans les simulations SA des cas  $10^\circ$  et PARA2, un décollement de coin massif est identifié sur les lignes de frottement et s'accompagne de fortes pertes dans le coin.



**Fig. 4.13** – Visualisation du champ moyen,  $C_{pi}$

Les profils extraits le long des lignes définies sur la figure 3.1 page 62 reproduits sur la figure 4.14 permettent de quantifier l'évolution des pertes associées au tourbillon d'un cas à l'autre ainsi que les écarts entre les simulations RANS et LES pour chaque cas. Il est important de noter que pour ces courbes, les valeurs de  $z/c$  ont été ajustées afin de positionner les valeurs à la paroi ou le sillage à la même abscisse. Les valeurs absolues de  $z/c$  ne sont donc pas significatives, c'est l'écart à la valeur à la paroi qui est important.

L'effet de l'incidence sur les résultats expérimentaux est visible sur la figure 4.14(c), qui présente les courbes extraites au bord de fuite de la jonction. On observe l'écartement du tourbillon en fer à cheval vis à vis du profil lorsque l'incidence augmente grâce aux repères indiquant le maximum des courbes expérimentales sur la figure 4.14(c). Ainsi la distance entre le bord de fuite du profil et le maximum de la courbe expérimentale de  $C_{pi}$  augmente de 30% lorsque l'incidence du cas BASE est augmentée à  $10^\circ$ . L'intensification des pertes associées au tourbillon est également confirmée par ces profils, l'amplitude du maximum de  $C_{pi}$  dans le cas  $10^\circ$  est 20% supérieur à celui dans le cas BASE. Cette tendance se retrouve sur les autres courbes expérimentales aux autres stations de manière moins marquée, on constate notamment que le profil



**Fig. 4.14** – Évolution des profils de  $Cp_i$  dans la zone de convection, influence du gradient de pression à la jonction

expérimental pour le cas  $10^\circ$  ne semble pas perturbé malgré la présence du tourbillon mis en évidence par la forme du profil de  $Cp_i$  au bord de fuite. Cela mène à penser que les valeurs expérimentales de  $Cp_i$  pour le cas  $10^\circ$  aux stations E1 d) et E2 d) sont entachées d'importantes incertitudes.

D'après les courbes de la figure 4.14, il est difficile de vérifier la reproduction du comportement observé expérimentalement entre les cas BASE et  $10^\circ$  par les simulations LES. En effet, comme il a été vu dans le chapitre 3, les profils de  $Cp_i$  sont atténués en LES et on ne distingue pas nettement les maxima associés au tourbillon. Hormis ce lissage des profils, les résultats LES sont jugés en accord satisfaisant avec les essais, notamment dans la zone proche paroi, dans la couche limite du profil.

En revanche les simulations avec le modèle de Spalart Allmaras rendent compte du déplacement et de l'intensification du tourbillon lorsque l'incidence augmente. Ainsi, à la station S1 d), la distance entre le bord de fuite et le maximum de  $Cp_i$  augmente de 25% et l'amplitude de la distorsion du profil de  $Cp_i$  provoquée par le passage du tourbillon augmente de 20%. La présence du décollement de coin parasite sur les simulations RANS se traduit par une allure caractéristique des profils proche de la paroi ou du bord de fuite, les niveaux de pertes de pression totales sont fortement sur-estimés par rapport aux courbes expérimentales.

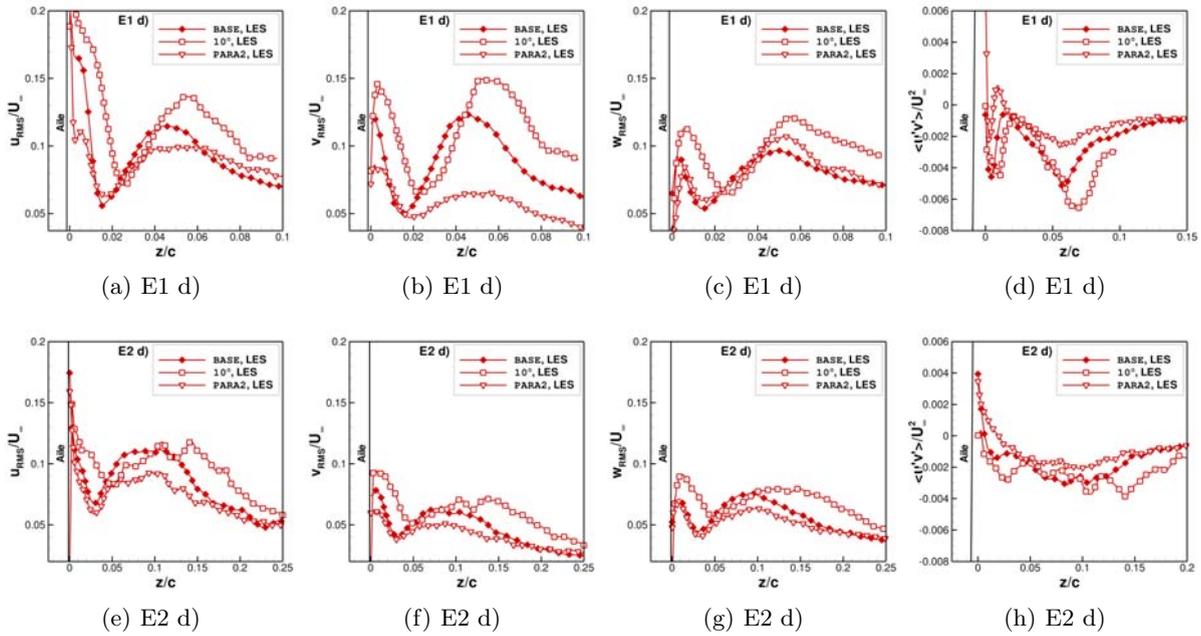
En ce qui concerne le cas PARA2, les résultats des simulations RANS et LES semblent indiquer une atténuation du tourbillon en fer à cheval par rapport au cas BASE. La position du tourbillon ne semble pas évoluer significativement. Cependant, l'absence de données expérimentales ne permet pas de soutenir ces observations, qui paraissent néanmoins raisonnables étant donné l'atténuation du tourbillon en fer à cheval observée au bord d'attaque dans le cas avec flèche.

Par ailleurs, la présence d'un décollement de coin sur les simulations RANS est visible sur les

courbes de la figure 4.14. Cette zone de l'écoulement sera étudiée plus en détails dans la partie 4.1.5.

### Propriétés turbulentes

L'effet de l'augmentation du gradient de pression dans la jonction conduit à l'augmentation des grandeurs moyennes associées au tourbillon en fer à cheval dans le cas  $10^\circ$ . Cette tendance est en compétition avec la mise en flèche du profil dans le cas BASE qui tend à atténuer les distorsions du champ moyen créées par le tourbillon. Afin d'apprécier l'évolution des propriétés turbulentes du tourbillon, les tensions de Reynolds normales et la contrainte  $\overline{u'v'}$  sont présentées sur la figure 4.15.



**Fig. 4.15** – Profils transverses des grandeurs RMS, influence du gradient de pression à la jonction

Les courbes extraites le long de la ligne *E1 d)* définie sur la figure 3.1 page 62 confirment les observations faites sur la base des profils de pertes de pression totale. Les tensions normales, de même que la contrainte  $\overline{u'v'}$  associées au passage du tourbillon sont globalement augmentées de 20% dans le cas  $10^\circ$ . Cela laisse supposer que les oscillations du tourbillon identifiées pour le cas BASE comme majoritairement responsables des fortes fluctuations normales et transverses sont également présentes dans le cas  $10^\circ$ . On observe également le déplacement du maximum des courbes qui s'écartent du profil, ce qui est à mettre en relation avec le comportement moyen du tourbillon.

En revanche, la diffusion du tourbillon en aval du maximum d'épaisseur du profil conduit à l'affaiblissement des écarts entre les cas BASE et  $10^\circ$ . Les valeurs maximales atteintes sont comparables d'un cas à l'autre. Toutefois, la largeur des pics de fluctuations est plus importante dans le cas à  $10^\circ$ , ce qui laisse supposer que les oscillations du tourbillon ont une étendue spatiale plus grande dans le cas à forte incidence.

L'évolution des profils dans le cas de l'augmentation de l'incidence traduit donc un effet d'intensification globale des propriétés statistiques du tourbillon, les mécanismes identifiés sur le cas  $10^\circ$  semblent identiques à ceux observé sur le cas BASE mais leur amplitude est plus importante.

L'atténuation du tourbillon due à la mise en flèche du profil dans le cas PARA2 a été observée dans la section précédente. Les profils de fluctuations sur la figure 4.15 s'ajoutent à cette observation. En effet, le niveau maximal des courbes est atténué de 10% pour les fluctuations

normales  $u_{rms}$ , de 60% pour les fluctuations normales  $v_{rms}$  et de plus de 100% pour la contrainte  $\overline{u'v'}$ . Toutefois, les fluctuations tangentielles  $w_{rms}$  sont amplifiées de 10%, ce qui laisse penser que le *meandering* du tourbillon persiste malgré son atténuation mais influe moins sur le champ turbulent que dans le cas **BASE**.

La diffusion du tourbillon en aval de la station *E1 d)* est observée pour le cas **PARA2**, le tourbillon retrouve des propriétés turbulentes semblables à ceux des cas **BASE** et  $10^\circ$ .

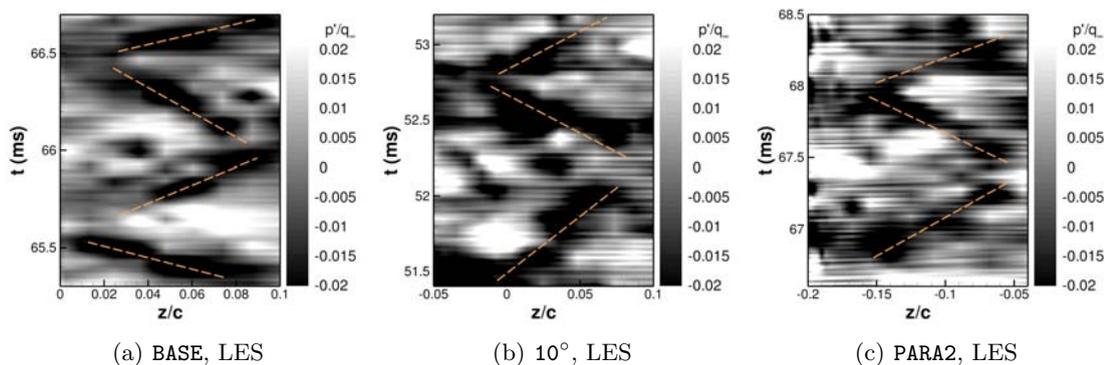
L'augmentation du chargement aérodynamique de la jonction se traduit donc par un accroissement des tensions turbulentes associées au tourbillon, qui illustre l'amplification des phénomènes instationnaires qui se produisent au sein de la zone de convection.

Cependant, la compétition entre l'augmentation du gradient de pression et la flèche dans le cas **PARA2** conduit à une atténuation des fluctuations liée à l'atténuation des propriétés moyennes du tourbillon. Malgré cela, les oscillations du tourbillon semblent persister dans ce cas.

L'objectif de la section suivante est donc l'étude des propriétés instationnaires des écoulements de jonction à fort chargement aérodynamique.

### Propriétés dynamiques

Les contours spatio-temporels des fluctuations de pression présentés sur la figure 4.16 illustrent la présence d'oscillations du tourbillon dans les plans transverses dans les cas  $10^\circ$  et **PARA2**. Ces visualisations sont similaires à celle du cas **BASE**, ce qui justifie l'étude plus approfondie des signaux instantanés effectuée dans la suite.

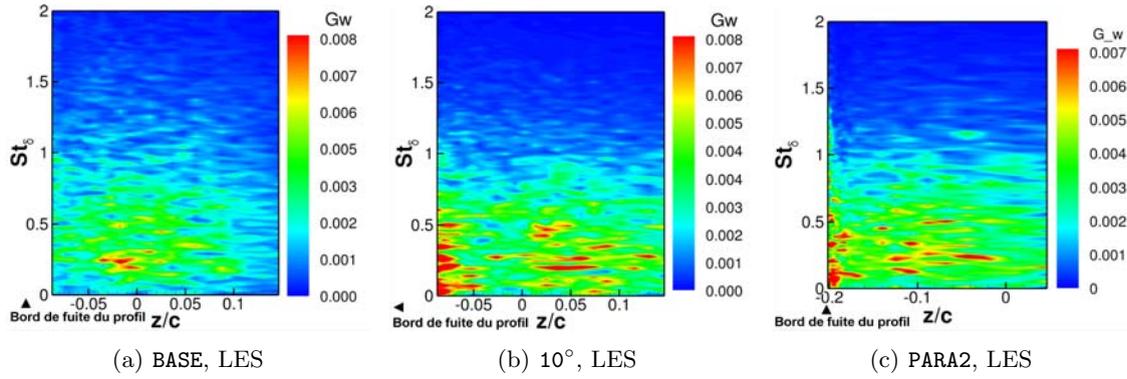


**Fig. 4.16** – Visualisation du meandering dans le plan transverse au bord de fuite, influence du gradient de pression à la jonction. Données extraites le long de la ligne *S1 d)* définie sur la figure 3.1 page 62

Afin de dégager la répartition spectrale des fluctuations dans le plan transverse au bord de fuite de la jonction, des nappes spectrales sont présentées sur la figure 4.17. A l'instar des observations faites sur le cas **BASE**, il apparaît sur les représentations correspondant aux cas  $10^\circ$  et **PARA2** que la majeure partie de l'énergie turbulente est concentrée dans une zone située relativement loin du bord de fuite et centrée sur la position moyenne du tourbillon. Cette zone met en jeu une bande de fréquences encore plus large que dans le cas **BASE** comprise entre  $St_\delta = 0, 1$  et  $St_\delta = 0, 4$ .

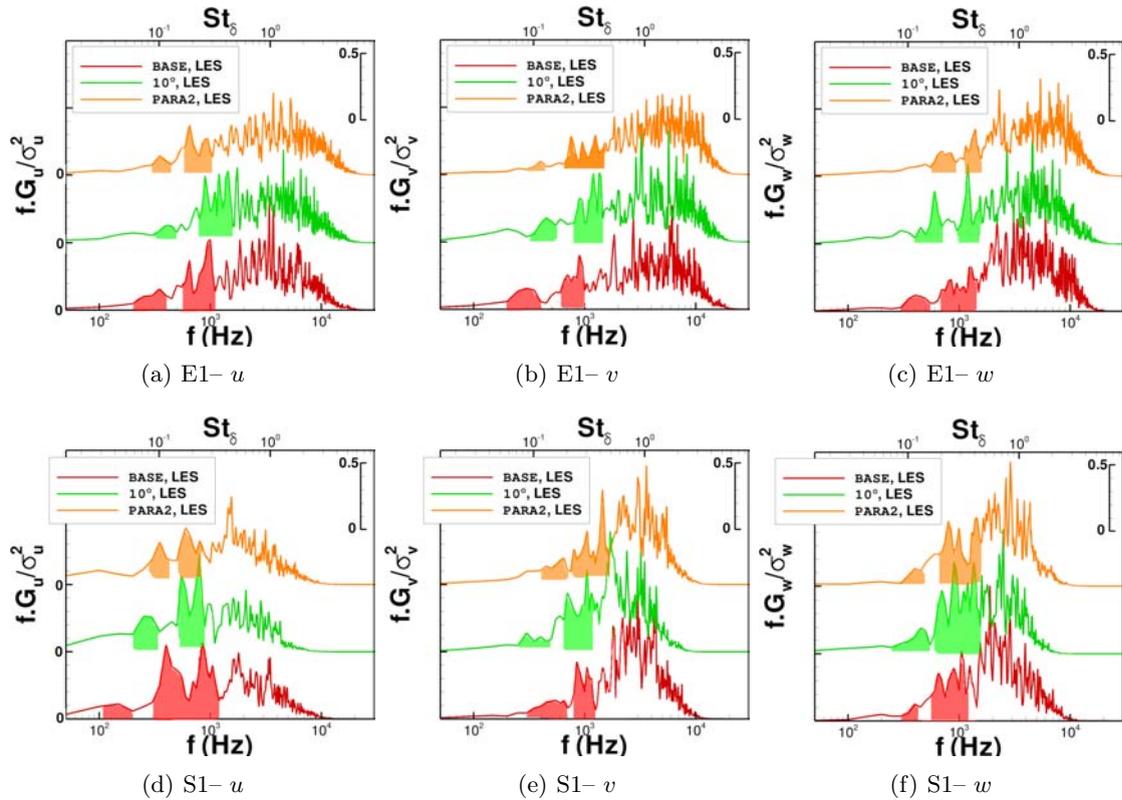
On identifie également sur les figures 4.17(b) et 4.17(c) la présence d'une seconde zone d'énergie importante proche du bord de fuite. Ces spectres large bande correspondent à la partie externe de la couche limite du profil qui se trouve sondée par les capteurs installés dans les simulations  $10^\circ$  et **PARA2** alors qu'elle ne l'est pas dans le cas **BASE**, du fait de sa faible épaisseur et du manque de capteurs dans cette région pour ce cas.

En conséquence, les nappes spectrales de la figure 4.17 confirment la présence d'un mouvement oscillatoire large bande du tourbillon en fer à cheval dans les cas à fort chargement aérodynamique à la jonction. Par ailleurs, l'étendue spatiale de la zone concernée par ce mouvement semble être plus importante dans ces conditions que dans le cas **BASE**.



**Fig. 4.17** – Nappes spectrales le long de la ligne  $S1d$ ). Les spectres sont calculés avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 7$  blocs pour une résolution fréquentielle de  $RF = 50$  Hz

Dans le but de mieux représenter les fréquences mises en jeu, les spectres des vitesses axiale, normale et tangentielle extraits dans le cœur du tourbillon sont présentés sur la figure 4.18. Sur ces spectres, les bandes de fréquences contenant une énergie turbulente significative ont été coloriées afin de faciliter la visualisation et la comparaison des différents cas.



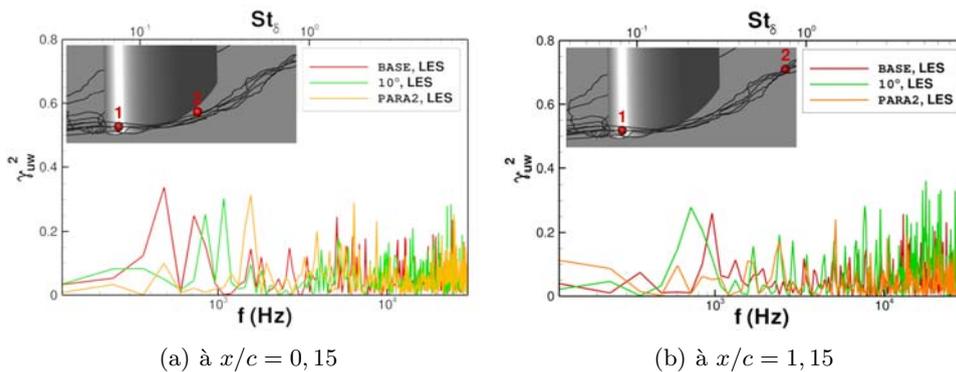
**Fig. 4.18** – Spectres de vitesse dans le cœur du tourbillon, aux stations  $E1d$ ) et  $S1d$ ) dans le cœur du tourbillon, influence du gradient de pression à la jonction. Les spectres sont calculés avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 7$  blocs pour une résolution fréquentielle de  $RF = 50$  Hz. Les bandes de fréquences indiquées en couleur correspondent à la zone estimée de meandering

L'évolution des spectres entre le cas BASE (en rouge) et le cas  $10^\circ$  (en vert) aux stations  $E1d$ ) et  $S1d$ ) ne permet pas de conforter l'analyse des profils des fluctuations de la figure 4.15 qui semblaient montrer l'augmentation d'énergie mise en jeu par le mécanisme de meandering. En effet, on observe des spectres similaires, les deux plages de fréquences privilégiées identifiées sur le cas BASE sont retrouvées sur le cas  $10^\circ$ . Il semble que les pics d'énergie des spectres du

cas  $10^\circ$  sont légèrement décalés vers des valeurs de fréquence plus élevées par rapport à ceux du cas **BASE**, cependant la nature large bande du phénomène étudié ne permet pas de conclure. De manière générale, les oscillations du tourbillon sont toujours comprises dans la bande de fréquence  $St_\delta \in [0, 1; 0, 3]$ . Cela tend à montrer que cette bande de fréquence est inhérente au phénomène de *meandering* du tourbillon en fer à cheval autour de la jonction, peu importe les paramètres de l'écoulement. La largeur et l'intensité de ces pics associés aux oscillations du tourbillon traduisant l'énergie du phénomène – matérialisés par les zones colorées sur la figure 4.18 – sont semblables entre les cas **BASE** et  $10^\circ$ . La difficulté à isoler de manière objective les zones de fréquence concernées rend délicate la comparaison quantitative de l'énergie associée aux oscillations entre les différents cas, on se contente dans le cadre de notre étude d'une comparaison qualitative.

Dans le cas **PARA2** avec flèche, les spectres ont une également une allure similaire. Cependant, les pics semblent moins marqués, notamment le pic basse fréquence attribué à la propagation des fréquences liées au caractère bimodal (voir 3.4.3 page 98). Toutefois, il a été observé que l'effet de la flèche se traduit par une augmentation des fréquences associées aux pulsations bimodales, qui se situent dans  $St_\delta \in [0, 16; 0, 3]$ . Il est donc possible que les deux zones privilégiées des spectres se regroupent dans le cas **PARA2**, ce qui expliquerait la difficulté à séparer les deux régions sur les spectres de la figure 4.18. Une fois de plus, les fréquences mises en avant par les spectres extraits du cas avec flèche appartiennent à la bande  $St_\delta \in [0, 1; 0, 3]$ . Cela conforte l'idée que ces fréquences sont caractéristiques des oscillations du tourbillon dans la zone de convection.

Les oscillations du tourbillon en fer à cheval apparaissent donc comme une propriété intrinsèque et l'augmentation du gradient de pression à la jonction ne possède qu'une influence limitée sur ce phénomène. Ceci semble raisonnable puisque l'on a vu dans le chapitre 3 dans la section 3.4.3 que les oscillations font partie d'un mouvement d'ensemble initié par le caractère bimodal au bord d'attaque. L'instabilité bimodale ayant également été identifiée sur les cas  $10^\circ$  et **PARA2**, il semble cohérent de retrouver sur ces cas des oscillations similaires à celles observées dans le cas **BASE**.



**Fig. 4.19** – Spectres de cohérence entre la zone de convection et la zone de bord d'attaque, influence du gradient de pression à la jonction. Les interspectres sont calculés avec la méthode de Welch, en moyennant sur  $N_b = 18$  blocs pour une résolution spectrale de  $RF = 120$  Hz, soit  $RF = 0,035 St_\delta$

Les spectres de cohérence présentés sur la figure 4.19 permettent de confirmer l'existence du mouvement global du tourbillon en fer à cheval dans les cas à fort chargement à la jonction.

En effet, on obtient pour le cas  $10^\circ$  des pics similaires aux résultats du cas **BASE** aux stations  $x/c = 0,15$  et  $x/c = 1,15$ . On observe l'apparition en  $x/c = 0,15$  de deux pics d'intensité faible mais significative. Ces pics sont décalés vers des fréquences plus élevées dans le cas  $10^\circ$ , ce qui est à mettre en relation avec la possible augmentation de la fréquence des oscillations évoquée précédemment mais doit être nuancé par la faible résolution fréquentielle des spectres de cohérence. A l'instar du cas **BASE**, l'atténuation du pic de plus faible fréquence en  $x/c = 1,15$  est également observée dans le cas  $10^\circ$ .

L'allure du spectre de cohérence pour le cas avec flèche en  $x/c = 0,15$  confirme la présence d'un mouvement d'ensemble du tourbillon. Conformément à l'analyse des spectres unitaires qui présentent un faible pic pour les basses fréquences, on n'observe qu'un seul pic à haute fréquence dans le spectre de cohérence du cas **PARA2**. Cependant, ce pic est absent en  $x/c = 1,15$ , ce qui indique que le mouvement du tourbillon a perdu de sa cohésion dans ce cas. Cela peut s'expliquer par la faible intensité moyenne et turbulente du tourbillon dans le cas avec flèche.

## Conclusion

Conformément aux résultats relevés dans la littérature, l'augmentation du gradient de pression provoque l'intensification des propriétés moyennes du tourbillon en fer à cheval ainsi que des tensions de Reynolds qui lui sont associées dans la zone de convection. Cet effet est en compétition avec la mise en flèche du profil qui tend à atténuer l'influence du tourbillon sur le champ moyen.

En revanche, les caractéristiques instationnaires du tourbillon dans la zone de convection ne sont pas fondamentalement impactées par l'augmentation du chargement aérodynamique. On observe dans tous les cas les oscillations transverses du tourbillon liées à l'instabilité bimodale identifiée au bord d'attaque au sein d'un mouvement d'ensemble du tourbillon. Il s'agit donc d'un comportement intrinsèque aux tourbillons en fer à cheval, caractérisé par des spectres de vitesse large bande de fréquence  $St_\delta \in [0,1; 0,3]$ . On note que dans le cas avec flèche, le mouvement d'ensemble du tourbillon semble perdre sa cohésion plus rapidement que dans les autres cas.

Enfin, il a été observé au cours de cette partie l'apparition d'un décollement de coin sur les simulations RANS des cas  $10^\circ$  et **PARA2** alors que les simulations LES et les essais ne semblent pas présenter ce phénomène (voir la figure 4.13). En conséquence, cette région de l'écoulement est étudiée dans la section suivante.

### 4.1.5 Zone du coin

A l'issue de l'étude du cas **BASE** effectuée dans le chapitre 3, il a été conjecturé que l'augmentation du gradient de pression dans le coin favoriserait l'apparition d'un décollement de coin. Il a déjà été observé dans les sections précédentes qu'aucun décollement n'apparaît sur les cas  $10^\circ$  et **PARA2** à fort chargement aérodynamique, ce qui met en question cette hypothèse.

L'étude de l'écoulement dans la zone de coin pour ces cas vise donc à identifier plus finement l'évolution du comportement de l'écoulement dans le coin face à l'augmentation du gradient de pression. Pour cela, les champs moyen et turbulent dans le coin sont analysés et l'anisotropie de l'écoulement est quantifiée. D'autre part, la comparaison des résultats RANS et LES permet d'évaluer la capacité des simulations RANS à reproduire l'évolution de l'écoulement dans le coin.

## Vecteur vitesse moyen

**Vitesse axiale** La figure 4.20 présente les résultats obtenus concernant la vitesse axiale. Les simulations LES des cas  $10^\circ$  et **PARA2** sont comparées à la simulation LES du cas **BASE**. Les résultats RANS obtenus sur les cas à fort gradient de pression sont également montrés afin de visualiser l'effet du choix de la modélisation de la turbulence.

On observe peu de différences entre les cas **BASE** et  $10^\circ$  mis à part l'épaississement de la couche limite sur le profil qui devient plus grande que la fenêtre de visualisation à la station  $x/c = 0,90$  dans le cas  $10^\circ$  (ce qui explique l'absence de valeurs de vitesse supérieure à  $u/U_\infty = 0,6$  sur la figure 4.20(d) en  $x/c = 0,90$ ). La vitesse au voisinage du coin semble également être plus faible dans le cas  $10^\circ$  mais il est difficile d'identifier une zone de recirculation.

Les clichés issus de la simulation LES du cas **PARA2** reproduits sur la figure 4.20(f) sont également très similaires à ceux du cas **BASE**. On observe cependant une légère accumulation de fluide à faible vitesse négative au voisinage du coin au bord de fuite, qui semble correspondre à un bulbe de décollement de coin.

La similitude entre les simulations LES des différents cas d'étude est illustrée sur les figures 4.20(g) et 4.20(h) par les profils de vitesse extraits le long des lignes définies sur la figure 4.20(b).

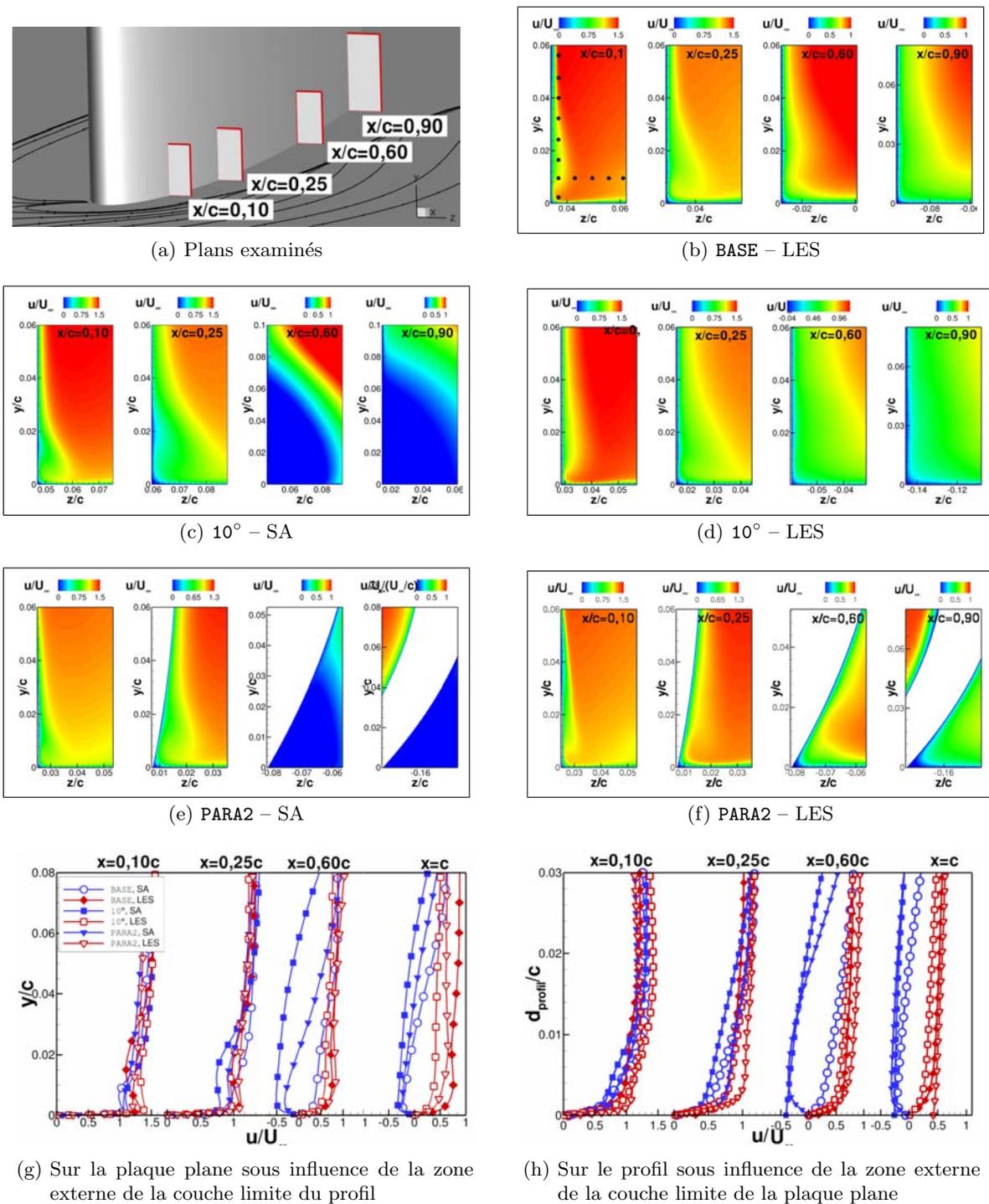


Fig. 4.20 – Évolution des couches limites dans le coin, vitesse axiale

Comme il a été observé auparavant, les simulations RANS des cas 10° et PARA2 présentent un décollement de coin massif qui ne semble pas réaliste d'après les simulations LES. Ceci est mis en évidence de manière critique sur les profils de vitesse axiale des figures 4.20(g) et 4.20(h), sur lesquels les courbes RANS présentent une concavité opposée aux courbes LES à partir de la station  $x/c = 0,60$ .

**Vitesse normale à la plaque plane** La comparaison des clichés des figures 4.21(b) et 4.21(d) indique que l'augmentation de l'incidence n'a que peu d'influence sur le champ de vitesse normale

dans le coin. A l'instar du cas **BASE**, on observe sur le cas  $10^\circ$  l'apparition de deux zones de vitesse normale opposées traduisant la présence d'un mouvement rotationnel.

En revanche, l'ajout de flèche et de vrillage modifie significativement le champ de vitesse normale, comme le montre la figure 4.21(f). Les deux zones de vitesse opposées observées aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$  sont semblables à celles obtenues sur le cas **BASE**, cependant le vrillage du profil conduit au déplacement de ces deux zones à la station  $x/c = 0,60$ . En effet, la zone de vitesse normale négative est confinée en proche paroi à cette station. Il semble ainsi que le vrillage de l'aile provoque un blocage géométrique qui maintient dans la zone de coin le fluide à vitesse normale négative, donc dirigé vers le coin.

Le mouvement de rotation du fluide aux stations  $x/c = 0,10$  et  $x/c = 0,25$  est reproduit par les simulations RANS. En aval de cette station, un décollement de coin apparaît dans tous les calculs. Dans le cas **PARA2**, on observe à la station  $x/c = 0,60$  le blocage créé par le vrillage de l'aile, cependant la zone de vitesse normale négative n'est pas reproduite par la simulation RANS.

**Vitesse tangentielle à la plaque plane** Les champs de vitesse tangentielle obtenus en LES sur le cas  $10^\circ$  présentés sur la figure 4.22 sont très similaires à ceux obtenus sur le cas **BASE**. Ainsi deux zones de vitesse tangentielle opposées sont visibles aux stations  $x/c = 0,1$  et  $x/c = 0,25$ , l'une dirigée vers l'extérieur de la jonction et l'autre dirigée vers l'intérieur. Du fait de l'écartement du tourbillon en fer à cheval vis à vis du profil sous l'effet de l'augmentation de l'incidence, la zone de fluide dirigée vers l'extérieur de la jonction est située plus loin du profil dans le cas  $10^\circ$  et semble moins en interaction avec le fluide dirigé vers le coin situé proche du profil.

La simulation LES du cas **PARA2** fait également état d'une portion de fluide dirigée vers le coin, d'étendue comparable à celle observée sur le cas **BASE**. En revanche, la zone à  $w/U_\infty > 0$  est significativement réduite dans le cas **PARA2**, ce qui correspond à la faible intensité du tourbillon en fer à cheval observée auparavant pour ce cas.

La simulation RANS du cas  $10^\circ$  est très différente de la LES du fait du décollement de coin massif qui est visible dès la station  $x/c = 0,1$  sur le champ de vitesse tangentielle.

En revanche, le calcul RANS du cas **PARA2** est semblable à la LES en amont de la station  $x/c = 0,6$ , avant l'apparition du décollement de coin. Cependant, la trace de la zone de vitesse négative au voisinage du coin à la station  $x/c = 0,25$  présente une forme plus elliptique dans la simulation RANS.

**Conclusion** Le comportement moyen du fluide dans le coin ne semble pas fondamentalement modifié par l'augmentation de l'incidence. A l'instar du cas **BASE**, la principale caractéristique de l'écoulement dans cette région pour le cas  $10^\circ$  est donc la présence d'un mouvement de rotation dans le sens opposé à celui du tourbillon en fer à cheval.

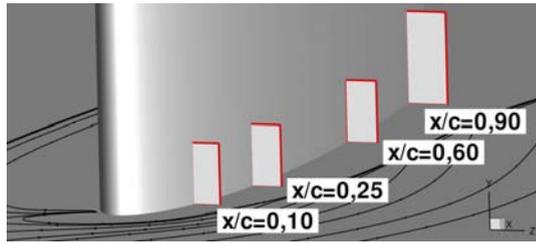
En ce qui concerne le cas avec flèche et vrillage, le fluide en rotation dans le coin semble confiné en proche paroi sous l'effet du blocage géométrique créé par le profil.

De manière générale, les simulations RANS ne sont pas fidèles aux simulations LES. L'apparition d'un décollement de coin massif sur les calculs RANS des cas  $10^\circ$  et **PARA2** confirme les difficultés observées avec cette approche pour les cas de jonctions.

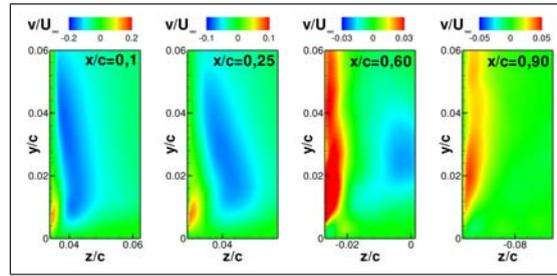
Afin de mieux observer les déplacements de fluide dans le coin sur les cas à fort gradient de pression à la jonction, on étudie les champs de vorticité axiale dans la suite.

### Vorticité axiale

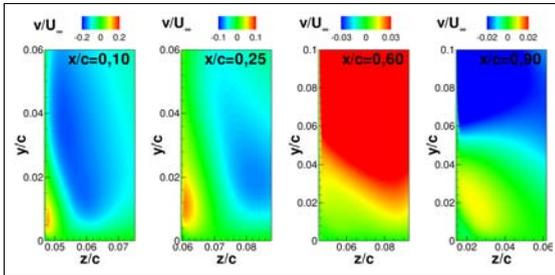
Les visualisations des simulations LES des cas **BASE** et  $10^\circ$  pr sent es sur les figures 4.23(b) et 4.23(d) sont particulièrement similaires. De manière analogue à ce qui peut être observé sur le cas **BASE** et qui a été discuté dans le chapitre 3, un tourbillon secondaire, vraisemblablement hérité de la zone du bord d'attaque, se propage dans le coin et semble diriger l'écoulement vers



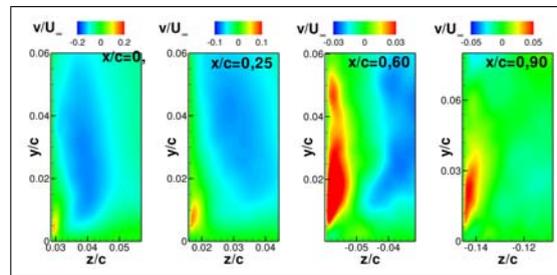
(a) Plans examinés



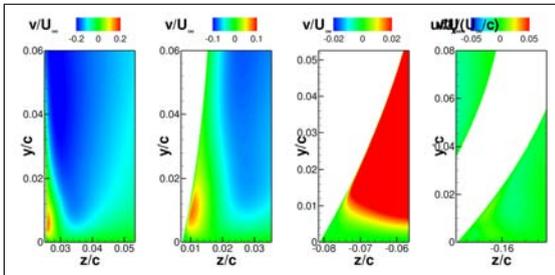
(b) BASE – LES



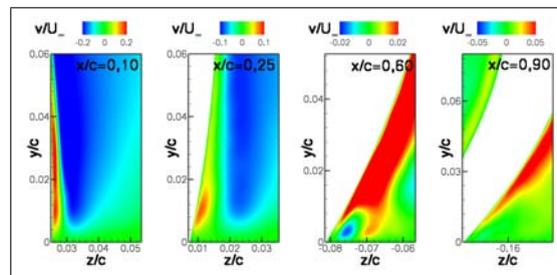
(c) 10° – SA



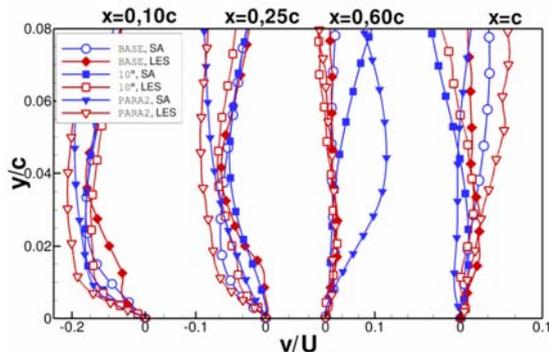
(d) 10° – LES



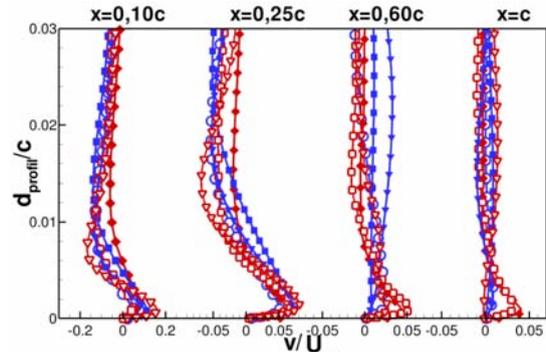
(e) PARA2 – SA



(f) PARA2 – LES



(g) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil



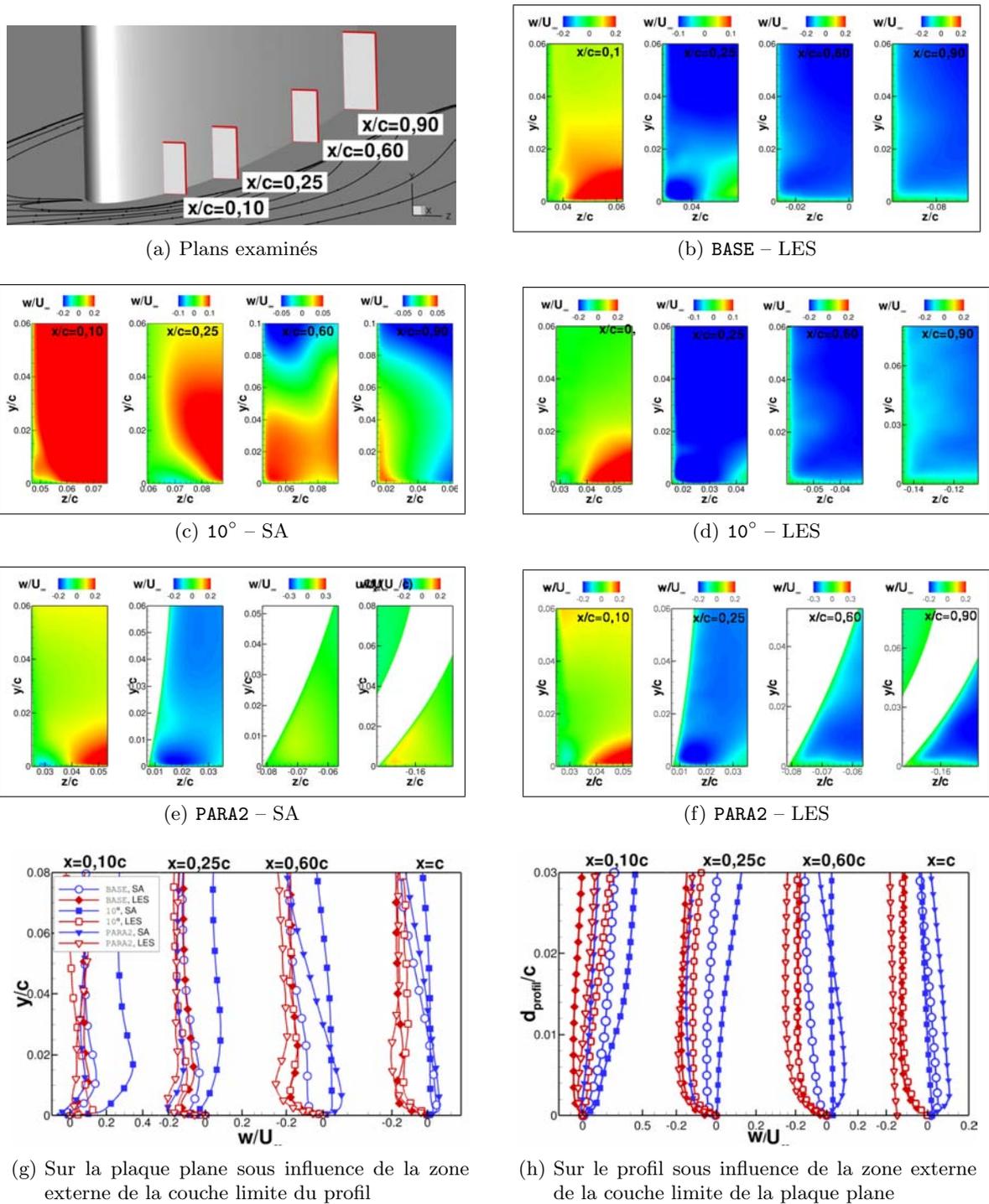
(h) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

Fig. 4.21 – Évolution des couches limites dans le coin, vitesse normale

les parois de la jonction.

Les profils tracés sur les figures 4.23(g) et 4.23(h) indiquent que le niveau de vorticité atteint dans ce tourbillon est sensiblement inférieur pour le cas 10° par rapport au cas BASE aux stations  $x/c = 0,1$  et  $x/c = 0,25$ . La diffusion du tourbillon se traduit par l'élargissement de la zone de vorticité positive associée au tourbillon et par la diminution du niveau de vorticité maximal atteint.

La simulation LES du cas PARA2 produit des résultats moins semblables au cas BASE. En effet, le tourbillon est plus étiré dans le cas avec flèche et vrillage et semble moins capable d'entraîner du fluide vers la jonction du fait de sa forme allongée. Cependant le niveau maximal de vorticité atteint est supérieur à celui obtenu dans les cas BASE et 10° à la station  $x/c = 0,1$ . Les niveaux



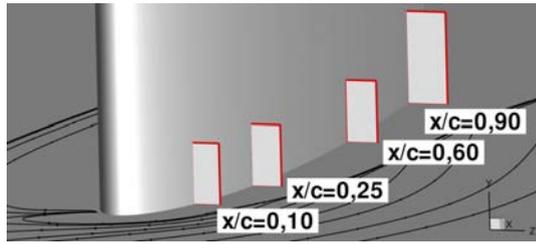
**Fig. 4.22** – Évolution des couches limites dans le coin, vitesse tangentielle

de vorticité sont comparables en aval de cette station.

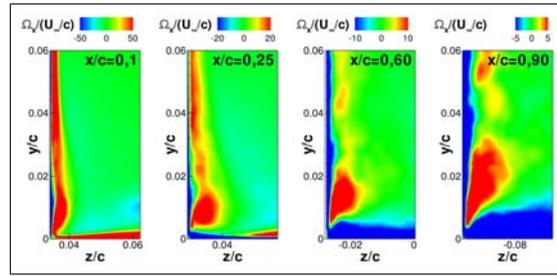
Les simulations RANS des cas  $10^\circ$  et PARA2 ne rendent pas vraiment compte de ce tourbillon, qui est remplacé par un décollement de coin massif.

En conclusion, l'écoulement moyen au sein de la zone de coin dans les cas à fort chargement aérodynamique à la jonction est très similaire à celui du cas **BASE**. Un tourbillon hérité de la zone de bord d'attaque se propage dans la jonction et semble diriger le fluide vers la jonction, ce qui semble cohérent avec la discussion menée en 3.6.2.

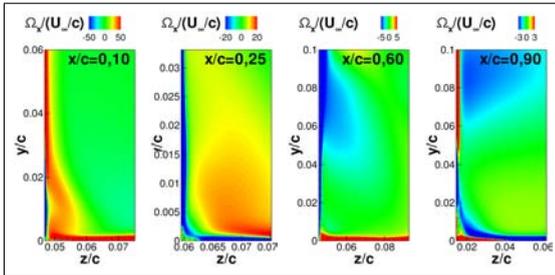
Néanmoins, la quantité de fluide mise en jeu par ce tourbillon au voisinage du coin semble



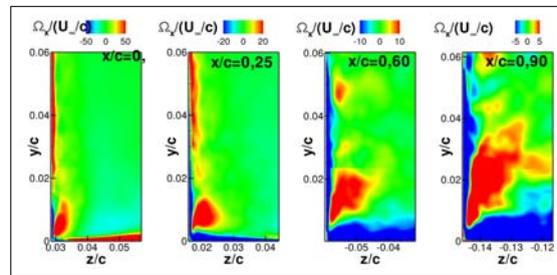
(a) Plans examinés



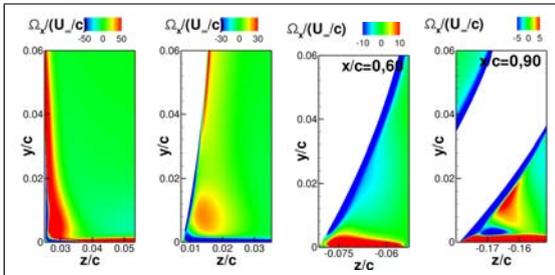
(b) BASE – LES



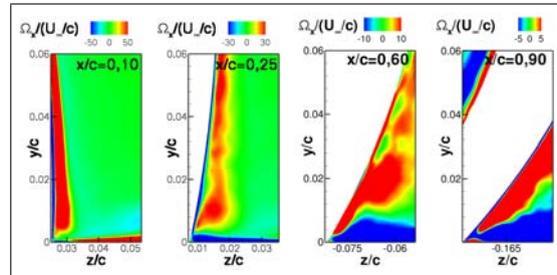
(c) 10° – SA



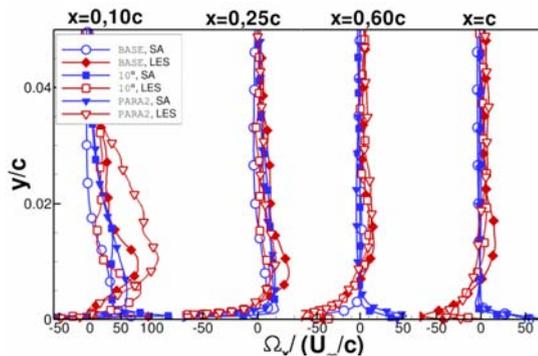
(d) 10° – LES



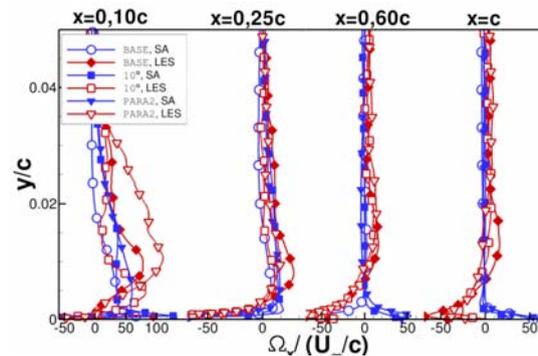
(e) PARA2 – SA



(f) PARA2 – LES



(g) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil



(h) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

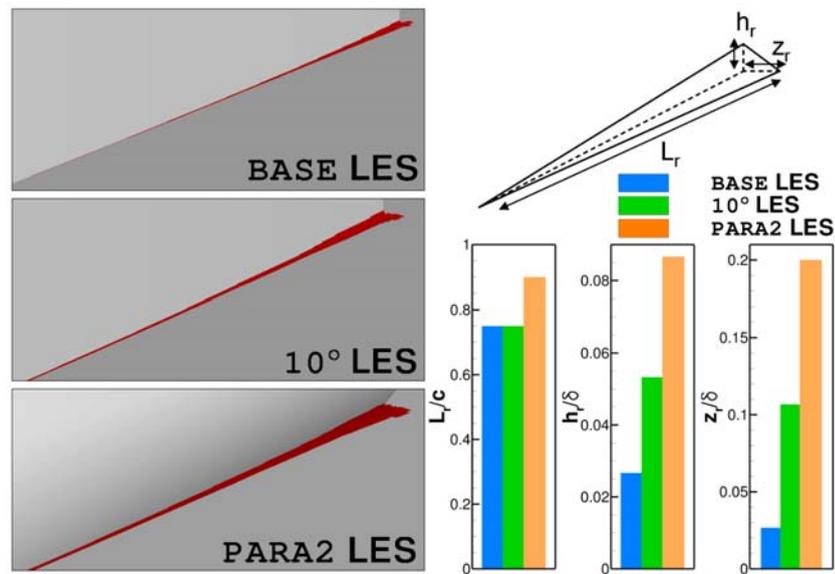
Fig. 4.23 – Évolution des couches limites dans le coin, vorticité axiale

moins importante dans les cas à fort gradient de pression que dans le cas BASE et les clichés de vitesse axiale de la figure 4.20 laissent penser qu’une faible partie de l’écoulement dans le coin est d coll e sur les cas 10° et PARA2. On s’intéresse donc à cette zone d’écoulement de retour d’étendue très limit e dans la section suivante.

### Caractérisation du décollement de coin

Afin de visualiser la zone d’écoulement de retour – d’étendue trop faible pour être nomm e décollement de coin – on a tracé sur la figure 4.24 des isosurfaces de vitesse axiale négative pour les simulations LES des cas BASE, 10° et PARA2. Afin de quantifier la taille de ce bulbe de

recirculation, les dimensions de la zone décollée sont également tracées sur la figure 4.24.



**Fig. 4.24** – Évolution du bulbe de décollement de coin, influence du gradient de pression à la jonction

On remarque premièrement que les dimensions du bulbe de décollement sont de manière générale très petites, le bulbe reste confiné dans des régions de l'ordre de grandeur de la zone interne de la couche limite de la plaque plane et ne seraient pas observables en soufflerie par exemple.

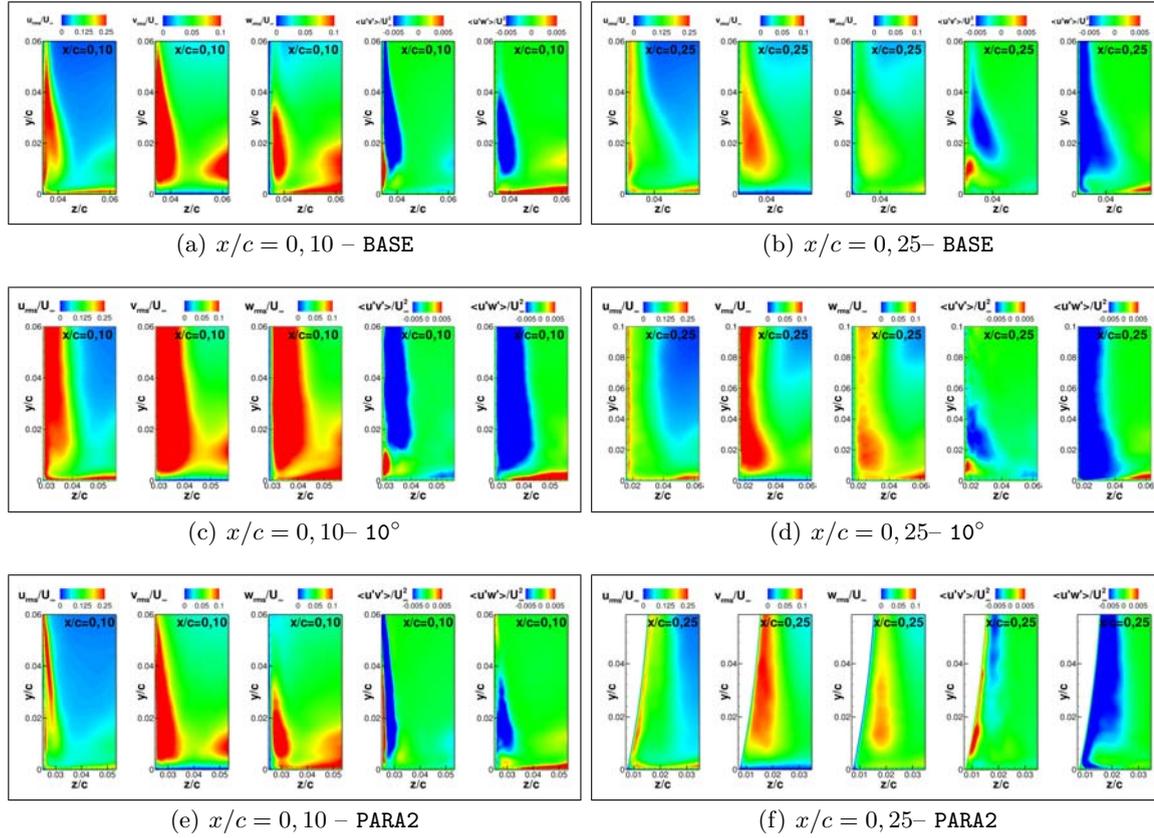
Néanmoins, la tendance qui se dégage est la croissance du bulbe lors du passage du cas **BASE** au cas **10°**, puis du cas **10°** au cas **PARA2**. Cela semble donc accréditer l'hypothèse selon laquelle l'augmentation du gradient de pression dans le coin favorise le développement du décollement de coin, même s'il ne s'agit ici que d'un faible bulbe de recirculation.

Malgré de nombreuses similitudes entre les cas étudiés, on peut donc observer une certaine tendance à la croissance d'une zone de recirculation dans la jonction sur le champ moyen. Cette tendance est également prédite par les simulations RANS, mais le décollement prédit avec cette approche est massif. Afin d'étudier les raisons de ces différences et d'analyser plus finement l'écoulement dans les cas **10°** au cas **PARA2**, le champ turbulent est étudié dans la suite.

### Champ turbulent dans le coin

La figure 4.25 présente les contours des tensions de Reynolds normales et croisées dans le coin aux stations  $x/c = 0, 10$  et  $x/c = 0, 25$  extraits des simulations LES des trois cas d'étude.

On observe globalement assez peu de différences entre les trois cas. Les zones à forte énergie turbulente associées au mouvement de rotation du fluide dans le coin sont présentes dans les trois cas étudiés. L'effet le plus visible est l'épaississement de la couche limite sur le profil dans le cas **10°**. De manière générale, on observe une diminution des fluctuations turbulentes dans le coin dans le cas **PARA2**, ce qui correspond à l'atténuation du tourbillon secondaire dans le coin dû vraisemblablement à l'atténuation du tourbillon en fer à cheval lui-même au bord d'attaque. Toutefois, l'étirement du tourbillon secondaire dans le cas **PARA2** est visible sur le champ de contrainte turbulente  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de la figure 4.25(f)



**Fig. 4.25** – Évolution des tensions de Reynolds dans le coin, influence du gradient de pression. Dans chaque cadre, on a tracé successivement  $u_{rms}/U_\infty$ ,  $v_{rms}/U_\infty$ ,  $w_{rms}/U_\infty$ ,  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  et  $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ . Les valeurs de  $\overline{v'w'}/U_\infty^2$  sont négligeables. Les échelles de couleur vont de 0 à 0,25 pour  $u_{rms}/U_\infty$ , 0 à 0,1 pour  $v_{rms}/U_\infty$  et  $w_{rms}/U_\infty$ , et -0,005 à 0,005 pour  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  et  $\overline{u'w'}/U_\infty^2$

### Anisotropie de l'écoulement

Les cartes d'anisotropie<sup>2</sup> extraites en quatre stations de la jonction pour les trois cas d'étude sont présentées sur la figure 4.26.

De manière similaire aux observations faites sur les tensions de Reynolds, peu de différences sont relevées sur la figure 4.26. Du fait du recouvrement des couches limites, l'écoulement dans le coin est fortement anisotrope dans les trois cas, les trajets suivis ainsi que les niveaux maximaux atteints sont comparables.

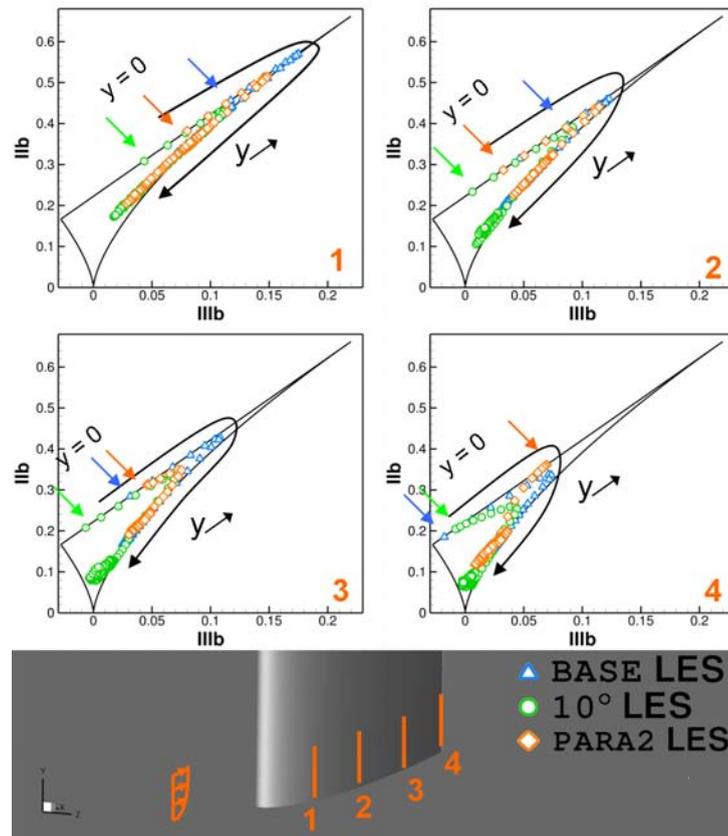
Ainsi, à l'instar du cas BASE, on peut attribuer les mauvaises prévisions des calculs RANS à l'état de la turbulence dans le coin qui ne peut être reproduit par les modèles utilisés au cours de la thèse (il a été vu dans le chapitre 3 que même le modèle RSM utilisé dans le cadre de notre étude, ne reposant pas sur l'hypothèse de Boussinesq, n'est pas à même de produire un niveau d'anisotropie satisfaisant).

#### 4.1.6 Synthèse

Au cours de la présente partie, l'effet de l'augmentation du chargement aérodynamique à la jonction a été étudié grâce aux cas 10° et PARA2.

Ainsi, il a été observé que l'augmentation de l'incidence par rapport au cas BASE conduit à l'intensification des propriétés moyennes et turbulentes du tourbillon en fer à cheval, comme attendu d'après la bibliographie. En revanche, cet effet est en compétition avec celui de la flèche qui a tendance à atténuer le tourbillon en fer à cheval d'après Khan [86]. De fait, il a été observé

<sup>2</sup>voir la description du formalisme de Lumley en 3.5.2 page 115



**Fig. 4.26** – Cartes d’anisotropie dans le coin, influence du gradient de pression à la jonction. Les flèches indiquent le sens de parcours et la position du premier point à la surface de la plaque plane

sur le cas **PARA2** que l’effet de la flèche prédomine sur celui de l’augmentation de l’incidence, l’intensité moyenne et turbulente du tourbillon en fer à cheval sont altérées. En revanche, la dynamique intrinsèque du tourbillon en fer à cheval – le caractère bimodal et les oscillations transverses – n’est pas significativement modifiée par les changements de configuration.

Du point de vue de l’écoulement de coin, il n’a pas été observé d’influence majeure de l’augmentation du gradient de pression. En effet, les simulations LES des cas  $10^\circ$  et **PARA2** ne présentent pas de décollement de coin. Un mouvement de rotation du fluide dans le coin a été identifié dans tous les cas, celui-ci semble atténué dans le cas **PARA2**, ce qui est mis en correspondance avec l’atténuation du tourbillon en fer à cheval au bord d’attaque dans ce cas. Seul un bulbe de recirculation dans le coin a pu être identifié sur le champ moyen et la tendance observée indique que les cas avec gradient de pression important sont plus enclins à générer ce type de structure, qui semble être précurseur d’un véritable décollement de coin.

Par conséquent, les simulations des cas  $10^\circ$  et **PARA2** ne permettent pas de valider ou d’infirmier sans conteste l’hypothèse selon laquelle le gradient de pression dans la jonction favorise l’apparition du décollement de coin. Les résultats obtenus semblent indiquer une tendance positive dans ce sens, mais il n’est pas possible de conclure.

L’influence du gradient de pression ayant été étudié dans la présente partie, on s’intéresse dans la suite à la vérification du modèle de Barber [13].

## 4.2 Influence de la couche limite amont

Le modèle proposé par Barber [13], présenté en 1.3.3 page 23, stipule que les décollements de coin apparaissent dans les cas de jonction simplifiées lorsque la couche limite amont est fine

par rapport au profil. Le but de cette partie est de reproduire les conditions de ce modèle afin d'en vérifier la validité. Pour cela, le cas BASE est décliné en plusieurs variantes puis étudié numériquement et expérimentalement.

#### 4.2.1 Cas tests

Les trois cas tests retenus pour vérifier le modèle de Barber [13] correspondent au cas BASE mis à  $10^\circ$  d'incidence et dont l'épaisseur de couche limite amont varie entre  $\delta/T = 0,07$  (cas TRÈS FIN) et  $\delta/T = 3$  (cas TRÈS ÉPAIS). Le schéma de la figure 4.27 présente la configuration ainsi définie, les paramètres exacts des couches limites amont des trois cas tests sont regroupés dans le tableau 4.3.

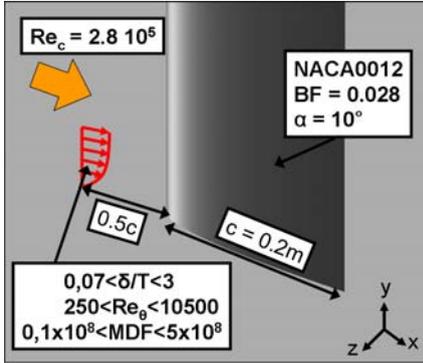


Fig. 4.27 – Schéma du cas d'étude pour l'influence de la couche limite amont

Cas test	$\delta/T$	$Re_\theta$	MDF
TRÈS FIN	0,07	250	$0,1 \times 10^8$
FIN	0,3	1050	$0,5 \times 10^8$
$10^\circ$	0,6	2100	$1 \times 10^8$
TRÈS ÉPAIS	3	10500	$5 \times 10^8$

Tab. 4.3 – Paramètres des couches limites amont pour l'étude du modèle de Barber

Ces cas tests ont été étudiés numériquement au moyen de simulations RANS avec le modèle de Spalart Allmaras étant donné qu'il a été observé au cours des précédentes parties que ce modèle semble capable de reproduire qualitativement l'évolution de l'écoulement face à un changement de configuration, les paramètres numériques utilisés sont décrits dans l'annexe C. De plus, le cas test nommé FIN dans le tableau 4.3 a été étudié dans la soufflerie S2L au moyen d'une sonde 5 trous (voir annexe B pour la description des méthodes expérimentales).

#### 4.2.2 Validation des essais et de la simulation

Les courbes de la figure 4.28 présentent les profils de couche limite amont et les répartitions de pression mesurées et extraites des simulations RANS.

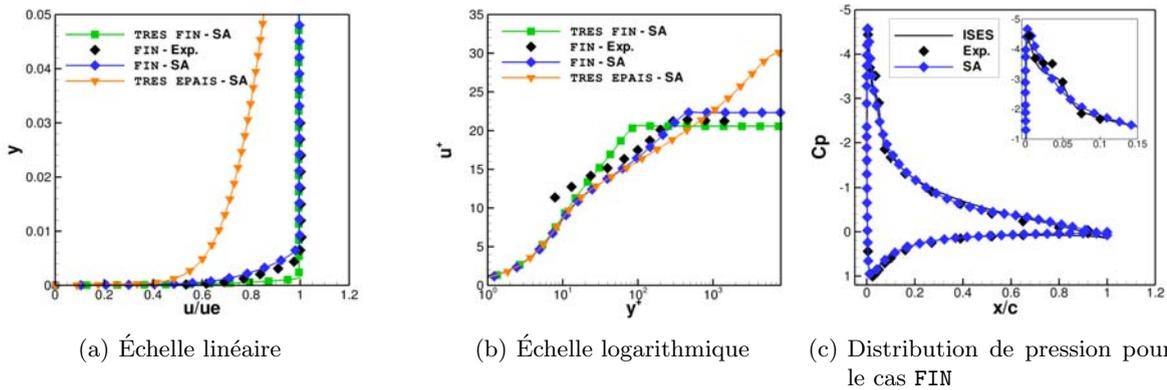


Fig. 4.28 – Profils de couche limite amont à  $x/c = -0,5$  et distribution de pression à mi-envergure, influence de la couche limite amont

Ainsi, on vérifie sur les profils de couche limite des figures 4.28(a) et 4.28(b) que les essais et les simulations reproduisent bien les conditions des cas test voulus, les différences d'épaisseur de couche limite amont sont bien reproduites. De plus, l'épaisseur de couche limite amont

expérimentale pour le cas FIN vaut  $\delta_{exp} = 0,006 \text{ m} \simeq 0,25 T$  et la valeur numérique est de  $\delta_{SA} = 0,007 \text{ m} \simeq 0,3 T$ . L'accord entre ces deux valeurs est jugé suffisant dans le cadre de cette étude principalement qualitative.

Comme il a été observé dans la première partie de ce chapitre, l'épaisseur de couche limite amont n'a pas d'influence sur la répartition de pression à mi-envergure. Sur la figure 4.28(c), les courbes des cas TRÈS FIN et TRÈS ÉPAIS ont donc été omises dans un souci de clarté, et l'on ne représente que la comparaison entre les profils expérimentaux et numériques pour le cas FIN. Les courbes permettent de s'assurer de la cohérence entre les essais, la simulation RANS et la définition du cas test.

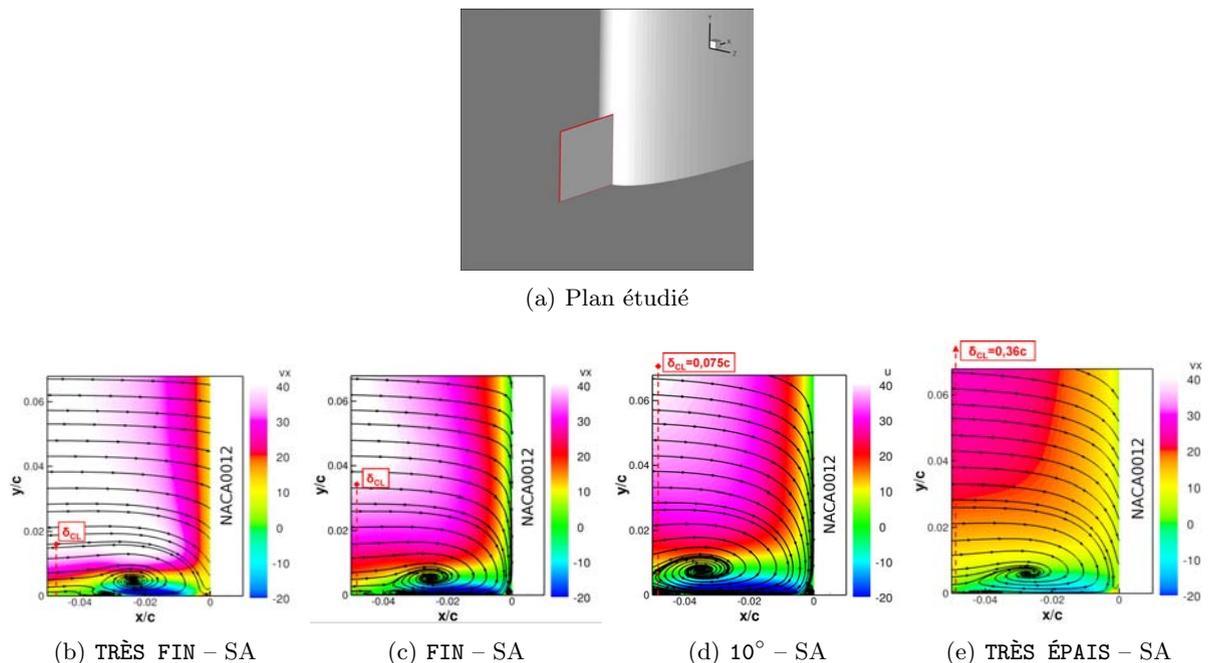
Les courbes de la figure 4.28 permettent en conséquence de conclure à la bonne mise en œuvre des essais et des simulation RANS. Cela permet d'effectuer l'analyse des résultats expérimentaux et numériques dans la suite.

### 4.2.3 Résultats

Comme cela a été réalisé dans les parties précédentes, on décompose l'analyse des résultats selon les différentes régions d'intérêt de l'écoulement de jonction définies sur la figure 1.2 page 15. Les résultats sont comparés aux données de référence obtenus avec  $\delta/T = 0,6$  à  $10^\circ$  d'incidence (cas  $10^\circ$ ).

#### Zone du bord d'attaque

Les visualisations de la figure 4.29 illustrent le comportement du tourbillon en fer à cheval face au changement d'épaisseur de la couche limite amont. Seules des données RANS sont présentées étant donné l'impossibilité d'accéder à cette région avec la sonde 5 trous sans perturber fortement l'écoulement. Néanmoins, nous avons vu dans les précédentes parties de ce mémoire que les simulations RANS sont capables de reproduire – au moins de manière qualitative – les sensibilités du cas test. On prend comme référence le cas  $10^\circ$ , pour lequel  $\delta = 0,6 T = 0,075 c$ .



**Fig. 4.29** – Visualisations du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie au bord d'attaque, influence de la couche limite amont

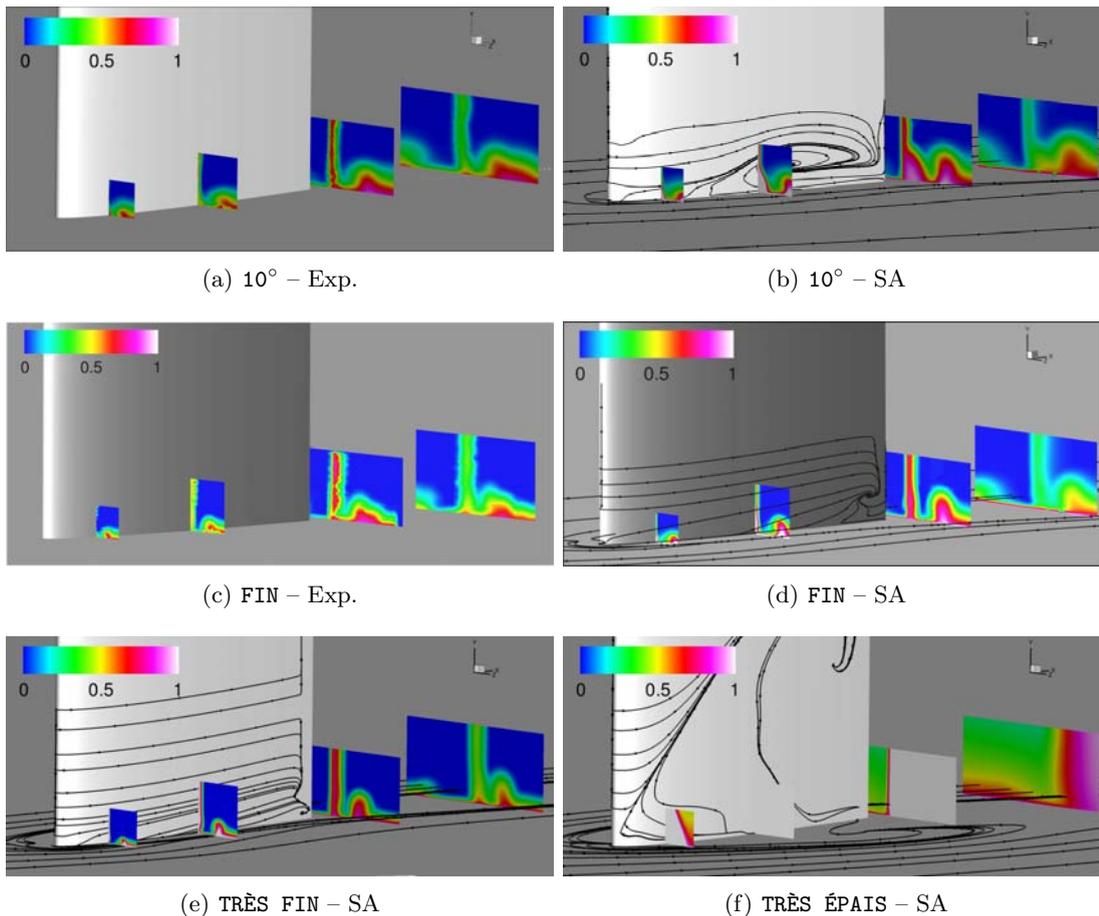
Lorsque l'on affine la couche limite, on observe une diminution de la taille du tourbillon principal moyen et son rapprochement vers le bord d'attaque du profil. Ceci est en accord avec

les observations expérimentales présentées dans le chapitre 1 à la section 1.2.3. Cela conforte l'hypothèse du bon comportement (qualitatif) des simulations RANS.

L'effet de l'épaississement de la couche limite est plus inattendu, puisque l'on observe également une diminution de la taille du tourbillon principal moyen. De même, l'intensité du courant de retour associé au tourbillon est plus faible dans le cas TRÈS ÉPAIS que dans le cas de référence. Or, d'après la bibliographie, le tourbillon en fer à cheval est supposé croître dans les mêmes proportions que la couche limite amont, mais on ne dispose pas de données pour des cas où  $\delta/T \gg 1$ . Le résultat numérique obtenu ici nous amène donc à postuler l'existence d'une valeur "seuil" de l'épaisseur de couche limite à partir de laquelle cette dernière devient trop épaisse pour s'enrouler complètement autour du bord d'attaque, ce qui conduit à un tourbillon moyen atténué. Cette conclusion est cependant à nuancer par l'absence de données expérimentales sur ce cas permettant de confirmer les résultats RANS.

### Zone de convection du tourbillon en fer à cheval

Les contours de pertes de pression totale apparaissant sur la figure 4.30 permettent d'observer les résultats expérimentaux de l'effet de l'affinement de la couche limite amont sur le tourbillon en fer à cheval. L'étude des figures 4.30(a) et 4.30(c) confirme ainsi la diminution de la taille du tourbillon en fer à cheval lorsque l'on diminue l'épaisseur de la couche limite amont. On remarque en effet que l'empreinte du tourbillon est toujours comprise dans la couche limite de la plaque plane.



**Fig. 4.30** – Visualisation de l'écoulement par contours de  $C_{p_i}$ , influence de la couche limite amont

Cette évolution est captée par la simulation RANS présentée sur la figure 4.30(d), cependant on retrouve la surestimation des pertes engendrées par le tourbillon déjà observées au cours du

chapitre 3 Le cas extrême TRÈS FIN confirme l'évolution observée expérimentalement, la trace du tourbillon en fer à cheval est de plus en plus réduite.

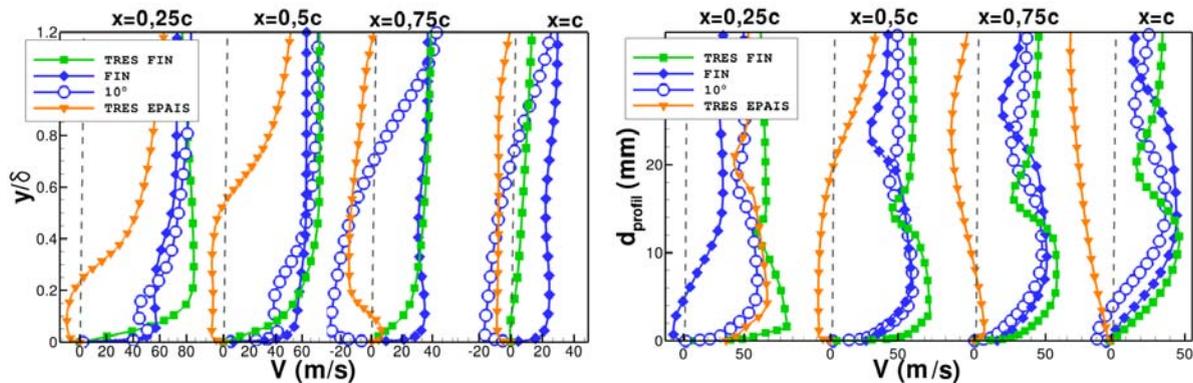
En revanche, le cas TRÈS ÉPAIS est marqué par un décollement de coin massif qui submerge le tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection. Ceci peut également expliquer la réduction de la taille du tourbillon moyen dans la région du bord d'attaque observée précédemment dans ce cas : le tourbillon en fer à cheval semble impacté par le décollement de coin dans cette simulation.

Enfin, l'examen des lignes de frottement sur le profil pour tous les cas présentés sur la figure 4.30 indique que le profil est à la limite du décrochage, on observe même un léger décollement de bord de fuite sur les figures 4.30(e) et 4.30(f). Ceci est cohérent avec le choix de l'incidence à  $10^\circ$  qui constitue le cas de chargement aérodynamique limite de notre cas.

### Zone de coin

La figure 4.30(c) ci-dessus montre l'absence de décollement de coin pour le cas FIN lors des essais. En effet, de manière similaire au cas  $10^\circ$ , aucune zone de pertes de pression importante n'est observée à la jonction entre le profil et la plaque plane.

Ce comportement est également reproduit par la simulation RANS. En effet, malgré l'apparence des lignes de frottement sur le profil sur la figure 4.30(d), on ne distingue pas de saut de pression sur les contours extraits de la simulation RANS. Ceci est confirmé par les profils de vitesse tracés sur la figure 4.31, qui ne font pas état d'un écoulement de retour significatif dans la zone proche du bord de fuite du profil, au contraire du cas  $10^\circ$ . L'absence de décollement de coin sur les cas à faible épaisseur de couche limite amont est confirmée par la simulation du cas TRÈS FIN présentée sur la figure 4.30(e).



(a) Sur la plaque plane sous influence de la zone externe de la couche limite du profil (b) Sur le profil sous influence de la zone externe de la couche limite de la plaque plane

**Fig. 4.31** – Profils de couche limite dans le coin, influence de la couche limite amont, résultats des simulations RANS

A l'inverse, le cas TRÈS ÉPAIS présente un décollement de coin massif, comme en attestent la figure 4.30(f) et les profils de vitesse de la figure 4.31. En effet, l'apparition d'un courant de retour est visible dès la station  $x/c = 0,25$  sur ces courbes.

### 4.2.4 Conclusion

L'étude de l'influence de la couche limite amont menée au cours de cette partie a montré que l'affinement de la couche limite amont ne permet pas de déclencher un décollement de coin en soufflerie et tend même à le réduire dans les simulations RANS. Au contraire, il a été observé numériquement la croissance du décollement avec l'épaisseur de la couche limite.

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques sur le cas FIN permet de conforter l'hypothèse du bon comportement des simulations RANS avec le modèle de Spalart Allmaras face au changement de configuration, l'évolution de l'écoulement est reproduit de manière qualitative.

En revanche les résultats obtenus sont en contradiction avec le modèle de Barber, d'après lequel on aurait du obtenir un décollement de coin significatif pour les configurations FIN et TRÈS FIN, et un décollement de coin fortement atténué sur la configuration TRÈS ÉPAIS.

Cependant, Barber [13] ne fournit pas de seuil limite pour l'épaisseur de couche limite, et l'on peut également penser que la valeur  $\delta/T = 0,3$  – seul cas qui a pu être testé en soufflerie<sup>3</sup> – est encore trop importante pour déclencher un décollement de coin. On rappelle que dans les travaux de Barber [13], le cas de couche limite fine correspond à  $\delta/T = 0,12$ . Compte tenu des limites des modèles RANS utilisés au cours de la thèse, il faudrait pouvoir tester en soufflerie un cas correspondant véritablement aux conditions du cas de Barber pour pouvoir véritablement conclure quant à la validité du modèle qu'il a proposé.

### 4.3 Synthèse et discussion

L'étude complémentaire du cas BASE effectuée dans le présent chapitre a permis de mettre en lumière l'évolution de cet écoulement de jonction face à des changements de configuration tels que la mise en incidence, la mise en flèche et le vrillage, et la modification de l'épaisseur de couche limite amont.

La première partie du chapitre a ainsi permis d'étudier l'influence de l'augmentation du gradient de pression dans le coin. Un bulbe de recirculation – précurseur d'un véritable décollement de coin – a été observé sur ces configurations, ce qui conforte l'hypothèse selon laquelle le gradient de pression au sein de la jonction favorise l'apparition de ce type de phénomène.

Ces résultats permettent également de mettre à l'épreuve l'interprétation de l'effet du tourbillon secondaire faite en 3.6.2. En effet, à l'instar du cas BASE, on a pu observer la propagation dans le coin d'un mouvement de rotation dont on peut penser qu'il est hérité du bord d'attaque, et qui s'accompagne d'une énergie turbulente significative dans toutes les autres simulations LES.

Il semblerait que dans le cas 10°, le gradient de pression renforcé amplifie l'énergie turbulente associée au tourbillon en fer à cheval, et donc celle du tourbillon secondaire également. Néanmoins, ce renforcement du tourbillon secondaire ne permet pas aux couches limites de résister totalement au gradient de pression puisque l'on constate une accumulation de fluide à faible vitesse et un léger courant de retour.

En revanche, dans le cas PARA2, l'augmentation du gradient de pression au bord d'attaque est compensé par l'effet de flèche qui tend à atténuer le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon secondaire. Ce dernier ne serait plus capable de ré-énergétiser suffisamment les couches limites de coin, ce qui conduit à l'accumulation de fluide à faible vitesse dans cette région.

Une seconde voie d'apparition des décollements de coin a été explorée dans la seconde partie du chapitre. Les conditions du modèle de Barber [13] ont été reproduites et les résultats obtenus en soufflerie sont en contradiction avec cet article. Cependant, le manque de précision du modèle de Barber concernant la finesse de la couche limite amont nécessaire pour déclencher le décollement de coin ne permet pas de conclure.

Les simulations RANS effectuées pour les trois cas de sensibilités ont montré la capacité de cette approche à prédire l'évolution de l'écoulement de jonction suite au changement de configuration. En effet, la croissance du décollement de coin et le déplacement du tourbillon en fer à cheval sont correctement prédits par les simulations RANS, qui restent néanmoins quantitativement très éloignées des données expérimentales et LES.

---

<sup>3</sup>Les conditions du cas TRÈS FIN n'ont pu être reproduites en soufflerie car cela suppose de placer la plaque plane très proche du bord d'attaque du profil. Or on ne peut plus garantir un état turbulent canonique de la couche limite de plaque plane avec une si petite distance de développement en aval de la bande de transition sur la plaque plane.

Les mauvais résultats obtenus avec les modèles RANS sont attribués, comme dans le premier cas d'étude **BASE**, à la forte anisotropie de l'écoulement dans le coin qui n'est pas reproduite par les modèles RANS utilisés au cours de la thèse.

Une nouvelle fois, la problématique du design des cas tests reposant sur des calculs RANS peu fiable est posée. Cela conduit à un besoin accru de modèles RANS anisotropes efficaces qui seraient *a priori* mieux à même de traiter les cas de jonction.



---

## Conclusion

---

L'ÉTUDE effectuée au cours de la présente thèse a consisté à approfondir la connaissance des écoulements de jonction en aérodynamique externe, et en particulier celle des décollements de coin. En effet, les exigences en termes de consommation de carburant, de robustesse du cycle de conception et de certification font qu'il est indispensable de maîtriser le comportement aérodynamique des zones de raccord entre deux éléments distincts d'un aéronef. La démarche adoptée au cours de ce travail s'est ainsi organisée autour de trois thématiques complémentaires : les propriétés physiques, les conditions d'apparition et les méthodes de prévision des écoulements de jonction. Au regard de ces axes de recherche, le travail exposé dans le présent mémoire a mis en évidence les principaux éléments suivants.

### Synthèse

L'analyse physique des écoulements de coin s'est déroulée en deux temps. Premièrement, l'étude des nombreux travaux expérimentaux et numériques existant dans la littérature a fourni les éléments de base de la compréhension des phénomènes se produisant dans ces régions. Il est ainsi possible de décomposer un écoulement de jonction en trois zones d'intérêt : le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque, la zone de convection et la zone de coin. Néanmoins, l'étude bibliographique a mis en évidence le déséquilibre entre la compréhension des mécanismes physiques liés à la formation du tourbillon en fer à cheval dans la région du bord d'attaque et de ceux liés à sa convection et au comportement du fluide au voisinage du coin.

Ce constat a dicté la suite de la démarche qui a consisté dans un second temps à définir des cas d'étude spécifiques permettant de se placer dans des conditions supposées favorables aux décollements de coin. Le cas d'étude principal est constitué d'un profil NACA0012 posé perpendiculairement sur une plaque plane à  $Re_c = 3 \times 10^5$  et  $\alpha = 7^\circ$  pour un rapport entre l'épaisseur de couche limite incidente (définie à  $x/c = -0,5$ ) et l'épaisseur du profil de  $\delta/T = 0,6$ . Des déclinaisons de ce cas ont également été définies de manière à étudier différents cas de chargement aérodynamique de la jonction.

L'étude du cas principal s'est appuyée sur les trois zones d'intérêt citées précédemment. Celles-ci ont été étudiées individuellement dans un premier temps puis leurs interactions ont été analysées.

- L'observation des propriétés moyennes et dynamiques du tourbillon en fer à cheval s'est révélée conforme aux descriptions relevées dans la littérature. Ce tourbillon généré par un décollement tridimensionnel au pied de la jonction entre le bord d'attaque du profil et la plaque plane présente un comportement bimodal caractérisé par une transition progressive mais irrégulière entre les deux modes privilégiés à des fréquences comprises entre  $St_\delta = 0,05$  et  $St_\delta = 0,1$ .

- Une fois convecté vers l'aval autour du profil, des oscillations transverses du tourbillon ont été identifiées et correspondent à un mouvement du cœur du tourbillon autour d'une position moyenne dans les plans transverses. Ces oscillations se manifestent sous la forme de fluctuations large bande de la vitesse tangentielle, pour des fréquences comprises entre  $St_\delta = 0,2$  et  $St_\delta = 0,3$ . Les fréquences associées au caractère bimodal restent également visibles sur les spectres de vitesse dans la zone de convection au niveau du maximum d'épaisseur, s'atténuent progressivement et sont presque absentes au niveau du bord de fuite.
- Un mouvement de rotation du fluide a été observé dans la région de coin – au sein de laquelle aucun décollement n'a été observé lors des essais et dans la simulation LES. Une étude d'anisotropie selon le formalisme de Lumley [107] a permis de quantifier le niveau d'anisotropie de la turbulence au sein de la zone de recouvrement des couches limites du profil et de la plaque plane, qui s'est révélé significativement plus élevé qu'au sein d'une couche limite isolée.
- Dans le but de déceler la dynamique globale du tourbillon en fer à cheval, une analyse interspectrale entre les zones du bord d'attaque et de convection a été effectuée. Celle-ci a permis de montrer que les oscillations du tourbillon dans la zone de convection sont liées aux pulsations bimodales de ce même tourbillon dans la zone du bord d'attaque au sein d'un mouvement d'ensemble.
- Les interactions entre le tourbillon en fer à cheval et l'écoulement de coin se sont révélées plus complexes à identifier. Ainsi, il a été conjecturé que la présence du tourbillon secondaire dans le coin, hérité du bord d'attaque, empêche l'accumulation de fluide à faible vitesse dans le coin qui conduirait au décollement. De plus, il a été observé que le tourbillon en fer à cheval dans la zone de convection tend à diriger l'écoulement dans la direction opposée au coin mais introduit également du fluide à forte énergie dans la région de coin : l'effet majoritaire n'a pas pu être clairement identifié.

En marge de l'analyse physique de l'écoulement autour du cas d'étude principal, la démarche de la thèse s'est articulée autour de l'exploration des conditions d'apparition des décollements de coin. En effet, à l'issue de l'étude bibliographique, il a été observé une tendance à la formation de décollement de coin dans les cas à faible *Bluntness Factor*. Ceci a guidé la conception du cas principal dont l'étude a conduit à invalider cette hypothèse, puisque l'écoulement dans la zone de coin est resté attaché.

Par conséquent, deux autres hypothèses ont été explorées. Il a ainsi été établi un effet de l'augmentation du chargement aérodynamique sensiblement favorable au décollement de coin. En revanche, la diminution de l'épaisseur de couche limite amont n'a pas été suffisante pour déclencher un décollement de coin, contrairement aux résultats des travaux de Barber [13].

L'étude des conditions d'apparition des décollements de coin n'est donc pas complète, mais a permis de mieux cerner cette problématique encore peu explorée dans la littérature.

Du point de vue des méthodes numériques, l'étude du cas principal a montré les limites des modèles RANS standards (c'est à dire ne comportant aucune modification visant à mieux reproduire les écoulements de coins – modification inexistante à ce jour à la connaissance de l'auteur). En effet, les modèles RANS utilisés prévoient tous l'apparition d'un décollement de coin non réaliste. Ceci est attribué de manière générale au fort niveau d'anisotropie dans le coin, que les modèles RANS basés sur l'hypothèse de Boussinesq ne sont pas capables de reproduire par construction et que le modèle RSM-SSG ne reproduit pas correctement.

Cette non prévision (ou mauvaise prévision pour le modèle RSM-SSG) semble être également à l'origine de la mauvaise reproduction du tourbillon secondaire au bord d'attaque dont l'effet stabilisateur vis à vis de l'écoulement de jonction est supposé. Cela semble amplifier les défauts des modèles RANS mis en œuvre dans cette thèse.

Ce travail laisse donc entrevoir de nombreuses perspectives, tant du point de vue de l'aéro-

---

dynamique que du point de vue de la modélisation des écoulements.

## Perspectives

Comme il a été mentionné, aucun décollement de coin n'a été observé sur les cas étudiés au cours de la thèse. Il est donc nécessaire de concevoir de nouveaux cas présentant ce phénomène afin d'en identifier les propriétés. Pour cela, plusieurs pistes sont à privilégier. D'une part, il serait intéressant de choisir un nouveau profil de base, autre que le NACA0012 qui se place en tant que cas particulier du fait de sa tendance à décrocher à partir du bord d'attaque. L'utilisation d'un profil au comportement plus sain, avec un décrochage progressif depuis le bord de fuite tel le NACA0015, serait sûrement préférable.

De plus, un effet du nombre de Reynolds est plus que probable sur les cas de jonctions au sein desquels le comportement des couches limites – fortement sensibles au nombre de Reynolds – joue un rôle primordial. L'augmentation du nombre de Reynolds des cas tests est par conséquent un point important pour les futures études de jonctions, d'autant qu'il serait souhaitable de se rapprocher des valeurs typiques de l'aérodynamique appliquée (de quelques millions à plusieurs dizaines de millions...) pour plus de réalisme.

Au cours de la thèse, nous avons été amenés à proposer une interprétation de l'effet du tourbillon secondaire sur la formation des décollements de coin. Il faudrait mettre à l'épreuve cette interprétation au travers de l'étude d'autres cas, mais il serait également utile d'étudier le cas **BASE** muni d'un carénage au bord d'attaque permettant d'après la littérature d'atténuer fortement le tourbillon en fer à cheval, et donc le tourbillon secondaire.

D'autre part, les modèles RANS standards ont montré leur limites sur les cas étudiés au cours de la thèse, cependant ils restent les outils principaux de conception. Il semble donc nécessaire d'effectuer un travail de modélisation afin de pouvoir fournir aux avionneurs des outils fiables permettant une conception efficace des jonctions.

Enfin, la volonté d'augmenter le nombre de Reynolds des cas tests mentionnée précédemment pose le problème du coût de calcul, puisqu'il a été vu que la LES reste prohibitive pour des nombres de Reynolds élevés. Ainsi l'augmentation du nombre de Reynolds des cas test ne pourra se concrétiser que par le développement des méthodes hybrides RANS/LES – telle la Zonal Detached Eddy Simulation [34]– permettant la simulation réaliste d'écoulements instationnaires complexes pour un coût significativement inférieur à celui de la LES.



# Annexes



---

## Convergence en maillage des calculs RANS

---

Cette annexe vise à présenter la démarche de convergence en maillage mise en oeuvre afin de s'assurer que les simulations RANS présentées dans ce mémoire ne sont pas entachés pas d'incertitudes liées à la discrétisation spatiale.

### Sommaire

A.1 Paramètres des calculs . . . . .	163
A.2 Maillages . . . . .	164
A.3 Le <i>Grid Convergence Index</i> . . . . .	164
A.4 Cohérence des calculs . . . . .	165
A.5 Résultats . . . . .	166

Au delà du constat de l'influence du maillage dans la simulation des écoulements de coins fait lors de l'étude bibliographique dans la partie 1.5, il est important de réaliser la convergence en maillage des calculs afin de s'affranchir des erreurs de discrétisation liées aux schémas spatiaux utilisés. On choisit donc d'effectuer la simulation du cas avec  $\delta/T = 0,6$  à  $7^\circ$  avec plusieurs densités de maillage.

### A.1 Paramètres des calculs

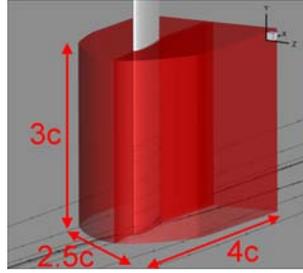
Les calculs RANS ont été effectués avec le logiciel **elsA**. Les paramètres numériques des simulations correspondent aux méthodes décrites dans l'annexe C :

- La discrétisation spatiale est assurée par le schéma d'ordre 2 de Jameson avec  $k^{(2)} = 0$  et  $k^{(4)} = 0,016$  ;
- L'intégration en temps par un schéma backward Euler implicite d'ordre 1 ;
- Compte tenu des coûts de calculs, il n'a pas été possible de vérifier la convergence en maillage pour tous les modèles de turbulence. Il a donc été choisi d'effectuer cette étape avec les modèles de Spalart Allmaras et RSM-SSG afin de couvrir au mieux le spectre des approches RANS envisagées dans le mémoire ;
- Les conditions aux limites employées correspondent à une atmosphère infinie : on impose un état de référence tout autour de la jonction, à  $50c$  dans les directions  $x$  et  $z$ ,  $10c$  dans la direction  $y$  (voir la définition des axes sur la figure 2.1 page 34) ;
- L'épaisseur de couche limite amont désirée est obtenue en définissant la longueur de la paroi adhérente en amont du profil ;
- Pour ces calculs de conception, la position de la transition laminaire/turbulent sur le profil n'est pas prescrite étant donné le peu d'influence des bulbes de décollement laminaire sur la dynamique globale de l'écoulement étudié ;

- Enfin, il est à noter que, compte tenu des difficultés numériques des codes compressibles liées aux faibles nombres de Mach, il a été nécessaire de réduire la pression atmosphérique pour les calculs de manière à pouvoir atteindre  $M = 0,15$  à  $Re_c = 3 \times 10^5$ .

## A.2 Maillages

Trois niveaux de raffinement ont été utilisés. Le premier maillage a été réalisé en suivant les recommandations usuelles pour les maillages RANS. En particulier les couches limites du profil et de la plaque plane ont été discrétisées à l'aide de 30 points en épaisseur, la première cellule étant placée à une unité de paroi de la surface solide. Ce premier maillage contient  $7 \times 10^6$  points et sera nommé maillage de base dans la suite.



**Fig. A.1** – Région de raffinement du maillage

Ce maillage de base a été raffiné selon un facteur  $\times 2$  dans toutes les directions dans la zone autour du profil présentée sur la figure A.1 pour générer le second maillage, nommé maillage intermédiaire dans la suite. En effet, le raffinement du domaine complet de calcul aurait abouti à un maillage trop important vis à vis des ressources informatiques disponibles et inutilement raffiné dans les zones à faibles gradients. Le maillage intermédiaire contient  $12 \times 10^6$  points.

Le troisième maillage, nommé maillage fin dans la suite, a été généré en raffinant le maillage de base d'un facteur  $\times 4$  dans toutes les directions dans la zone autour du profil présentée sur la figure A.1. Cela a conduit à un maillage de  $60 \times 10^6$  points.

## A.3 Le *Grid Convergence Index*

Afin de quantifier le niveau de convergence en maillage d'une solution, le *Grid Convergence Index* a été introduit par Roache [144]. Celui-ci permet de mesurer l'écart entre une valeur calculée et la valeur qu'elle prendrait si la taille des cellules du maillage tendait vers 0.

En effet, en ne considérant que les erreurs de discrétisation spatiale, on peut exprimer une quantité calculée  $f$  sur un maillage de densité  $h$  à l'ordre  $p$  en fonction de sa valeur exacte théorique  $f_{exacte}$  obtenue si le maillage était infiniment fin par son développement en série :

$$f = f_{exacte} + g_p h^p + \mathcal{O}(h^{p+1}) \quad (\text{A.1})$$

où  $g_p$  représente donc l'erreur commise à l'ordre  $p$ .

En considérant deux simulations effectuées sur un maillage grossier de densité  $h_2$  et sur un maillage fin de densité  $h_1 = h_2/r$ , l'équation (A.1) permet d'approcher l'erreur relative commise pour la variable  $f$  sur le maillage grossier  $h_2$  par :

$$E_2(f) = \left| \frac{f_2 - f_{exacte}}{f_1} \right| = \frac{\epsilon r^p}{r^p - 1}, \text{ avec } \epsilon = \left| \frac{f_2 - f_1}{f_1} \right| \quad (\text{A.2})$$

Le *Grid Convergence Index* pour la variable  $f$  sur le maillage  $h_2$  est alors défini par :

$$GCI_2(f) = F_s |E_2| = \frac{F_s \epsilon r^p}{r^p - 1} \quad (\text{A.3})$$

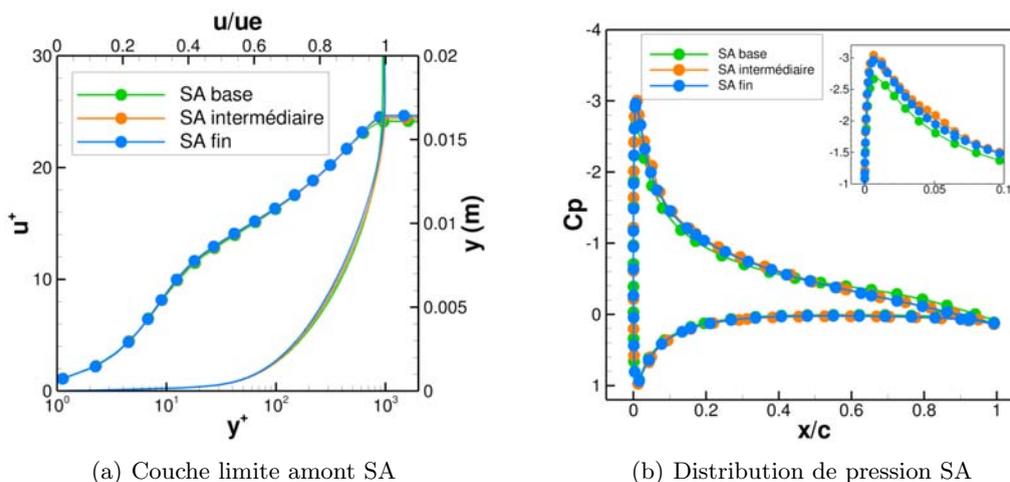
où  $F_s$  est un coefficient de sécurité pris égal à 3 selon les recommandations de Roache[144]. On applique cette définition dans le cas de notre étude avec le schéma d'ordre 2 de Jameson, en prenant comme maillage  $h_2$  le maillage intermédiaire et comme maillage  $h_1$  le maillage fin, ce qui donne pour une grandeur  $f$  :

$$GCI_2(f) = 4 \left| \frac{f_2 - f_1}{f_1} \right| \quad (\text{A.4})$$

Il faut remarquer qu'au lieu de calculer simplement l'erreur relative entre les solutions  $f_2$  et  $f_1$ , le  $GCI$  propose de prendre en compte le rapport des densités de maillage et l'ordre de discrétisation du schéma pour quantifier le niveau de convergence en maillage, c'est ce qui explique le facteur 4 intervenant dans l'expression du  $GCI_2$ .

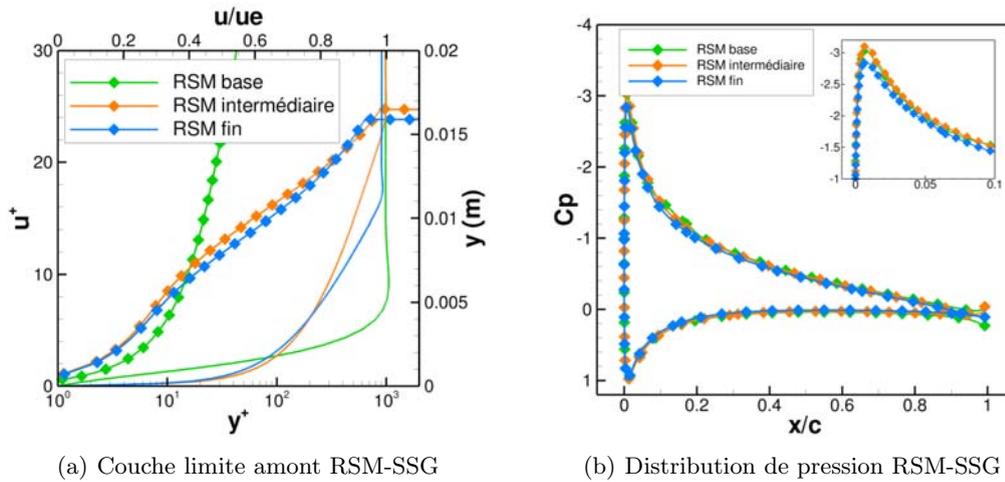
## A.4 Cohérence des calculs

On vérifie sur la figure A.2 que les conditions des calculs sont bien cohérentes entre elles et avec le cas visé pour le modèle de Spalart Allmaras. La figure A.2(a) montre que les trois simulations produisent des profils de couche limite presque identique, ce qui prouve la robustesse de ce modèle face à la densité de points dans la couche limite. Néanmoins, il semble que la prévision avec le maillage de base soit légèrement différente de celle obtenue avec les maillages plus raffinés en ce qui concerne la distribution de pression, où l'on voit apparaître un écart significatif au bord de fuite sur la figure A.2(b).



**Fig. A.2** – Conditions aérodynamiques des calculs - convergence en maillage pour le modèle Spalart Allmaras

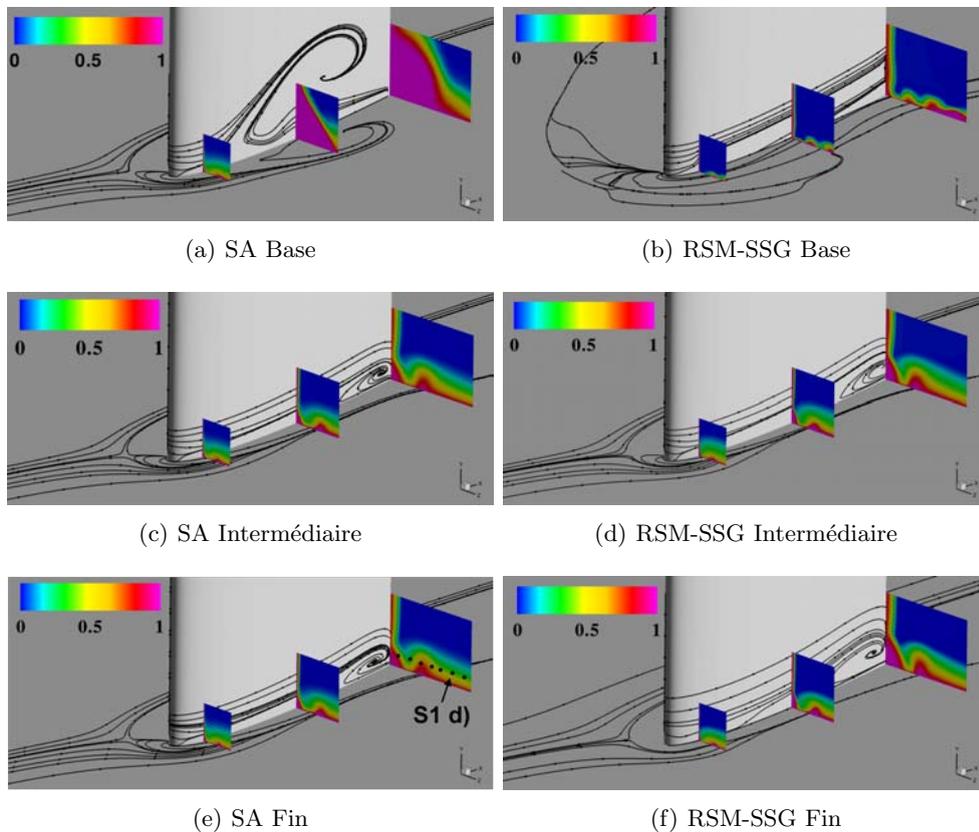
En ce qui concerne l'étude de convergence en maillage avec le modèle RSM-SSG, les résultats présentés sur la figure A.3 illustrent la plus grande sensibilité de ce modèle complexe à la résolution du maillage dans les couches limites. En effet, pour une longueur de plaque plane identique, les trois simulations produisent des couches limites sensiblement différentes. Il apparaît ainsi sur la figure A.3(a) que le maillage de base est insuffisamment dense pour permettre la simulation de la couche limite amont qui n'est pas correctement résolue et semble relaminariser, ce qui exclut d'emblée l'utilisation de ce maillage. On note également une différence significative de comportement entre les maillages intermédiaire et fin. La couche limite produite avec le maillage fin est en effet plus fine que celle obtenue sur le maillage intermédiaire, ce qui traduit une différence dans le développement de la turbulence pariétale en fonction de la résolution du maillage pour le modèle RSM-SSG. Néanmoins, ces profils sont jugés suffisamment proches pour considérer que les deux simulations correspondent bien au cas BASE. La même conclusion est atteinte en ce qui concerne les distributions de pression autour du profil tracées sur la figure A.3(b).



**Fig. A.3** – Conditions aérodynamiques des calculs - convergence en maillage pour le modèle RSM-SSG

## A.5 Résultats

Les résultats des simulations sont présentés sur la figure A.4. Ces visualisations illustrent l'importance du maillage sur la qualité de la solution. En effet, on observe que les simulations sur les maillages de base sont très différentes de celles sur les maillages plus denses. Pour le modèle de Spalart Allmaras, le décollement de coin est massif avec le maillage de base, puis se réduit à l'échelle de grandeur de la couche limite de plaque plane avec les maillages intermédiaire et fin.



**Fig. A.4** – Convergence en maillage des simulations RANS avec les modèles SA et RSM-SSG

De même, la solution obtenue avec le maillage de base et le modèle RSM-SSG n'est pas

satisfaisante, comme il était possible de le prévoir à partir des remarques effectuées plus haut concernant la couche limite amont mal résolue avec ce maillage par le modèle RSM-SSG.

D'autre part, les solutions obtenues sur le maillage intermédiaire et sur le maillage fin sont comparables qualitativement et quantitativement pour les modèles SA et RSM-SSG.

Les valeurs de  $GCI_2$  obtenues dans le cadre de cette étude pour la variable  $P_i/P_{i_0}$  sont illustrées sur la figure A.5 en accompagnement de profils de  $P_i/P_{i_0}$  extraits des simulations sur les maillages intermédiaire et fin, dans la zone de convection du tourbillon en fer à cheval et dans le décollement de coin à quatre stations définies sur la figure 3.1 page 62. Cette variable a été choisie car son domaine de définition ne s'approche jamais de zéro, ce qui poserait des problèmes d'adimensionnement lors du calcul du  $GCI$  comme souligné par Roache [144].

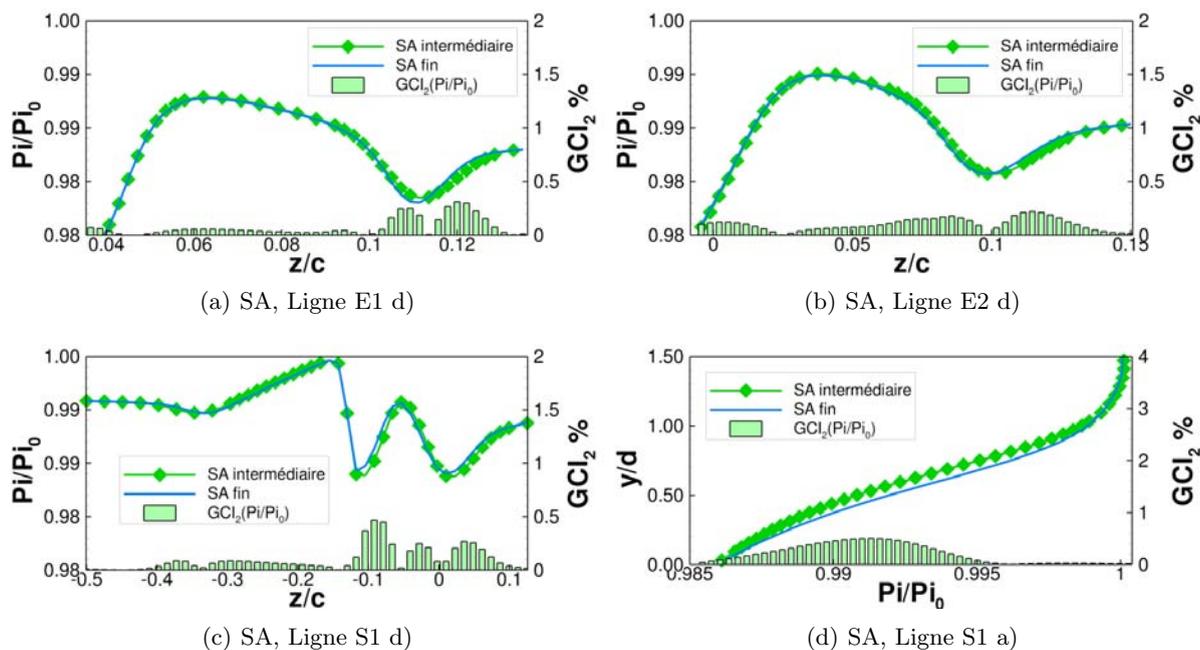


Fig. A.5 – Valeurs du  $GCI$  pour le modèle Spalart Allmaras (SA)

Les courbes de la figure A.5 prouvent le comportement asymptotique de la solution RANS entre les deux maillages pour le modèle de Spalart Allmaras, ce qui est confirmé par les faibles valeurs du  $GCI_2$  qui indiquent un fort degré de convergence en maillage atteint avec le maillage intermédiaire.

En revanche, la figure A.6 illustre une convergence en maillage moins aboutie avec le modèle RSM-SSG sur le maillage intermédiaire. La position du tourbillon en fer à cheval diffère légèrement entre les deux simulations, et il semble que le décollement de coin produit sur le maillage fin soit plus important que celui obtenu sur le maillage intermédiaire. Cela se traduit par des valeurs de  $GCI_2$  plus élevées que dans le cas du modèle de Spalart Allmaras, mais qui restent néanmoins faibles et assurent que la solution obtenue sur le maillage intermédiaire avec le modèle RSM-SSG est tout de même dans le domaine asymptotique de convergence en maillage.

Enfin, la figure A.7 récapitule les résultats de l'étude de convergence en maillage pour les modèles Spalart Allmaras et RSM-SSG en ce qui concerne la simulation du décollement de coin avec les maillages intermédiaire et fin. Ainsi, il apparaît que le volume et la surface du décollement de coin sont sensiblement différents d'un maillage à l'autre, ce qui traduit une différence dans la forme de la bulle de recirculation. Ces diagrammes confirment par ailleurs l'amplification du décollement de coin obtenu avec le maillage fin pour le modèle RSM-SSG, qui est particulièrement visible avec l'indicateur  $S_{CS}$ .

La figure A.7 illustre également l'effet du modèle de turbulence sur la simulation du décollement de coin. Ce sujet est discuté en détails dans le chapitre 3.

En conclusion, le maillage intermédiaire procure un niveau de convergence en maillage satisfaisant dans le cadre de notre étude, particulièrement élevé dans le cas du modèle de Spalart

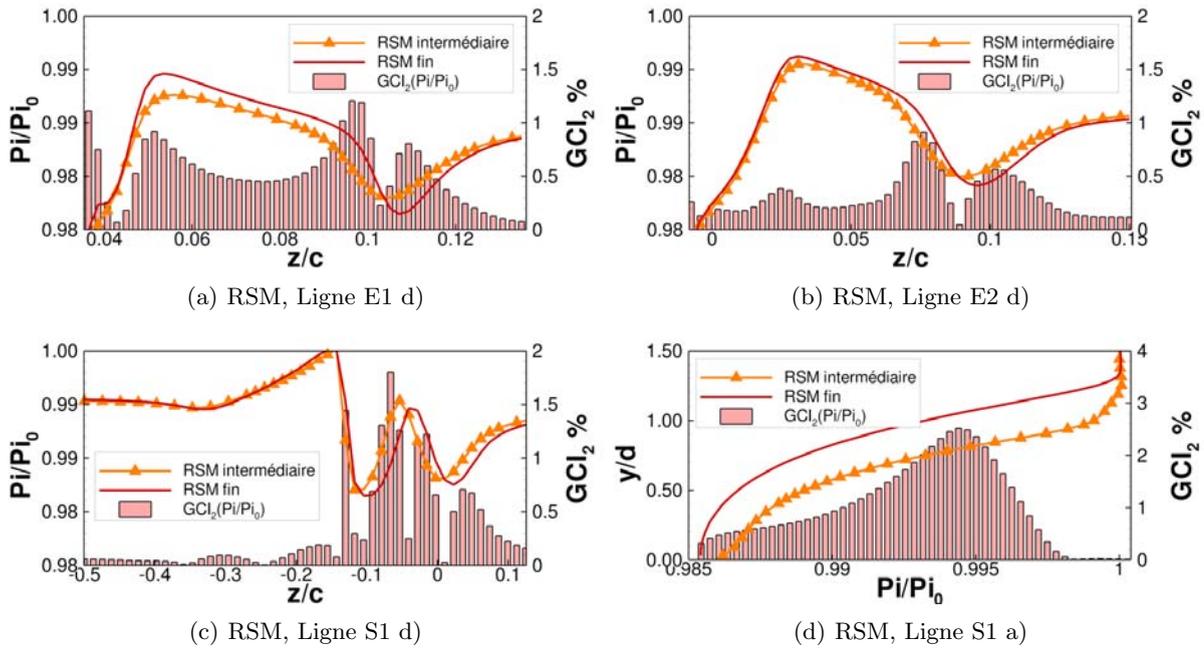


Fig. A.6 – Valeurs du  $GCI$  pour le modèle RSM

Allmaras et légèrement moins abouti pour le modèle RSM-SSG. L'étude présentée dans cette annexe montre que dans tous les cas, les solutions RANS obtenues avec ce maillage à  $12 \times 10^6$  points appartiennent au domaine asymptotique de convergence en maillage, ce qui prouve que les décollements de coin et le tourbillon en fer à cheval produits avec ce maillage ne sont pas des artefacts liés à la densité de points mais bien des éléments produits par les modèles de turbulence. Par ailleurs, on a pris soin lors de cette étude de convergence en maillage de tester un modèle linéaire et un modèle non linéaire afin de pouvoir raisonnablement conclure à la validité de la convergence en maillage pour tous les modèles de turbulence qui seront envisagés. Par conséquent, toutes les simulations RANS présentées dans le mémoire ont été effectuées avec le maillage intermédiaire.

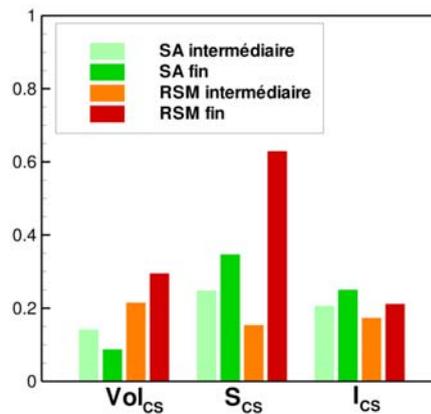


Fig. A.7 – Évaluation du décollement de coin suivant le maillage et le modèle de turbulence

---

## Méthodes expérimentales

---

Dans le but d'étudier les configurations définies dans le chapitre 2, des travaux expérimentaux ont été mis en œuvre. Ainsi, cette annexe vise à présenter les installations utilisées ainsi que les méthodes de mesure employées.

### Sommaire

<b>B.1</b>	<b>La soufflerie S2L</b>	<b>169</b>
<b>B.2</b>	<b>Maquette utilisée</b>	<b>170</b>
<b>B.3</b>	<b>Instruments de mesure</b>	<b>171</b>
B.3.1	Conditions de référence	171
B.3.2	Capteurs de pression	171
B.3.3	Sonde de couche limite	171
B.3.4	Sonde cinq trous	171
B.3.5	Fil chaud	172
<b>B.4</b>	<b>Chaîne d'acquisition</b>	<b>173</b>

### B.1 La soufflerie S2L

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie S2L de l'Onera Meudon entre mars et mai 2009. Le travail expérimental a pris comme support les essais de Brion [24], le lecteur pourra se reporter à cette référence pour plus de précisions sur la soufflerie et ses équipements.

S2L est une soufflerie basse vitesse à circuit ouvert dont la géométrie et des photos sont présentées sur les figures B.1 et B.2. On peut identifier cinq zones dans ce type de soufflerie, en suivant le sens de l'écoulement.

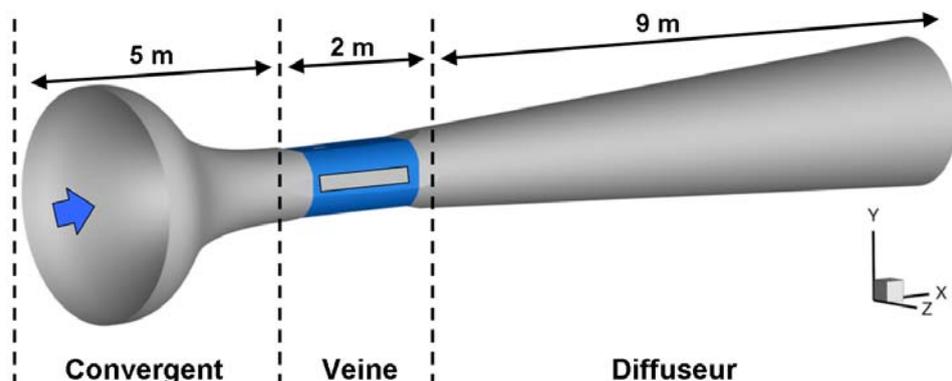


Fig. B.1 – Schéma de la soufflerie S2L

Le caisson de tranquillisation (non présenté sur la figure B.1). Il s'agit d'un caisson cubique de 3 m de hauteur ayant pour but d'uniformiser l'écoulement avant son entrée dans la partie "utile" de la soufflerie. Pour cela, un filtre en nid d'abeille permet notamment de réduire le taux de turbulence (qui est de 0,2% dans la veine).

Le convergent, ou collecteur, où l'écoulement est accéléré. Le diamètre d'entrée est de 3 m, celui-ci se réduit jusqu'à atteindre le diamètre de 1 m de la veine de mesure qui lui est raccordée. Un thermocouple y est placé en amont pour mesurer la température d'arrêt  $T_{i0}$ , un tube de Pitot étant placé à la sortie du collecteur pour mesurer la pression d'arrêt  $P_{i0}$ .

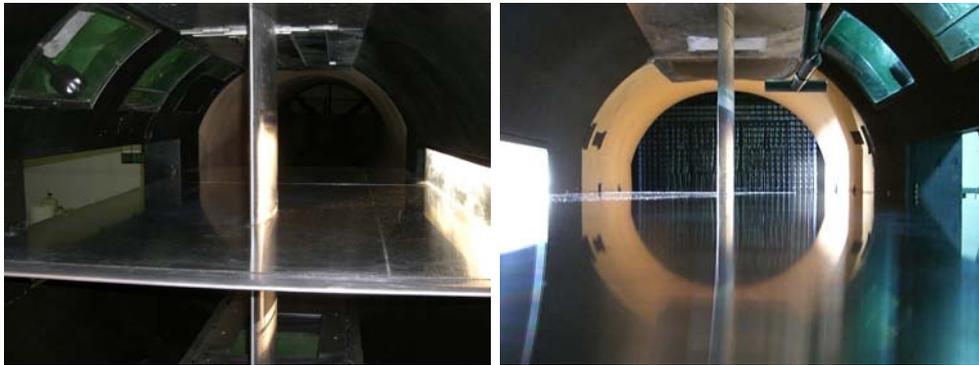
La veine d'essais, colorée en bleu sur la figure B.1. Il s'agit d'une veine à section circulaire de 1 m de diamètre moyen et de 2 m de long. La diamètre de la veine est croissant de manière à prendre en compte l'épaississement des couches limites sur les parois et ainsi conserver la section efficace de la veine d'essais. Une mesure de pression statique en entrée de la veine permet de remonter à la vitesse grâce à la donnée de  $P_{i0}$ . Par ailleurs, la veine est équipée de deux hublots latéraux permettant la visualisation de l'écoulement en temps réel et les mesures optiques.

Le diffuseur est un canal circulaire dont le diamètre croît de 1 m à 2,4 m sur une longueur de 9 m afin de réduire la vitesse de l'écoulement.

Le ventilateur de la soufflerie, constitué de 4 pales, est situé en aval du diffuseur. Il est entraîné par un moteur de 15,5 kW, et il permet d'atteindre des vitesses comprises entre 20 et 40 m/s dans la veine.

## B.2 Maquette utilisée

Le cas test envisagé, qui est décrit dans le chapitre 2, est un cas de jonction simplifiée mettant en jeu un profil posé verticalement sur une plaque plane. La maquette utilisée est un NACA0012 en aluminium et la plaque plane est matérialisée par un plancher en métal situé à mi-hauteur dans la veine.

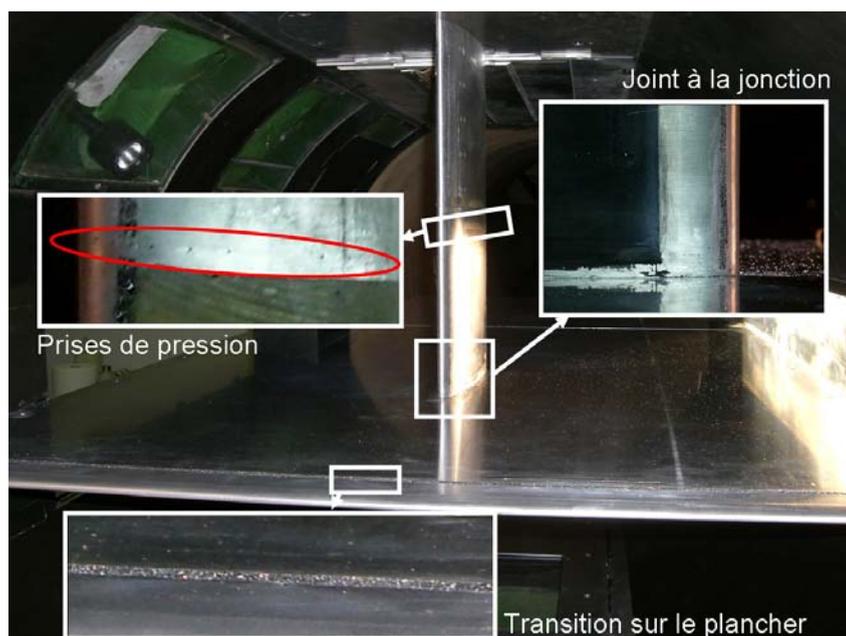


(a) Vue depuis l'amont

(b) Vue depuis l'aval

**Fig. B.2** – Vues de la veine et du montage étudié

Le profil NACA0012 possède une corde de 0,2 m, son envergure est de 0,5 m de telle sorte que l'extrémité du profil qui n'est pas en contact avec la plaque plane est jointe au plafond de la soufflerie comme on peut le voir sur les photos figure B.2. La transition est déclenchée sur le profil à 5%c afin de limiter l'apparition de bulbe laminaire. Cette bande de transition est réalisée en carborundum, l'épaisseur des grains étant choisie égale à l'épaisseur de déplacement de la couche limite laminaire à déclencher, soit 150  $\mu\text{m}$  environ. De plus, le profil est muni de 30 prises de pression pariétales à mi-envergure comme on peut le voir sur la figure B.3. La jonction entre le pied du profil et la plaque plane est réalisée par un joint de silicone entre la surface inférieure du profil et la plaque. Comme illustré sur la figure B.3, ce joint est invisible et n'agit pas comme un carénage vis-à-vis de l'écoulement, l'angle de la jonction est franc. Afin de tester plusieurs configurations, l'incidence du profil peut être réglée entre  $-15^\circ$  et  $+15^\circ$  grâce à un vernier situé sur le plafond de la soufflerie.



**Fig. B.3** – Photo du profil en veine, bandes de transition et prises de pression pariétales

Sur la plaque plane, la couche limite est déclenchée au bord d'attaque par une épaisse bande de carborundum, visible sur la figure B.3. La longueur de plaque plane en amont du profil peut être modifiée afin de contrôler l'épaisseur de couche limite amont.

## B.3 Instruments de mesure

Deux volets de mesures sont effectués pour chaque essais. Dans un premier temps, les conditions amont sont déterminées, puis l'écoulement autour de la jonction est sondé.

### B.3.1 Conditions de référence

$P_{i0}$ ,  $P_s$ ,  $T_{i0}$  et  $T_s$  sont mesurées pour placer la maquette dans les conditions voulues. Ceci est fait par l'intermédiaire d'un capteur de pression numérique DPI145 qui, relié au tube de Pitot situé en aval du convergent, fournit la valeur de la pression d'arrêt  $P_{i0}$ . La température d'arrêt  $T_{i0}$  est quant à elle mesurée via un thermocouple situé en amont du convergent.

### B.3.2 Capteurs de pression

L'écoulement autour de la maquette est étudié au moyen de plusieurs instruments. La répartition de pression pariétale autour du profil à mi-envergure est mesurée par des capteurs de pression différentiels reliés aux prises de pression situées à la surface du profil. Ces capteurs de pression mesurent des différences de pression (entre la valeur donnée par la prise de pression et la valeur en amont fournie par le Pitot cité précédemment) allant jusqu'à 0,5 PSI (68,9 mbar).

### B.3.3 Sonde de couche limite

La couche limite sur la plaque plane est mesurée à l'aide d'une sonde spécifique présentée sur la figure B.4, qui est en réalité un tube de Pitot dont l'extrémité est aplatie afin de pouvoir s'approcher au plus près de la paroi.

### B.3.4 Sonde cinq trous

Afin de mesurer le champ moyen autour de la maquette, une sonde 5 trous conçue par l'Onera a été utilisée. Cette sonde mesure 1,5 mm de diamètre, voir figure B.5. La méthode



**Fig. B.4** – Photo de la sonde de couche limite

d'étalonnage d'une telle sonde est donnée par Severac [152]. Les trous de la sonde sont reliés aux capteurs de pression différentiels mentionnés dans le paragraphe précédent. Cette sonde permet de mesurer les trois composantes de la vitesse moyenne ainsi que la pression totale, la méthode de dépouillement des résultats est aussi fournie par Severac [152]. Ce type de sonde est capable de mesurer des angles de dérapage compris entre  $-40^\circ$  et  $40^\circ$ . Les incertitudes intrinsèques de la sonde sont de  $1^\circ$  à  $4^\circ$  pour la détermination de l'angle de l'écoulement et inférieures à 1% pour la détermination de la pression totale.

Le caractère intrusif de ce type de sonde dans le cas de tourbillons libres a été montré comme négligeable par Devenport [40] et Payne [136] lorsque la sonde est petite devant la taille des tourbillons. Dans le cadre de notre étude, la taille caractéristique du tourbillon en fer à cheval est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de couche limite amont, soit 1,5 cm, c'est à dire 10 fois le diamètre de la sonde, ce qui est jugé suffisant. Devenport [40] justifie également la faible influence de la sonde sur le tourbillon par l'absence d'éclatement tourbillonnaire. Ce type de phénomène n'a pas été observé durant les essais, ce qui conforte l'hypothèse de non intrusivité de la sonde.



**Fig. B.5** – Photo de face de la sonde 5 trous

### B.3.5 Fil chaud

Un fil chaud a été utilisé afin de fournir des données instationnaires. Il s'agit d'un fil chaud à température constante DANTEC 55R11 de  $70\ \mu\text{m}$  de diamètre et de 1,25 mm de long (voir figure B.6). Le principe de fonctionnement d'un fil chaud est le suivant : on suppose que lorsque le fil chaud est à l'équilibre (c'est à dire que sa température est fixe), les pertes par effet Joule du fil vers le fluide extérieur sont équivalentes aux pertes par convection du fluide vers le fil. La mesure par fil chaud consiste par conséquent à mesurer l'intensité du courant nécessaire à maintenir sa température constante, ce qui indique la quantité d'énergie fournie par le fluide par convection forcée. La loi de King permet alors de remonter à la vitesse du fluide (voir par exemple Brion [24] pour plus de détails concernant la théorie des fils chauds et la méthode de calibration). En équilibrant la température du fluide à chaque instant, la mesure par anémométrie fil chaud permet de mesurer des vitesses instantanées, et par conséquent de mesurer les fréquences caractéristiques de l'écoulement.

Ce type d'instrument permet de mesurer les fluctuations dans une direction ou plusieurs, il existe des fils chauds croisés qui permettent de mesurer  $\overline{u'_i u'_j}$ . La mesure se fait de manière continue et permet de mesurer des fréquences jusqu'à 70 kHz environ. En revanche, on n'accède qu'à des données ponctuelles, et le système est intrusif dans une certaine mesure (problématique identique à celle de l'intrusivité de la sonde 5 trous). De plus, on ne peut pas explorer les zones de recirculation avec ce type d'instrument.

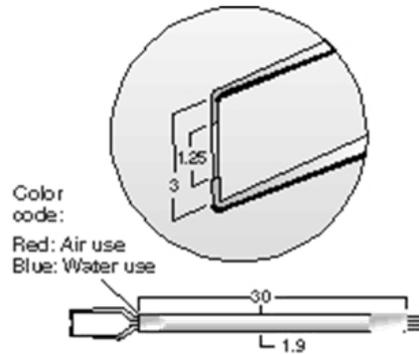


Fig. B.6 – Schéma du fil chaud utilisé. Source : [www.dantcdynamics.com](http://www.dantcdynamics.com)

## B.4 Chaîne d'acquisition

Les signaux issus des instruments de mesure présentés précédemment sont des signaux analogiques (sauf pour le capteur de pression absolue  $P_{i0}$  qui fournit une valeur numérique). Afin de pouvoir traiter ces données, une chaîne d'acquisition a été mise en place lors des travaux de Brion [24]. La figure B.7 illustre le cheminement des données depuis la sortie des sondes jusqu'à leur affichage sur l'ordinateur de contrôle de la soufflerie.

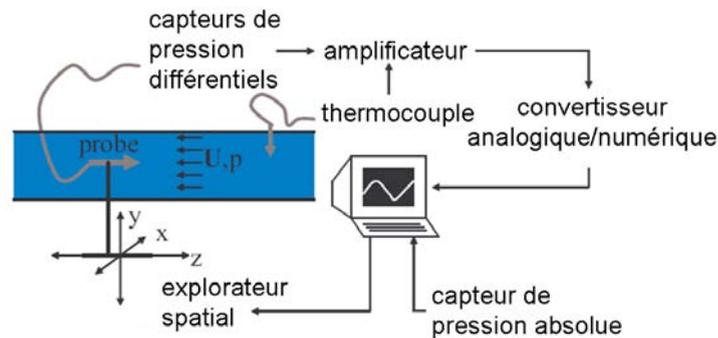


Fig. B.7 – Schéma de la chaîne d'acquisition à S2L. Adapté de Brion [24]

Dans un premier temps, les signaux analogiques des sondes et du thermocouple sont conditionnés et amplifiés au moyen de filtres analogiques et d'amplificateurs. Puis ils sont convertis en signaux numériques au moyen d'un convertisseur 32 voies à 15 bits. Ces convertisseurs sont capables de traiter des signaux de  $\pm 10V$ , ce qui leur confère une sensibilité de  $10/2^{15} = 0,06$  mV. Enfin le signal numérique est transmis au PC par une carte d'acquisition spécifique. Le PC reçoit parallèlement le signal du capteur de pression absolue DPI.

D'autre part, le PC commande les déplacements du système d'exploration par le biais d'un logiciel dédié, ce qui permet d'automatiser les séquences de sondage.



---

## Méthodes numériques

---

Cette annexe est dédiée à la présentation des méthodes de simulation numériques mises en oeuvre lors de la thèse. Les fondements théoriques des méthodes ainsi que les applications particulières utilisées pour les simulations présentées dans le mémoire sont exposées.

### Sommaire

<b>C.1</b>	<b>Les équations de Navier Stokes</b>	<b>175</b>
<b>C.2</b>	<b>Fermeture des équations</b>	<b>176</b>
<b>C.3</b>	<b>Modélisation de la turbulence</b>	<b>177</b>
C.3.1	Application d'un opérateur de séparation d'échelles	178
C.3.2	L'approche Reynolds Averaged Navier Stokes	179
C.3.3	L'approche Large Eddy Simulation	181
C.3.4	Les approches hybrides RANS/LES	182
C.3.5	Conclusion sur la modélisation de la turbulence	182
<b>C.4</b>	<b>Résolution des équations de Navier Stokes</b>	<b>183</b>
C.4.1	Discrétisation spatiale	183
C.4.2	Intégration temporelle	186
C.4.3	Conditions aux limites	188
<b>C.5</b>	<b>Conclusion : récapitulatif des méthodes numériques utilisées</b>	<b>189</b>

LES simulations numériques ont été utilisées au cours de la thèse afin d'une part de concevoir les cas tests décrits dans le chapitre 2, et d'autre part en tant que complément des essais en soufflerie dans le but de fournir des bases de données.

Les trois premières parties de cette annexe présentent les hypothèses et approches de modélisation utilisées afin d'écrire le système d'équations résolu par les codes de calcul. Les fondements théoriques des méthodes de résolution de ce système sont ensuite présentées. Enfin, la conclusion de l'annexe permet de rappeler les méthodes sélectionnées pour les différentes simulations présentées dans le mémoire.

Tout au long de cette annexe, les vecteurs seront notés en gras ( $\mathbf{u}$ ) et les tenseurs en gras souligné ( $\underline{\boldsymbol{\tau}}$ ).

### C.1 Les équations de Navier Stokes

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, les équations de Navier Stokes régissent l'écoulement. Elles sont obtenues en effectuant des bilans de grandeurs thermodynamiques sur un volume de fluide isolé  $\Omega$ .

**Conservation de la masse** La conservation de la masse du volume fluide s'écrit, en notant  $\rho$  sa masse volumique et  $\mathbf{u}$  sa vitesse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{C.1})$$

**Conservation de la quantité de mouvement** Le bilan des forces appliqué à la particule fluide donne :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \underline{\boldsymbol{\tau}} + \rho \mathbf{f}_v \quad (\text{C.2})$$

où  $p$  est la pression,  $\underline{\boldsymbol{\tau}}$  le tenseur des efforts visqueux et  $\rho \mathbf{f}_v$  représente les forces volumiques appliquées au fluide.

**Conservation de l'énergie totale** La variation d'énergie totale  $E$  est due à la puissance des forces de pression, de viscosité et volumiques et au flux de chaleur  $\mathbf{q}_h$  échangé avec l'extérieur :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} E) = \nabla \cdot (-p \mathbf{I} \cdot \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\underline{\boldsymbol{\tau}} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{f}_v \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q}_h \quad (\text{C.3})$$

Les équations (C.1), (C.2) et (C.3) forment un système de 5 équations à 18 inconnues, parmi lesquelles les variables primitives de l'écoulement  $\rho, \mathbf{u}, E$  auxquelles s'ajoutent  $p, \underline{\boldsymbol{\tau}}, \mathbf{f}_v, \mathbf{q}_h$ . Afin de fermer le système pour le résoudre, on utilise les lois de comportement du fluide.

## C.2 Fermeture des équations

Dans la suite, on négligera l'effet des forces volumiques (qui se réduisent à la gravité uniquement dans la plupart des cas) qui sont négligeables devant les effets inertiels dans les gammes de vitesses considérées.

**Loi d'état des gaz parfaits** Dans le cadre de notre étude, on se place dans l'approximation des gaz parfaits :

$$p = \rho r T \quad (\text{C.4})$$

où  $r$  est la constante des gaz parfaits prise égale à  $r = 287,1 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $T$  la température.

**Expression de l'énergie totale** La loi des gaz parfaits permet de formuler de manière plus explicite l'énergie totale du fluide. On rappelle que l'énergie totale est égale à la somme de l'énergie interne  $e$  et de l'énergie cinétique du fluide. L'approximation des gaz parfaits permet alors d'écrire :

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + 1/2 \rho \|\mathbf{u}\|^2 \quad (\text{C.5})$$

**Loi de comportement mécanique** On utilise la loi de comportement Newtonienne pour décrire le comportement mécanique du fluide. Cette loi relie linéairement le tenseur des contraintes visqueuses  $\underline{\boldsymbol{\tau}}$  au tenseur du taux des déformations  $\underline{\mathbf{D}} = 1/2 (\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u})$ . Associée à la loi de Stokes qui lie les deux coefficients de viscosité dynamique  $\lambda_v$  et  $\mu$  :  $3\lambda_v + 2\mu = 0$ , on obtient :

$$\underline{\boldsymbol{\tau}} = 2\mu(\underline{\mathbf{D}} - 1/3 \text{tr}(\underline{\mathbf{D}}) \mathbf{I}) \quad (\text{C.6})$$

La viscosité dynamique est calculée par la loi de Sutherland :

$$\frac{\mu(T)}{\mu_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (\text{C.7})$$

où  $\mu_0 = \mu(T_0)$  est la viscosité à la température  $T_0$ ,  $S$  est la température de Sutherland. Pour l'air, on prend  $\mu_0 = 1,711 \times 10^{-5}$  Pl,  $T_0 = 273,15$  K et  $S = 110,4$  K. Ces valeurs fournissent une bonne approximation de  $\mu$  pour les températures comprises entre 100 K et 1000 K.

**Loi de comportement thermique** On utilise la loi de Fourier pour exprimer le flux thermique  $\mathbf{q}_h$  en fonction de la température et de la conductivité thermique  $\kappa(T)$

$$\mathbf{q}_h = -\kappa \nabla T \quad (\text{C.8})$$

La conductivité thermique étant calculée en supposant le nombre de Prandtl  $Pr$  constant :

$$Pr = \frac{\mu(T) C_p}{\kappa(T)} \quad (\text{C.9})$$

La valeur communément acceptée dans la littérature est  $Pr = 0,72$  pour l'air.

**Écriture compacte des équations** Les hypothèses de fermeture faites ci-dessus permettent d'exprimer les équations de Navier Stokes sous la forme d'un système de 5 équations à 5 inconnues :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} E + p \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} + \mathbf{q}_h) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

ou encore, de manière condensée,

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{\mathbf{F}}(\mathbf{u}) = 0 \quad (\text{C.11})$$

où l'on a introduit le vecteur des variables conservatives  $\mathbf{q}$  et la matrice des flux  $\underline{\mathbf{F}}(\mathbf{u})$  :

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E \end{bmatrix}; \quad \underline{\mathbf{F}}(\mathbf{u}) = \begin{bmatrix} \rho u_i \\ \rho u_1 u_i + p \delta_{1i} + \tau_{1i} \\ \rho u_2 u_i + p \delta_{2i} + \tau_{2i} \\ \rho u_3 u_i + p \delta_{3i} + \tau_{3i} \\ \rho E u_i + p u_i + q_{hi} \end{bmatrix}_{i=1,2,3} \quad (\text{C.12})$$

### C.3 Modélisation de la turbulence

Les écoulements turbulents mettent en jeu des échelles spatiales et temporelles très variées et interdépendantes. En effet, suivant la théorie de la cascade d'énergie de Kolmogorov, l'énergie cinétique turbulente est produite par les plus grosses structures de l'écoulement (de l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale  $L$ ) qui interagissent avec l'écoulement moyen. Cette énergie est transférée aux échelles plus petites de l'écoulement (dont la taille décroît sur une plage nommée zone inertielle) par des mécanismes non visqueux d'étirement tourbillonnaire, puis est dissipée par les plus petites échelles de l'écoulement, ce qui introduit la notion d'échelle de Kolmogorov  $\eta$ . Cette cascade d'énergie est illustrée par la figure C.1.

Du fait de ces interactions complexes entre structures de tailles très différentes, le nombre de degrés de liberté d'un problème de mécanique des fluides tridimensionnel est de l'ordre de  $Re^3$ . Par conséquent, le coût de la résolution directe des équations de Navier Stokes (Direct Numerical Simulation) devient prohibitif pour des nombres de Reynolds supérieurs au millier. Par exemple, Spalart *et al.* [163] indiquent qu'une DNS sur un avion complet nécessiterait  $10^{16}$  points de maillage.

Afin de réduire le coût des simulations, il convient donc de modéliser les interactions turbulentes. Pour cela, diverses approches ont été introduites. On peut les regrouper de manière formelle par la théorie de la séparation des échelles appliquée aux équations de Navier Stokes qui permet de réduire le nombre de degrés de liberté du problème afin de le résoudre.

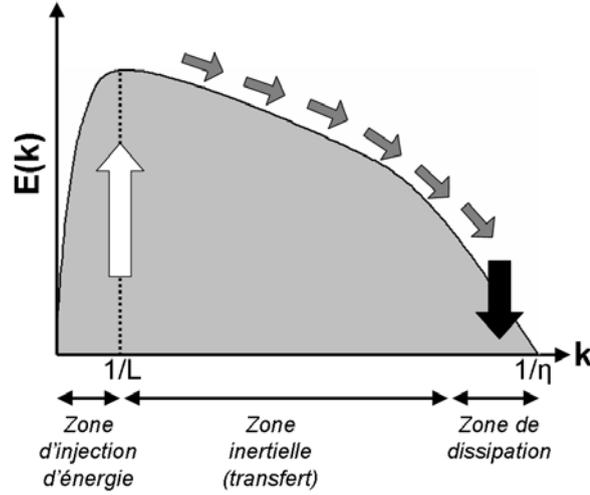


Fig. C.1 – Cascade d'énergie

### C.3.1 Application d'un opérateur de séparation d'échelles

On se place dans le cadre général d'un opérateur de séparation d'échelles, qui introduit la notion d'échelles résolues et d'échelles non résolues en décomposant une grandeur  $f$  de la manière suivante :

$$f = \underbrace{\bar{f}}_{\text{résolue}} + \underbrace{f'}_{\text{non résolue}} \quad (\text{C.13})$$

On introduit aussi l'opérateur de Favre qui permet de simplifier le formalisme des équations pour les fluides compressibles :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (\text{C.14})$$

La décomposition d'une grandeur  $f$  en échelles résolues et échelles non résolues s'écrit alors :

$$f = \underbrace{\tilde{f}}_{\text{résolue}} + \underbrace{f''}_{\text{non résolue}} \quad (\text{C.15})$$

L'application de l'opérateur de séparation des échelles aux équations de Navier Stokes (C.10) donne lieu au système d'équations suivant pour les échelles résolues :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) &= \mathcal{A} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}} + \bar{p} \mathbf{I} - \tilde{\boldsymbol{\tau}}) &= -\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}^{tur} + \mathcal{B} \\ \frac{\partial \widehat{\rho E}}{\partial t} + \nabla \cdot [(\widehat{\rho E} + \bar{p}) \tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\boldsymbol{\tau}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{h}}] &= -\mathbf{q}_h^{tur} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}^{tur} \cdot \tilde{\mathbf{u}}) + \mathcal{C} \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

où l'on a noté :

$$\widehat{\rho E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} \quad (\text{C.17})$$

$$\tilde{\mathbf{q}}_h = -\kappa(\tilde{T}) \nabla \tilde{T} \quad (\text{C.18})$$

En comparant les équations (C.10) et (C.16), on remarque que l'application de l'opérateur de séparation des échelles fait apparaître plusieurs termes sources aux équations de Navier Stokes exactes :

- Le terme  $\underline{\tau}^{tur}$  est lié à la non linéarité du terme de convection des équations de Navier Stokes, on le nommera dans la suite tenseur des contraintes turbulentes. Le terme  $\underline{\tau}^{tur}$  permet de distinguer les différents processus physiques par lesquels les échelles résolues et non résolues interagissent, d'après le formalisme de Leonard [101] :

$$\underline{\tau}^{tur} = \underbrace{\bar{\rho}(\widetilde{\tilde{\mathbf{u}}} \otimes \widetilde{\tilde{\mathbf{u}}} - \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}})}_{\underline{\mathcal{L}}} + \underbrace{\bar{\rho}(\widetilde{\tilde{\mathbf{u}}} \otimes \widetilde{\mathbf{u}''} - \widetilde{\mathbf{u}''} \otimes \tilde{\mathbf{u}})}_{\underline{\mathcal{C}}} + \underbrace{\bar{\rho} \widetilde{\mathbf{u}''} \otimes \widetilde{\mathbf{u}''}}_{\underline{\tau}_{Re}} \quad (\text{C.19})$$

- Le tenseur de Leonard  $\underline{\mathcal{L}}$  représente les interactions des échelles résolues entre elles,
- Le tenseur croisé  $\underline{\mathcal{C}}$  représente les interactions croisées entre les échelles résolues et les échelles non résolues,
- Le tenseur de Reynolds  $\underline{\tau}_{Re}$  traduit l'effet des échelles non résolues sur les échelles résolues.
- Le terme  $\mathbf{q}_h^{tur}$  traduit la diffusion de l'énergie totale par le mouvement turbulent, on l'appelle flux de chaleur turbulent. On introduit une loi analogue à la loi de Fourier pour modéliser le flux de chaleur turbulent, en introduisant une conductivité thermique turbulente  $\kappa^{tur}$  :

$$\mathbf{q}_h^{tur} = -\kappa^{tur} \nabla \tilde{T} \quad (\text{C.20})$$

- Les termes regroupés sous la forme  $\mathcal{A}$ ,  $\mathcal{B}$  et  $\mathcal{C}$  correspondent à des corrélations supplémentaires et à des erreurs de commutation entre l'opérateur de séparation d'échelles et les opérateurs de dérivées partielles spatiales et temporelles. Dans le contexte des approches RANS et LES dont traite ce mémoire, les termes  $\mathcal{A}$ ,  $\mathcal{B}$  et  $\mathcal{C}$  sont systématiquement négligés (on renvoie notamment aux travaux de Vreman *et al.* [173] pour une discussion sur l'importance relative de ces termes dans le cadre de la LES). Dans la suite, on supposera donc  $\mathcal{A} = \mathcal{B} = \mathcal{C} = 0$ .

La formulation (C.16) marque le point de divergence des approches de modélisation de la turbulence. En effet, l'étape suivante consiste à expliciter un opérateur de séparation d'échelles et à modéliser le tenseur  $\underline{\tau}^{tur}$ , en fonction de la résolution physique et du gain en coût de calcul que l'on souhaite obtenir.

### C.3.2 L'approche Reynolds Averaged Navier Stokes

L'approche Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) repose sur une description statistique de l'écoulement. L'opérateur de séparation d'échelles est alors un opérateur de moyenne statistique qui est assimilé en pratique à un opérateur de moyenne temporelle en faisant l'hypothèse d'ergodicité. Le champ résolu est donc le champ moyen et le champ non résolu est le champ fluctuant. L'opérateur de moyenne possède par ailleurs la propriété d'idempotence  $\overline{\overline{ab}} = \overline{ab}$  ce qui permet de réduire le tenseur  $\underline{\tau}^{tur}$  au tenseur de Reynolds :

$$\underline{\tau}^{RANS} = \underline{\tau}_{Re} = \bar{\rho} \widetilde{\mathbf{u}''} \otimes \widetilde{\mathbf{u}''} \quad (\text{C.21})$$

Les modèles RANS s'attachent donc à modéliser le tenseur de Reynolds afin de fermer le système des équations de Navier Stokes moyennées et donc le résoudre. Les modèles RANS les plus communs reposent sur l'hypothèse de Boussinesq qui suppose que le tenseur de Reynolds est lié au champ moyen par le concept de viscosité turbulente  $\mu_t$  :

$$-\bar{\rho} \widetilde{\mathbf{u}''} \otimes \widetilde{\mathbf{u}''} + \frac{2}{3} \bar{\rho} \tilde{k} \mathbf{I} = \mu_t \left( \nabla \tilde{\mathbf{u}} + (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \mathbf{I} \right) \quad (\text{C.22})$$

L'analogie avec la viscosité moléculaire est évidente, on notera malgré cela que la viscosité turbulente est une propriété de l'écoulement et non du fluide. La définition de la viscosité turbulente permet d'exprimer la conductivité turbulente via l'introduction du nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$  :

$$Pr_t = \frac{\mu_t Cp}{\kappa^{tur}} \quad (\text{C.23})$$

La valeur généralement admise pour les modèles RANS est  $Pr_t = 0,9..$

Les modèles RANS classiques ont donc pour but de fournir une expression de  $\mu_t$  en fonction du champ moyen de manière à pouvoir résoudre le système. Pour cela, différentes méthodes sont explorées : les modèles algébriques, les modèles à équations de transport d'une ou plusieurs variables turbulentes.

Des modèles RANS plus avancés s'affranchissent de l'hypothèse de Boussinesq. Parmi ces modèles, les modèles Algebraic Reynolds Stress Models (ASM) et Explicit Algebraic Reynolds Stress Models (EARSM) proposent relier le tenseur de Reynolds au tenseur des taux de déformations par une relation non linéaire (contrairement à l'hypothèse de Boussinesq, voir équation (C.22)). Le développement des termes non linéaires se base sur des données expérimentales et des analyses des termes des équations de transport des tensions de Reynolds. Cette classe de modèle ne nécessite pas l'introduction d'équations de transport supplémentaires (on peut considérer qu'il s'agit d'une formulation non linéaire d'un modèle linéaire, tout modèle formulé avec l'hypothèse de Boussinesq peut potentiellement être exprimé selon un tel formalisme), ce qui limite leur coût.

Enfin, les modèles RANS les plus avancés sont les modèles à équations de transport des tensions de Reynolds. On renvoie le lecteur à l'ouvrage de Piquet [140] pour une description détaillée de la plupart des modèles existants.

Dans le cadre de la thèse, les calculs RANS ont été effectués avec le code **elsA**. Nous nous sommes intéressés aux modèles suivants :

- Le modèle de Spalart Allmaras (SA) [162]. Dans ce cas, la viscosité turbulente est calculée suivant  $\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}$  où  $f_{v1}$  est une fonction d'amortissement. L'équation de transport de  $\rho \tilde{\nu}$  a été construite de manière heuristique et calibrée sur des écoulements de plus en plus complexes par l'ajout de termes correctifs. Ce modèle est couramment utilisé dans l'industrie avec succès, mais il présente une propension à prédire des décollements de taille trop importante du fait d'une tendance à surestimer la viscosité turbulente au centre des tourbillons. Un terme supplémentaire de correction de rotation et de courbure a été ajouté au modèle de Spalart Allmaras (SARC) [157] afin de supprimer la diffusion excessive dans les tourbillons.
- Le modèle  $k - \omega$  de Wilcox [180] est très populaire et a été utilisé dans de nombreux cas industriels avec succès. Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et du taux de dissipation visqueuse  $\omega$  sont introduites, et la viscosité turbulente est calculée selon  $\mu_t = \frac{\rho k}{\omega}$ . Cependant, le traitement de l'équation de transport du taux de dissipation visqueuse  $\omega$  loin des parois pose des problèmes de robustesse.
- Le modèle  $k - \omega$  de Menter [117] permet de s'affranchir des problèmes de robustesse du modèle de Wilcox. Ce modèle propose de remplacer l'équation de transport de  $\omega$  par l'équation de transport de la dissipation visqueuse  $\epsilon$  loi des parois. Il est utilisé dans notre étude avec la correction Shear Stress Transport (SST) qui permet de limiter la valeur de  $\mu_t$  afin d'éviter la surestimation des efforts de cisaillement en présence de gradients de pression positifs.
- Les modèles non linéaires ASM de Shih, Zhu et Lumley [155] dans sa formulation bi-couche ainsi que le modèle k-kL EARSM de Wallin et Johansson [174] dans sa version bas Reynolds ont été testés afin de tirer parti de leur capacité à prédire les écoulements anisotropes pour un coût modéré.
- Le modèle à équations de transport des tensions de Reynolds de Speziale, Sarkar et Gatski (RSM-SSG) [165] a aussi été utilisé. Ce modèle met en jeu les six équations de transport des tensions de Reynolds ainsi que l'équation de transport de  $\omega$  du modèle de Wilcox pour calculer l'échelle de dissipation visqueuse. Ce modèle ne fait par conséquent plus l'hypothèse de Boussinesq, ce qui le rend théoriquement capable de reproduire des écoulements anisotropes. Dans le cadre des travaux de thèse, il a été utilisé dans sa version bas Reynolds avec fonctions d'amortissement en proche paroi.

### C.3.3 L'approche Large Eddy Simulation

Dans l'approche Large Eddy Simulation, on choisit de résoudre les structures les plus énergétiques de l'écoulement et de modéliser les structures dissipatives plus petites, au comportement supposé universel. L'opérateur de séparation des échelles est alors un filtre passe bas dans l'espace des nombres d'ondes. La cascade d'énergie représentée sur la figure C.1 permet de visualiser les parties du spectre turbulent résolues et modélisées dans le cadre de l'approche LES.

Cependant, la notion de filtre passe bas de séparation des échelles dans le domaine des nombres d'ondes n'est en général qu'une approche théorique de la LES. Dans la plupart des codes existants, le filtrage se fait implicitement dans l'espace physique, le maillage jouant le rôle de filtre. Cela conduit à un filtre inhomogène selon les directions de l'espace, dont la longueur de coupure varie selon la direction considérée :  $\Delta_i$  dans la direction  $i$ . La taille caractéristique du filtre est prise égale à la taille caractéristique de maille définie par  $\Delta = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z}$ , ce qui conduit à une longueur de coupure  $\Delta_c = 2\Delta$  en vertu du théorème de Shannon. Selon la décomposition (C.15), le terme non résolu est donc la partie qui n'est pas captée par le maillage. Pour cette raison, elle est appelée partie "sous maille". Ceci implique des tailles de maillage importantes à hauts nombres de Reynolds ce qui rend la LES encore difficilement envisageable sur des cas industriels.

Une fois l'opération de filtrage réalisée, vient l'étape de modélisation des échelles non résolues. Le tenseur modélisé par les modèles sous maille LES est :

$$\underline{\boldsymbol{\tau}}^{SGS} = \underline{\mathbf{L}} + \underline{\mathbf{C}} + \boldsymbol{\tau}_{Re} \quad (\text{C.24})$$

$$= \bar{\rho}(\widetilde{\tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}} - \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) + \bar{\rho}(\widetilde{\tilde{\mathbf{u}} \otimes \mathbf{u}''} - \widetilde{\mathbf{u}'' \otimes \tilde{\mathbf{u}}}) + \bar{\rho} \widetilde{\mathbf{u}'' \otimes \mathbf{u}''} \quad (\text{C.25})$$

Sagaut [148] a introduit une classification des modèles sous maille, suivant l'approche qu'ils mettent en oeuvre.

Les modèles structurels tentent d'approcher la structure mathématique du tenseur sous maille  $\underline{\boldsymbol{\tau}}^{SGS}$ . Pour cela, il faut estimer la forme des échelles non résolues, soit à partir de développements en série, soit plus généralement en extrapolant les caractéristiques des échelles résolues les plus fines au moyen de l'hypothèse de similarité d'échelles introduite par Bardina *et al.* [15]. Ces modélisations présentent généralement un haut niveau de corrélation avec le tenseur sous-maille exact obtenu à partir de DNS filtrées. Les modèles de type "déconvolution approchée" peuvent également être classés dans cette catégorie.

Les modèles fonctionnels s'attachent quant à eux à reproduire le comportement physique des échelles non résolues à travers la modélisation du terme  $\boldsymbol{\tau}^{SGS}$ . La formulation de ces modèles repose donc sur des analyses très fines de la turbulence, et notamment sur la théorie de la cascade de Kolmogorov présentée en C.3. Le caractère purement dissipatif des échelles non résolues conduit à introduire la notion de viscosité sous maille  $\mu_{sm} = \bar{\rho} \nu_{sm}$ , de manière analogue à l'hypothèse de Boussinesq utilisée dans l'approche RANS :

$$\underline{\boldsymbol{\tau}}^{SGS} - \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\boldsymbol{\tau}}^{SGS}) \mathbf{I} = -\bar{\rho} \nu_{sm} \left( \nabla \tilde{\mathbf{u}} + (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \mathbf{I} \right) \quad (\text{C.26})$$

On souligne ici que, malgré la ressemblance formelle des équations (C.22) et (C.26), les quantités mises en jeu sont essentiellement différentes, la viscosité turbulente et la viscosité sous maille traduisent des processus physiques totalement différents.

On introduit alors le nombre de Prandtl sous maille  $Pr_{sm}$  pour fermer l'équation de transport de l'énergie :

$$Pr_{sm} = \frac{\mu_{sm} C_p}{\kappa_{tur}} \quad (\text{C.27})$$

On suppose  $Pr_{sm} = Pr = 0,72$ .

On renvoie le lecteur à l'ouvrage de Sagaut [149] pour une description des principaux modèles disponibles dans la littérature.

Dans le cadre de la thèse, le modèle d'échelles mixtes sélectif a été utilisé. Ce modèle, proposé par Sagaut [148] et étendu aux écoulements compressibles par Lenormand *et al.* [100], utilise à

la fois des informations en provenance des échelles résolues et de l'énergie cinétique à la coupure  $q_c$  :

$$\nu_{sm}^\alpha = C_m(\alpha) |\tilde{S}(\mathbf{x}, t)|^\alpha |q_c^2(\mathbf{x}, t)|^{\frac{1-\alpha}{2}} \Delta_c^{1+\alpha} \quad (\text{C.28})$$

avec  $\tilde{S} = \tilde{D} - 1/3 \text{tr}(\tilde{D})$ ,  $\alpha$  un paramètre,  $\Delta_c$  la longueur de coupure et  $q_c$  l'énergie cinétique des plus petites échelles résolues, obtenue au moyen d'un filtre test ( $\check{\cdot}$ ) de longueur de coupure  $\check{\Delta} > \Delta$  :

$$q_c^2(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} (\tilde{u}_i - \check{u}_i)(\tilde{u}_i - \check{u}_i) \quad (\text{C.29})$$

Un filtre discret très simple est utilisé. En indiquant par  $j + 1$  (resp.  $j - 1$ ) la cellule à droite (resp. à gauche) de la cellule  $i$  :

$$\check{u}_i \rfloor_j = \frac{\tilde{u}_i \rfloor_{j-1} + 2\tilde{u}_i \rfloor_j + \tilde{u}_i \rfloor_{j+1}}{4} \quad (\text{C.30})$$

Dans l'espace tridimensionnel, le filtre est obtenu par une triple multiplication tensorielle du filtre (C.30). La paramètre  $\alpha$  est pris égal à 0,5, ce qui implique une constante  $C_m = 0,06$ . Celle-ci est calculée de manière à obtenir un équilibre production/dissipation en turbulence homogène isotrope.

Dans le cas d'écoulements transitionnels ou présentant des zones laminares ou des parois, le modèle d'échelles mixtes et de manière plus générale la majorité des modèles issus de la modélisation fonctionnelle se révèlent trop dissipatifs. Afin de palier ce problème, le modèle précédent est couplé au senseur structurel proposé par David [31]. Celui-ci permet de faire tendre vers zéro la viscosité sous-maille dans les zones où elle n'est pas nécessaire.

### C.3.4 Les approches hybrides RANS/LES

La problématique du coût de calcul encore prohibitif de la LES a été mentionnée dans le paragraphe précédent, de même que l'apport de ce type de méthode du point de vue de la physique résolue en comparaison avec les méthodes RANS, qui, elles, sont peu onéreuses. D'autre part, l'expression (C.16) traduit le fait que, du point de vue formel, les approches RANS et LES sont identiques. Par conséquent, afin de réduire le coût de calcul des simulations tout en conservant un haut degré de résolution physique, l'idée des approches hybrides RANS/LES est de fusionner les deux méthodes en choisissant l'opérateur de séparation d'échelles – et donc le niveau de résolution physique – en fonction de la zone de l'écoulement traitée. C'est par exemple le cas de la Zonal Detached Eddy Simulation [34] qui propose de traiter les couches limites attachées dont le comportement est bien reproduit de manière peu coûteuse en RANS, et les zones décollées de l'écoulement en LES. Or, comme nous l'avons vu, si le formalisme des approches RANS et LES est identique, les tenseurs  $\underline{\tau}^{RANS}$  et  $\underline{\tau}^{SGS}$  ne traduisent pas les mêmes processus physiques. C'est tout l'enjeu des méthodes hybrides qui doivent permettre de passer d'échelles non résolues modélisées via un tenseur de type  $\underline{\tau}^{tur} = \underline{\tau}^{RANS}$  à des échelles non résolues modélisées via un tenseur de type  $\underline{\tau}^{tur} = \underline{\tau}^{SGS}$ , et vice versa, alors que ces deux tenseurs ne contiennent pas la même information physique.

### C.3.5 Conclusion sur la modélisation de la turbulence

Les approches DNS, RANS, LES proposent chacune un niveau de restitution des échelles de la turbulence bien différent. Comme illustré sur la figure C.2 qui représente l'énergie associée aux structures turbulentes en fonction de leur nombre d'onde (on parle de spectre turbulent), toutes les échelles turbulentes sont résolues en DNS, ce qui rend cette approche très coûteuse. A l'opposé, l'approche RANS modélise la totalité du spectre turbulent, ce qui la rend très accessible informatiquement mais peu adaptée aux écoulements instationnaires complexes. Enfin, les approches LES et RANS/LES proposent un compromis entre la part du spectre turbulent résolu et le coût de calcul.

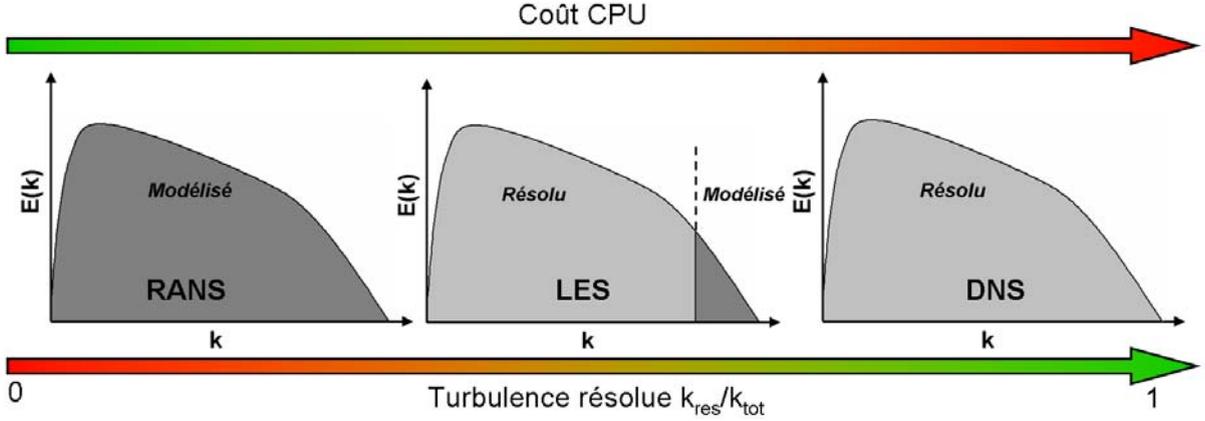


Fig. C.2 – Les différentes approches de simulation des écoulements turbulents

D'autre part, on peut récrire manière condensée les équations de Navier Stokes sous l'influence d'un opérateur d'échelles (RANS ou LES) de la manière suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{\mathbf{F}}(\mathbf{u}) - \nabla \cdot \underline{\mathbf{F}}^v(\mathbf{u}) = 0 \quad (\text{C.31})$$

où l'on a introduit le vecteur des variables conservatives  $\mathbf{q}$ , la matrice des flux non visqueux (ou convectifs)  $\underline{\mathbf{F}}(\mathbf{u})$  et la matrice des flux visqueux  $\underline{\mathbf{F}}^v(\mathbf{u})$  :

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_1 \\ \bar{\rho} \tilde{u}_2 \\ \bar{\rho} \tilde{u}_3 \\ \bar{\rho} \tilde{E} \end{bmatrix}; \quad \underline{\mathbf{F}}(\mathbf{u}) = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \tilde{u}_i \\ \bar{\rho} \tilde{u}_1 \tilde{u}_i + \bar{p} \delta_{1i} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_2 \tilde{u}_i + \bar{p} \delta_{2i} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_3 \tilde{u}_i + \bar{p} \delta_{3i} \\ \bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_i + \bar{p} \tilde{u}_i \end{bmatrix}_{i=1,2,3}; \quad \underline{\mathbf{F}}^v(\mathbf{u}) = \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{\tau}_{1i} + \tau_{1i}^{tur} \\ \tilde{\tau}_{2i} + \tau_{2i}^{tur} \\ \tilde{\tau}_{3i} + \tau_{3i}^{tur} \\ q_{hi} + q_{hi}^{tur} + (\tilde{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{tur}) \tilde{u}_{ij} \end{bmatrix}_{i=1,2,3} \quad (\text{C.32})$$

## C.4 Résolution des équations de Navier Stokes

Le système d'équations de Navier Stokes (avec ou sans application d'un opérateur de séparation d'échelles) régissant le problème de mécanique continu est un système d'équations aux dérivées partielles dont la solution exacte n'est pas connue (c'est un problème ouvert de mathématiques). Ainsi, la résolution numérique de ces équations s'effectue en deux temps :

1. Une étape de discrétisation spatiale permet de passer du système continu d'équations aux dérivées partielles à un système d'équations différentielles ordinaires,
2. Ce système d'équations différentielles ordinaires est transformé en une suite récurrente par intégration temporelle, ce qui permet d'obtenir le champ  $\mathbf{q}$  en chaque point de discrétisation spatiale à chaque instant de discrétisation temporelle

Les deux paragraphes de cette partie décrivent les principales approches existantes permettant de mener à bien ces deux étapes de discrétisation. L'accent est mis sur les méthodes mises en oeuvre au sein des codes utilisés au cours de la thèse.

### C.4.1 Discrétisation spatiale

La méthode des volumes finis permet d'obtenir une forme intégrale des équations afin de les discrétiser<sup>1</sup>. Pour cela, on tire parti de la forme conservative des équations de Navier Stokes

<sup>1</sup>D'autres méthodes existent pour discrétiser des équations sur un domaine discontinu, mais sont peu ou pas utilisées en mécanique des fluides car non adaptées aux géométries complexes (différences finies), à la nature hyperbolique des équations de Navier Stokes (éléments finis) ou encore trop coûteuses en mémoire (méthodes de Galerkin discontinues).

en intégrant le système (C.31) sur un volume  $\Omega$  de frontière  $S$  et de normale  $\mathbf{n}$ . Le théorème d'Ostrogradski donne :

$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} d\Omega + \iint_S (\mathbf{F} - \mathbf{F}^v) \cdot \mathbf{n} dS = \mathbf{0} \quad (\text{C.33})$$

On se place ensuite dans un domaine spatial discret : le domaine spatial continu est découpé en mailles, ou cellules  $ijk$  de forme hexaédrique et de volume  $\Omega_{ijk}$ . Dans le cadre de l'approche cell center, on considère que la valeur de  $\mathbf{q}$  est constante sur l'ensemble de la cellule  $ijk$  et que les flux  $\mathbf{F}_{ijk}$  et  $\mathbf{F}_{ijk}^v$  sont constants sur chacune des 6 facettes de la cellule  $ijk$ . On peut donc récrire le bilan (C.33) sur la cellule  $ijk$  de la manière suivante :

$$\frac{\partial \Omega_{ijk} \mathbf{q}_{ijk}}{\partial t} + \sum_{l=1}^6 (\mathbf{F}_{ijk} - \mathbf{F}_{ijk}^v) S_l = \mathbf{0} \quad (\text{C.34})$$

où les  $S_l$  sont les surfaces des facettes de la cellule.

La formulation (C.34) montre qu'il faut évaluer les flux sur chaque facette des cellules afin de se ramener à un système d'équations aux dérivées ordinaires intégrable en temps. Pour cela, les méthodes couramment utilisées tirent parti de la nature physique des flux mis en jeu : les flux convectifs et les flux visqueux sont traités différemment.

### Discrétisation des flux visqueux

Les flux visqueux, de par leur nature dissipative, sont discrétisés selon un schéma centré d'ordre 2 stipulant que la valeur du flux visqueux à l'interface est égale à la moyenne arithmétique des valeurs des flux de part et d'autre de l'interface entre les cellules  $ijk$  et  $ijk + 1$  :

$$\iint_{S_l} \mathbf{F}^v \cdot \mathbf{n} dS = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_{\Omega_{ijk}}^v + \mathbf{F}_{\Omega_{ijk+1}}^v) \cdot \mathbf{n}_{S_l} \quad (\text{C.35})$$

où  $\mathbf{n}_{S_l}$  est la normale à la surface  $S_l$ .

Afin de calculer l'expression (C.35), il faut calculer les gradients de vitesse et température intervenant dans l'expression des flux au centre des cellules  $\Omega_{ijk}$  et  $\Omega_{ijk+1}$ . Pour cela, on utilise une fois de plus le théorème d'Ostrogradski :

$$\nabla \mathbf{u} \simeq \sum_{l=1}^6 \frac{1}{\Omega_{ijk}} \iint_{\Omega} \nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \left[ \frac{(u_i]_{j+1} + u_i]_j)/2 - (u_i]_j + u_i]_{j-1})/2}{\Delta_i} \right]_{i=1,2,3} \quad (\text{C.36})$$

où l'on a indicé par  $j + 1$  (resp.  $j - 1$ ) la cellule à droite (resp. à gauche) de la cellule  $\Omega_{ijk}$ .

### Discrétisation des flux convectifs

Les flux convectifs subissent un traitement plus complexe du fait de leur non linéarité. Pour obtenir une valeur unique du flux à l'interface  $S_l$  à partir des variables conservatives à gauche et à droite de celle-ci, il faut résoudre un problème de Riemann à l'aide d'un solveur approché. Deux types de schémas peuvent être utilisés : les schémas centrés et les schémas décentrés.

**Schémas centrés pour les flux convectifs** Les schémas centrés utilisés pour discrétiser les flux convectifs sont exprimés comme la somme d'un schéma centré similaire à (C.35) et d'un terme de dissipation numérique. En effet, le schéma centré (C.35) est inconditionnellement instable dans le cas des flux convectifs et nécessite l'ajout d'un terme de dissipation. La formulation générique de ce type de schéma est donc :

$$\iint_{S_l} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_{\Omega_{ijk}} + \mathbf{F}_{\Omega_{ijk+1}}) \cdot \mathbf{n}_{S_l} - D_{S_l} \quad (\text{C.37})$$

Dans le cadre de la thèse, pour les calculs RANS avec le code **elsA**, le schéma du second ordre de Jameson a été utilisé. Ce dernier fait intervenir deux termes dans l'expression de la

viscosité artificielle. Un terme de dissipation non linéaire d'ordre 2 (contrôlé par le coefficient  $k^{(2)}$ ) est utilisé pour permettre la capture des discontinuités, typiquement les ondes de choc, en réduisant la précision locale du schéma. Un terme de dissipation linéaire d'ordre 4 (contrôlé par le coefficient  $k^{(4)}$ ) est utilisé afin de supprimer les oscillations haute fréquence qui ne sont pas amorties par un schéma centré. Dans les calculs subsoniques présentés, les valeurs des paramètres de viscosité artificielle ont été choisis conformément aux valeurs couramment utilisées pour ce type de cas :  $k^{(2)} = 0$  et  $k^{(4)} = 0,016$ .

**Schémas décentrés pour les flux convectifs** Ces schémas tirent parti des propriétés des flux convectifs qui propagent l'information selon des directions privilégiées (théorie des caractéristiques). Les solveurs basés sur des schémas décentrés appartiennent généralement à deux familles : les schémas du type *Flux Difference Splitting* (FDS) (Roe, Osher...) et les schémas du type *Flux Vector Splitting* (FVS) (Van Leer...). Les schémas FVS sont généralement plus robustes dans le cas d'ondes de choc et de détente de forte intensité mais leur précision est souvent moindre. Les schémas FVS de la famille AUSM (*Advection Upstream Splitting Method*) ont suscité un grand intérêt car ils ont permis de simuler une grande variété d'écoulements (turbulents, réactifs, hypersoniques...). En effet, les modifications introduites par Liou [106] dans le schéma AUSM pour former le schéma AUSM+ ont permis à ce schéma FVS d'avoir la précision des schémas FDS dans le traitement de la discontinuité de contact et la robustesse des schémas FVS dans le cas d'ondes de choc ou de détente.

Les calculs LES présentés dans ce mémoire ont été réalisés avec le code Flu3M en utilisant le schéma AUSM+(P) développé par Edwards & Liou [50] dans sa variante sans capture de choc développée par Mary & Sagaut [111]. L'idée de départ des schémas de la famille AUSM repose sur la décomposition des flux convectifs de la surface  $Sl$  ( $\underline{\mathbf{F}}]_{S_i}$ ) en un terme convectif ( $\underline{\mathbf{F}}^c]_{S_i}$ ) et un terme de pression ( $\underline{\mathbf{P}}]_{S_i}$ ) :

$$\underline{\mathbf{F}}]_{S_i} = \underline{\mathbf{F}}^c]_{S_i} + \underline{\mathbf{P}}]_{S_i} \quad (\text{C.38})$$

Pour illustrer l'expression du schéma AUSM+(P), on se place dans le cas particulier monodimensionnel. Dans ce cas, le vecteur des variables conservatives  $\mathbf{q}$  s'écrit

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \widetilde{u}_1 \\ \rho \widetilde{E} + \bar{p} \end{bmatrix} \quad (\text{C.39})$$

Le flux d'Euler s'écrit alors :

$$\underline{\mathbf{F}}^c]_{S_i} = \frac{[U_1]}{2} (\mathbf{q}]^G + \mathbf{q}]^D) - \Phi \max(U_{1int}, C_1 U_{ref}) (\mathbf{q}]^G - \mathbf{q}]^D) + \frac{1}{2} [0; p]{}^G + p]{}^D; 0]^T \quad (\text{C.40})$$

où  $[U_1]$  est une grandeur de la dimension d'une vitesse qui règle la dissipation du schéma :

$$[U_1] = \frac{1}{2} (u_1]{}^G + u_1]{}^D) - C_2 \frac{p]{}^G - p]{}^D}{\rho_{ref} U_{ref}} \quad (\text{C.41})$$

et  $U_{1int}$  est la vitesse normale à l'interface :

$$U_{1int} = \frac{u_1]{}^G + u_1]{}^D}{2} - \max(0, 1 - 2 \frac{u_1]{}^G + u_1]{}^D}{2c}) C_2 \frac{p]{}^G - p]{}^D}{\rho_{ref} U_{ref}} \quad (\text{C.42})$$

Les valeurs des constantes  $C_1$  et  $C_2$  sont choisies suivant les travaux de Mary [110] pour limiter la dissipation du schéma :

$$C_1 = C_2 = 0,04 \quad (\text{C.43})$$

Enfin, la variable  $\Phi$  est un senseur permettant d'accroître la précision du schéma tout en conservant sa robustesse. La valeur de  $\Phi$  est déterminée par la présence d'oscillations paire/impair inhérente aux schémas centrés : si le champ sur la cellule  $ijk$  est régulier, la valeur  $\Phi = 0$  est sélectionnée et le schéma est alors centré. En revanche, si des oscillations apparaissent, la valeur

$\Phi = 1$  est sélectionnée afin de l'amortir, le schéma est alors décentré.

Afin d'augmenter l'ordre des schémas, la procédure d'extrapolation *Monotone Upwind Schemes for Conservative Laws* (MUSCL) introduite par Van Leer [171] est utilisée. Cette procédure consiste à estimer les valeurs du champ de part et d'autre de l'interface au lieu d'utiliser la valeur au centre de la cellule pour la formule (C.40). En d'autres termes, on ne suppose plus le champ constant par morceaux mais linéaire par morceaux. La procédure MUSCL est associée à l'utilisation d'un limiteur de pente qui permet de limiter les oscillations parasites à proximité des discontinuités en évitant la création de gradients trop importants (critère *Total Variation Diminishing* TVD de Harten [68]).

### C.4.2 Intégration temporelle

À l'issue de l'étape de discrétisation spatiale, les équations de Navier Stokes peuvent s'écrire sous la forme d'un système d'équations ordinaire :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{q}_{ijk}}{dt} &= -\frac{1}{\Omega_{ijk}} \sum_{i=1}^6 [\mathbf{F}(\mathbf{q}_{ijk}) + \mathbf{F}^v(\mathbf{q}_{ijk})] \cdot \mathbf{n}_{S_i} \\ &= -\frac{1}{\Omega_{ijk}} \sum_{i=1}^6 [\mathbf{F}_{ijk,l} - \mathbf{F}_{ijk,l}^v] \\ &= -\frac{1}{\Omega_{ijk}} \mathbf{R}_{ijk} \end{aligned} \quad (\text{C.44})$$

où  $\Omega_{ijk}$  est le volume de la cellule  $ijk$  et  $S_l$  sa surface. On a introduit le vecteur résidu  $\mathbf{R}_{ijk}$  pour simplifier la notation.

L'objectif des méthodes d'intégration temporelles est alors de résoudre le système (C.44). Pour cela, la solution exacte  $\mathbf{q}_{ijk}(t)$  est remplacée par une suite  $(\mathbf{q}_{ijk})_n$  de valeurs discrètes aux différents instants  $t_n = n \Delta t$ .

Pour calculer la suite  $(\mathbf{q}_{ijk})_n$ , on peut utiliser des méthodes explicites, où le calcul de  $\mathbf{q}_{ijk}^{n+1}$  ne fait intervenir que  $\mathbf{q}_{ijk}^n$ . La donnée de la condition initiale  $\mathbf{q}_0$  permet alors de remonter à la solution  $(\mathbf{q}_{ijk})^n$ . Ces méthodes faciles à mettre en oeuvre peuvent être d'ordre élevé en temps, en revanche elles sont soumises à une contrainte de stabilité (dite contrainte Courant Friedrich Levy - CFL) limitant le pas de temps utilisé. Cette contrainte s'écrit :

$$\Delta t < CFL_{max} \frac{\Delta}{|u| + c} \quad (\text{C.45})$$

où  $\Delta$  est la taille de maille caractéristique du maillage,  $u$  la vitesse caractéristique de l'écoulement,  $c$  la vitesse du son et  $CFL_{max}$  une constante dépendant du schéma d'intégration choisi.

Toutefois, dans le cas de simulations instationnaires où des phénomènes à relativement basse fréquence sont présents, le pas de temps imposé par la condition de stabilité d'un schéma explicite est trop petit pour permettre de simuler des écoulements sur des temps longs. Il apparaît alors comme nécessaire d'avoir recours à des schémas d'intégration temporelle implicites inconditionnellement stables. En effet, ce choix peut donner lieu à des gains importants en temps de calcul. Dans notre cas, une LES avec un schéma implicite peut prendre jusqu'à 5 fois moins de temps que la même simulation en intégration explicite [30].

### Schéma Backward Euler pour les calculs RANS

La méthode d'intégration choisie pour les calculs RANS est le schéma Backward Euler, qui s'écrit :

$$\mathbf{q}_{ijk}^{n+1} - \mathbf{q}_{ijk}^n = -\frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \mathbf{R}_{ijk}^{n+1} \quad (\text{C.46})$$

La résolution de ce système repose alors sur la linéarisation des flux contenus dans le résidu implicite  $\mathbf{R}_{ijk}^{n+1}$ , ce qui est fait en négligeant les termes de degré supérieur à 2 en temps dans son développement de Taylor :

$$\mathbf{R}_{ijk}^{n+1} = \mathbf{R}_{ijk}^n + \left. \frac{\partial \mathbf{R}_{ijk}}{\partial \mathbf{q}_{ijk}} \right|_n \Delta \mathbf{q}_{ijk}^{n+1} + \mathcal{O}(\Delta t^2) \quad (\text{C.47})$$

avec  $\Delta \mathbf{q}_{ijk}^{n+1} = \mathbf{q}_{ijk}^{n+1} - \mathbf{q}_{ijk}^n$ .

En introduisant la matrice jacobienne des flux  $\underline{\mathbf{J}}_{ijk}^n$ , on peut alors récrire le système (C.46) sous la forme :

$$\left( \frac{\Omega_{ijk}}{\Delta t} \mathbf{I} + \underline{\mathbf{J}}_{ijk}^n \right) \Delta \mathbf{q}_{ijk}^{n+1} = -\mathbf{R}_{ijk}^n \quad (\text{C.48})$$

où  $\mathbf{R}_{ijk}^n$  est appelé résidu explicite, dont la valeur à l'instant  $n$  est connue grâce aux méthodes d'intégration spatiale présentées plus haut.

Le calcul des matrices jacobienes des flux est coûteux et conduit à une matrice mal conditionnée qui rend la résolution délicate. C'est pourquoi des expressions approchées des matrices jacobienes des flux sont utilisées afin de simplifier les calculs. Les matrices des flux sont simplifiées par la méthode LU-SSOR dans **elsA**.

La résolution du système linéaire simplifié est finalement effectuée en utilisant une méthode de sous-itérations (le système est résolu pour des pas de temps intermédiaires entre  $t^n$  et  $t^{n+1}$  jusqu'à convergence de  $\mathbf{q}_{ijk}^{n+1}$ ) pour augmenter la précision en temps. Ces résolutions sont effectuées à l'aide d'une factorisation LU. On obtient ainsi les termes de la suite  $(\mathbf{q}_{ijk})_n$  qui représente l'évolution du champ aérodynamique au cours du temps en chaque point de maillage. Dans le cas de calculs RANS stationnaires, on considère le temps comme un paramètre itératif qui permet de converger vers une solution stationnaire (méthode "pseudo-instationnaire"). On obtient alors un schéma d'ordre 1 en temps.

### Schéma de Gear pour les calculs LES

Les calculs LES nécessitent une meilleure précision en temps que les calculs RANS. Dans le cadre des simulations effectuées avec le code Flu3M présentées dans ce mémoire, le schéma d'ordre 2 de Gear a été utilisé. Dans ce cas, le système à résoudre s'écrit :

$$\frac{3}{2} \Delta \mathbf{q}_{ijk}^{n+1} - \frac{1}{2} \Delta \mathbf{q}_{ijk}^n = -\frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \mathbf{R}_{ijk}^{n+1} \quad (\text{C.49})$$

La résolution implicite de ce système suit un cheminement similaire à celui fait pour le schéma Backward Euler pour les calculs RANS :

1. Les flux sont linéarisés à partir de leur développement de Taylor en négligeant les termes d'ordre supérieur à 2 en temps ;
2. Les matrices Jacobiennes des flux sont simplifiées par la méthode de Coakley pour les flux visqueux, et par une approche Linearized Conservative Implicit (LCI) de Yee [185] couplée à un renforcement de la diagonale selon la méthode de Jameson & Turkel [77] pour les flux convectifs ;
3. Le système est résolu par un algorithme de sous itérations qui permet d'obtenir un ordre 2 en temps. Le système est résolu par une factorisation LU à chaque sous itération.

L'utilisation de schémas implicites pour les calculs instationnaires est sujette à discussion. Néanmoins, de nombreuses études ont montré la pertinence de ces schémas dans ce contexte (DNS de Choi et Moin [29], travaux de thèse de Dandois [30], travaux de thèse de Pamiès [132], travaux de thèse de Weiss [178, 177], etc.). En particulier, ces travaux ont montré que le choix du pas de temps doit être effectué de manière à respecter :

$$\frac{CFL_{max}}{N_{\text{sous-itérations}}} \leq 4 \quad (\text{C.50})$$

et le nombre des sous-itérations de l'algorithme de résolution est fixé de manière à vérifier, *a posteriori*, la décroissance d'au moins un ordre de grandeur en norme  $L_2$  des résidus entre chaque pas de temps.

### C.4.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites permettent d'assurer l'interaction entre le domaine de calcul et l'extérieur en donnant des informations sur les variables aux bornes du domaine de calcul. On rencontre plusieurs types de conditions aux limites : les frontières matérielles (parois), les frontières perméables (type entrée-sortie), les raccords informatiques, les conditions de symétrie, etc. Parmi les frontières perméables, on distinguera les conditions aux limites à l'infini et, dans le cas de la LES, la condition d'entrée de turbulence pariétale qui fait l'objet d'un traitement particulier.

#### Le traitement des parois

Les parois sont traitées en faisant l'hypothèse de paroi adhérente adiabatique. En effet, en plus de la condition visqueuse d'adhérence à la paroi, on suppose qu'aucun flux de chaleur ne traverse les parois, ce qui s'exprime de la façon suivante :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{paroi}} = 0 \quad \mathbf{u}|_{\text{paroi}} = \mathbf{0} \quad (\text{C.51})$$

On s'autorise néanmoins dans certains cas à traiter les parois en glissement, la condition ci-dessus devient alors :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{paroi}} = 0 \quad \mathbf{u}|_{\text{paroi}} = \mathbf{u}|_{\text{fluide}} \quad (\text{C.52})$$

#### Les frontières perméables à l'infini

Les conditions aux limites dans le cas de frontières perméables éloignées de la zone d'intérêt du calcul sont introduites de manière à borner le domaine de calcul. Elles sont traitées de manière à respecter la physique de l'écoulement en se basant sur la théorie des caractéristiques : on impose un flux à l'interface de manière à respecter la propagation des informations. Pour calculer ces flux, on impose un état  $\mathbf{q}_\infty$  sur une rangée de cellules fictives définie du côté extérieur de la frontière considérée.

#### La condition d'entrée de turbulence pariétale LES

La condition d'entrée de turbulence pariétale pour un calcul LES est déterminante. En effet, cette condition doit respecter les propriétés de la couche limite turbulente instationnaire à laquelle elle se rapporte. De plus, ce type de méthode conduit à l'apparition d'une zone d'adaptation de l'écoulement entre la frontière d'entrée et la zone où le champ turbulent généré possède des corrélations réalistes. Le second enjeu des méthodes de génération de turbulence pariétale est donc de limiter au maximum la taille de cette zone tampon afin de limiter le coût de calcul.

Deux méthodes de génération de condition d'entrée sont disponibles dans le code Flu3M :

- La méthode de recyclage/remise à l'échelle de Lund [108]. Cette approche consiste à imposer en entrée du domaine de calcul un plan extrait en aval de celui-ci, après l'avoir remis à l'échelle. La principal défaut de cette approche est qu'elle introduit une fréquence parasite au sein de l'écoulement, correspondant à la fréquence de recyclage du plan extrait. Par conséquent, des méthodes ont été introduites pour limiter cet effet (basées sur l'ajout d'un décalage transverse). Toutefois, cette méthode nécessite une région d'équilibre de l'écoulement pour positionner le plan d'extraction, ce qui limite son champ d'application. Par ailleurs, la question de l'initialisation du champ se pose.

- La Synthetic Eddy Method de Jarrin *et al.* [78] modifiée par Pamiès *et al.* [132, 133] permet de reconstruire un signal turbulent instationnaire à partir de données statistiques d'ordre élevé et de séquences aléatoires. En pratique, il s'agit de superposer des structures turbulentes distribuées aléatoirement en temps et en espace et de les coupler à la prescription d'un tenseur de Reynolds afin de recréer un signal de vitesse possédant des corrélations réalistes. Dans la modification de la SEM proposée par Pamiès *et al.* [132, 133], les échelles spatiales et temporelles des structures turbulentes (ou modes) imposées sont réparties suivant la distance à la paroi afin de respecter la structure d'une couche limite turbulente. Dans ses travaux de thèse, Pamiès [132] a montré que l'on récupère une couche limite réaliste en aval de la condition d'entrée à une distance d'environ six à huit épaisseurs de couche limite d'entrée.

Pour les simulations présentées dans le mémoire, c'est la SEM qui a été retenue du fait de sa plus grande flexibilité et de sa capacité à prendre en charge un champ transverse inhomogène tel que celui créé par les profils en incidence des cas tests retenus pour la thèse, la méthode de Lund n'étant pas adaptée à ce type de situation.

## C.5 Conclusion : récapitulatif des méthodes numériques utilisées

Dans cette partie, les fondements théoriques des simulations numériques en mécanique des fluides ont été rappelés, en décrivant plus particulièrement les méthodes utilisées pour les simulations présentées dans le mémoire. Les paramètres principaux des simulations sont récapitulées dans le tableau C.5

	Calculs RANS	Calculs LES
<b>Code</b>	<i>elsA</i>	Flu3M
<b>Turbulence</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Spalart Allmaras</li> <li>– Spalart Allmaras avec correction de rotation</li> <li>– <math>k - \omega</math> de Wilcox</li> <li>– <math>k - \omega</math> de Menter + SST</li> <li>– ASM bicouche de Shih, Zhu et Lumley</li> <li>– k-kL EARSM de Wallin et Johansson</li> <li>– RSM de Speziale, Sarkar et Gatski</li> </ul>	– Modèle de sous maille d'échelles mixtes sélectif
<b>Espace</b>	Schéma centré d'ordre 2 de Jameson	Schéma centré/décentré avec senseur AUSM+(P) d'ordre 2
<b>Temps</b>	Schéma Backward Euler implicite d'ordre 1	Schéma de Gear implicite d'ordre 2
<b>Limites</b>	Conditions d'adhérence et de frontières à l'infini	Conditions d'adhérence, de frontières à l'infini et Synthetic Eddy Method pour la turbulence pariétale en entrée

Tab. C.1 – Paramètres numériques des simulations



---

## Bibliographie

---

- [1] A.K. Abdulla, R.K. Bhargava, and R. Raj. An Experimental Study of Local Wall Shear Stress, Surface Static Pressure, and Flow Visualization Upstream, Alongside, and Downstream of a Blade Endwall Corner. *Journal of Turbomachinery*, 113(4) :626–632, 1991.
- [2] A.K. Abdulla and R. Raj. Three Dimensional Flow Structure in the Wake of a Wing Body Juncture. In *25th AIAA Fluid Dynamics Conference, 20-23 June 1994, Colorado Springs, Colorado, AIAA Paper 94-2289*, 1994.
- [3] A. Ahmed and M.J. Khan. Effect of Sweep on Wing Body Juncture Flows. In *33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 9-12 January 1995, Reno, Nevada, AIAA Paper 95-0868*, 1995.
- [4] N. Alin and C. Fureby. Large Eddy Simulation of Junction Vortex Flows. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 7-10 January 2008, Reno, Nevada, AIAA Paper 2008-668*, 2008.
- [5] D. Althaus. Wind Tunnel Measurements on Body and Wing Body Combinations. Technical report, Motorless Flight Research, NASA CR 2315, 1972.
- [6] M. Aly, C. Trupp, and D. Gerrard. Measurements and Prediction of a Fully Developed Turbulent Flow in an Equilateral Triangular Duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 85 :57–83, 1978.
- [7] D. Apsley and M. Leschziner. Investigation of Advanced Turbulence Models for the Flow in a Generic Wing/Body Junction. *Flow, Turbulence and Combustion*, 67 :25–55, 2001.
- [8] A.D. Arnott and L. Bernstein. The Aerodynamic Interaction at the Junction between a Forward Swept Wing and a Plate. *The Aeronautical Journal*, February :67–85, 2000.
- [9] A.D. Arnott, L. Bernstein, and D.G. Petty. A Note on the Pressure Drag of a Forward-Swept-Wing-Plate Junction. *The Aeronautical Journal*, August/September :281–284, 1996.
- [10] J.G. Bain and C.A.J. Fletcher. Predictions of Generic Wing Body Junction Flow Behaviour. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 50 :19–30, 1993.
- [11] C. J. Baker. The Laminar Horseshoe Vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 95(02) :347–367, 1979.
- [12] F. Ballio, C. Bettoni, and S. Franzetti. A Survey of Time-Averaged Characteristics of Laminar and Turbulent Horseshoe Vortices. *Journal of Fluids Engineering*, 120(2) :233–242, 1998.
- [13] T.J. Barber. An Investigation of Strut-Wall Intersection Losses. *Journal of Aircraft*, 15(10) :676–681, 1978.
- [14] D. Barberis and P. Molton. Etude du décollement tridimensionnel et de son contrôle par vélocimétrie laser et vélocimétrie par images de particules. Technical report, ONERA RT123/7078, 1999.

- [15] J. Bardina, J.H. Ferziger, and Reynolds.W.C. Improved subgrid scale models for large-eddy simulation. In *13th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Snowmass, Colorado, AIAA Paper 80-1357*, 1980.
- [16] L. Bernstein and S. Hamid. On the Effect of a Swept Wing Plate Junction Flow on the Lift and Drag. *The Aeronautical Journal*, August/September :293–305, 1995.
- [17] L. Bernstein and S. Hamid. On the Effect of a Strake Like Junction Fillet on the Lift and Drag of a Wing. *The Aeronautical Journal*, February :39–52, 1996.
- [18] A. Bertelrud, J. Szodruch, and J. Olsson. Flow Properties Associated with Wing Body Junctions in Wind Tunnel and Flight. In *International Congress of Aeronautical Sciences, Jerusalem, Israel, ICAS-88-4.3.3*, 1988.
- [19] J.C. Bonnin, T. Buchal, and W. Rodi. ERCOFTAC Workshop on Data Bases and Testing of Calculation Methods for Turbulent Flows. In *ERCOFTAC Bulletin No 28*, 1996.
- [20] P. Bradshaw. Turbulent Secondary Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19 :53–74, 1987.
- [21] G.M. Bragg. The Turbulent Boundary Layer in a Corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 36(3) :485–503, 1969.
- [22] M. Briley and H. McDonald. Analysis and Computation of Viscous Subsonic Primary and Secondary Flows. In *Computational Fluid Dynamics Conference, Williamsburg, Virginia; United States; 23-25 July 1979. pp. 74-88.*, 1979.
- [23] W.R. Briley and H. McDonald. Computation of Turbulent Horseshoe Vortex Past Swept and Unswept Wing Body Junctions. Technical report, Scientific Research Associates, Inc. SRA R 82-920001 F, 1982.
- [24] V. Brion. *Stabilité des paires de tourbillons contra-rotatifs : application au tourbillon de jeu dans les turbomachines*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Spécialité Mécanique, 2009.
- [25] J.P. Burg. *Maximum Entropy Spectral Analysis*. IEEE Press, New York, 1978.
- [26] B.S. Chang and F.B Gessner. Experimental Investigation of Flow About a Strut-Endwall Configuration. *AIAA Journal*, 29(12) :2105–2114, 1991.
- [27] H.C. Chen. Assessment of a Reynolds Stress Closure Model for Appendage/Hull Junction Flows. *Journal of Fluids Engineering*, 117 :557, 1995.
- [28] N. J. Cherry, R. Hillier, and M. E. M. P. Latour. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 144 :13–46, 1984.
- [29] H. Choi, P. Moin, and J. Kim. Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. *Journal of Fluid Mechanics*, 255 :503–539, 1993.
- [30] J. Dandois. *Contrôle des décollements par jet synthétique*. PhD thesis, Paris VI, 2007.
- [31] E. David. *Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1993.
- [32] D.B De Graaff and J.K. Eaton. Reynolds Number Scaling of the Flat Plate Turbulent Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 422 :319–346, 2000.
- [33] T.W.G. De Laet and R. Coene. Two Dimensional Vortex Motion in the Cross Flow of a Wing Body Configuration. *Journal of Fluid Mechanics*, 305 :93–109, 1995.
- [34] S. Deck. Zonal-Detached-Eddy Simulation of the Flow around a High-Lift Configuration. *AIAA Journal*, 43(11) :2372–2384, 2005.
- [35] S. Deck and P. Thorigny. Unsteadiness of an axisymmetric separating-reattaching flow : Numerical investigation. *Physics of Fluids*, 19(6) :065103–20, 2007.
- [36] S. Deck, P. Weiss, M. Pamiès, and E. Garnier. On the Use of Stimulated Detached Eddy Simulation (SDES) for Spatially Developing Boundary Layers. In Shia-Hui Peng and Werner Haase, editors, *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, volume 97, pages 67–76. Springer Berlin / Heidelberg, 2008.

- [37] J. Détery. Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires. Technical report, ONERA RT 121/7078 DAFE/N, 1999.
- [38] G. Deng. *Résolution des équations de Navier Stokes tridimensionnelles. Application au calcul d'un raccord plaque plane-aile*. PhD thesis, Université de Nantes, Spécialité Mécanique, Option Mécanique des Fluides, 1989.
- [39] G.B. Deng and M. Visonneau. Computation of a Wing Body Junction Flow with a New Reynolds Stress Turbulence Model. In National Academies Press, editor, *Symposium on Naval Hydrodynamics 22nd, Washington D.C.*, pages 691–707, 1999.
- [40] William J. Devenport, Michael C. Rife, Stergios I. Liapis, and Gordon J. Follin. The structure and development of a wing-tip vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 312 :67–106, 1996.
- [41] W.J. Devenport, N.K. Agarwal, M.B. Dewitz, and R.L. Simpson. Effects of a Leading Edge Fillet on the Flow Near and Past an Appendage Body Junction. *AIAA Journal*, 30(9) :2177–2183, 1992.
- [42] W.J. Devenport, N.K. Agarwal, M.B. Dewitz, R.L. Simpson, and K. Poddar. Effects of a Fillet on the Flow Past a Wing-Body Junction. *AIAA Journal*, 28(12) :2017–2024, 1990.
- [43] W.J. Devenport and R.L. Simpson. Time-dependent structure in wing-body junction flows. In Springer, editor, *Turbulent Shear Flows, Vol. 6*, 1989.
- [44] W.J. Devenport and R.L. Simpson. Time Dependent and Time Averaged Turbulence Structure Near the Nose of a Wing/Body Junction. *Journal of Fluid Mechanics*, 210 :23–55, 1990.
- [45] W.J. Devenport and R.L. Simpson. Flow Past a Wing Body Junction : Experimental Evaluation of Turbulence Models. *AIAA Journal*, 30(4) :873–881, 1992.
- [46] S.C. Dickinson. An Experimental Investigation of Appendage-Flat Plate Junction Flow, Vol. 1 : Description. Technical report, DTNSRDC-86/051, 1986.
- [47] S.C. Dickinson. Time Dependent Flow Visualisation in the Separated Region of an Appendage-Flat Plate Junction. *Experiments in Fluids*, 6 :140–143, 1988.
- [48] M. Drela and M.B. Giles. Viscous-inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils. *AIAA Journal*, 25 :1347–1355, 1987.
- [49] H.N.V. Dutt and S.R. Rajeswari. Wing Body Interference Using a Hybrid Panel Method. *Acta Mechanica*, 106 :111–126, 1994.
- [50] J.R. Edwards and M.S. Liou. Low-diffusion flux-splitting methods for flows at all speeds. *AIAA Journal*, 36(9) :1610–1617, 1998.
- [51] J.L. Fleming, R.L. Simpson, J.E. Cowling, and W.J. Devenport. An Experimental Study of a Turbulent Wing-Body Junction and Wake Flow. *Experiments in fluids*, 14 :366–378, 1993.
- [52] J.L. Fleming, R.L. Simpson, and W.J. Devenport. An Experimental Study of a Turbulent Wing-Body Junction and Wake Flow. Technical report, Virginia Polytechnic Institute and State University, VPI-AOE-179, Aerospace and Ocean Engineering Department, 1991.
- [53] B. Frohnäpfel, P. Lammers, J. Jovanović, and F. Durst. Interpretation of the mechanism associated with turbulent drag reduction in terms of anisotropy invariants. *Journal of Fluid Mechanics*, 577 :457–466, 2007.
- [54] S. Fu, Z. Xiao, H. Chen, Y. Zhang, and J. Huang. Simulation of Wing-Body Junction Flows with Hybrid RANS-LES Methods. In *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, volume 5, 2006.
- [55] Song Fu, Zhixiang Xiao, Haixin Chen, Yufei Zhang, and Jingbo Huang. Simulation of wing-body junction flows with hybrid RANS/LES methods. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(6) :1379–1390, 2007.

- [56] K. Fujii and S. Obayashi. Navier Stokes Calculations of Transonic Flows Over a Wing Fuselage Combination. *AIAA Journal*, 25(12) :1587–1596, 1987.
- [57] Semiu A. Gbadebo, Nicholas A. Cumpsty, and Tom P. Hynes. Three-Dimensional Separations in Axial Compressors. *Journal of Turbomachinery*, 127(2) :331–339, 2005.
- [58] F.B. Gessner. The Origin of Secondary Flow in Turbulent Flow Along a Corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 58(1) :1–25, 1973.
- [59] F.B. Gessner and A.F. Emery. A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flows. Part 1 : Development of the Model. *Journal of Fluids Engineering*, 98 :261–268, 1976.
- [60] F.B. Gessner, H.M. Eppich, and E.G. Lund. The Near Wall Structure of Turbulent Flow Along a Streamwise Corner. In *8th Symposium on Turbulent Shear Flows, Technical University of Munich, September 9-11, 1991*.
- [61] F.B. Gessner and J.K. Po. A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flows. Part 2 : Comparisons Between Theory and Experiment. *Journal of Fluids Engineering*, 98 :269–277, 1976.
- [62] M.C. Goody. *An Experimental Investigation of Pressure Fluctuations in Three Dimensional Turbulent Boundary Layers*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1999.
- [63] J.J. Gorski, T.R. Govindan, and B. Lakshminarayana. Computation of Three-Dimensional Turbulent Shear Flows in Corners. *AIAA Journal*, 23(5) :685–692, 1985.
- [64] T.R. Govindan and M.S. Briley, W.R. and Chang. Generalized Primary/Secondary Flow Analysis of Viscous Flow around Bodies at Incidence. In *29th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 7-10 January 1991, Reno, Nevada, AIAA Paper 91-0186*, 1991.
- [65] B.E. Green and J.L. Whitesides. Method for Designing Leading-Edge Fillets to Eliminate Flow Separation. *Journal of Aircraft*, 40(2) :282–289, 2003.
- [66] S. I. Green and A. J. Acosta. Unsteady flow in trailing vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 227(-1) :107–134, 1991.
- [67] C. Hah and J. Loellbach. Development of Hub Corner Stall and Its Influence on the Performance of Axial Compressor Blade Rows. *Journal of Turbomachinery*, 121(1) :67–77, 1999.
- [68] A. Harten. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 49(3) :357–393, March 1983.
- [69] M.A.Z. Hasan, M.J. Casarella, and E.P. Rood. An Experimental Study of the Flow and Wall Pressure Field Around a Wing-Body Junction. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design*, 108(3) :308–314, 1986.
- [70] W.R. Hawthorne. The Secondary Flow around Struts and Airfoils. *Journal of Aeronautical Sciences*, September :648–698, 1954.
- [71] M.J. Hemsch and J.H. Morrison. Statistical Analysis of CFD Solutions from 2nd Drag Prediction Workshop. In *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 5-8 January 2004, Reno, Nevada, AIAA Paper 2004-0556*, 2004.
- [72] Ting-Ding Hsing and Hsueh-Ying Teng. Experimental Study of the Behavior of 3D Turbulent Boundary Layer in a Simplified Wing/Body Junction. In *17th AIAA Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Laser Conference, 25-27 June 1984, Snowmass, Colorado, AIAA Paper 1984-1529*, 1984.
- [73] J. C. R. Hunt, C. J. Abell, J. A. Peterka, and H. Woo. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles ; applying topology to flow visualization. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(1) :179–200, 1978.
- [74] Jong-Yeon Hwang and Kyung-Soo Yang. Numerical study of vortical structures around a wall-mounted cubic obstacle in channel flow. *Physics of Fluids*, 16(7) :2382–2394, 2004.

- [75] G. Iungo, P. Skinner, and G. Buresti. Correction of wandering smoothing effects on static measurements of a wing-tip vortex. *Experiments in Fluids*, 46(3) :435–452, March 2009.
- [76] L. Jacquin, D. Fabre, P. Geffroy, and E. Coustols. The properties of a transport aircraft wake in the extended near field – An experimental study. In *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, 2001.
- [77] A. Jameson and E. Turkel. Implicit Schemes and LU Decompositions. *Mathematics of Computation*, 37 :385–397, 1981.
- [78] N. Jarrin, S. Benhamadouche, D. Laurence, and R. Prosser. A Synthetic-Eddy-Method for Generating Inflow Conditions for Large-Eddy Simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :585–593, 2006.
- [79] A.V Johansson and P.H. Alfredsson. Effects of Imperfect Spatial Resolution on Measurements of Wall Bounded Turbulent Shear FLOws. *Journal of Fluid Mechanics*, 137 :409–421, 1983.
- [80] D.A. Jones and D.B. Clarke. Simulation of a Wing Body Junction Experiment Using The Fluent Code. Technical Report DSTO-TR-1731, Australian Government Defence Department, 2005.
- [81] J.A. Jupp. Interference Aspects of the A310 High Speed Wing Configuration. In *Subsonic/Transonic Configuration Aerodynamics AGARD CP 285 Paper No 11*, 1980.
- [82] K.A. Kairouz and H.R. Rahai. Turbulent Junction Flow with an Upstream Ribbed Surface. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26(5deck) :771–779, 2005.
- [83] J. Khan. Topological Model of Flow Regimes In The Plane of Symmetry of a Surface Mounted Obstacle. *Physics of Fluids*, 17 :045101, 2005.
- [84] J. Khan and A. Ahmed. On the Modality of Velocity Histograms in the Plane of Symmetry of a Wing Body Juncture. *Experiments In Fluids*, 18 :164–167, 1995.
- [85] J. Khan and A. Ahmed. On The Juncture Vortex in the Transverse Planes. In *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 14-17 January 2002, Reno, Nevada, AIAA Paper 2002-0163*, 2002.
- [86] M.J. Khan. *Experimental Investigation of the Influence of Wing Sweep on Juncture Flow*. PhD thesis, Texas A&M University, Aerospace Engineering Department, 1994.
- [87] M.J. Khan and A. Ahmed. Turbulence Measurements in Wing-Body Juncture Flow. In *34th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 1996, Reno, Nevada, AIAA Paper 96-0413*, 1996.
- [88] M.J. Khan, A. Ahmed, and R.J. Trostler. Dynamics of the Juncture Vortex. *AIAA Journal*, 33(7) :1273–1278, 1995.
- [89] B.C. Khoo, Y.T. Chew, and G. L. Li. Effects of Imperfect Spatial Resolution on Turbulence Measurements in the Very Near-wall Viscous Sublayer Region. *Experiments in Fluids*, 22 :327–335, 1997.
- [90] S.A. Kim, D.A. Walker, and R.L. Simpson. Observation and Measurements of Flow Structures in the Stagnation Region of a Wing Body Junction. Technical report, VPI-E-91-20, 1991.
- [91] M. Kiya and K. Sasaki. Structure of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 137 :83–113, 1983.
- [92] V.I. Kornilov and A.M. Kharitonov. Unsymmetric Corner Flows. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2 :171–176, 1983.
- [93] V.I. Kornilov and A.M. Kharitonov. Investigation of the Structure of Turbulent Flows in Streamwise Asymmetric Corner Configurations. *Experiments In Fluids*, 2 :205–212, 1984.
- [94] R. Krishnamurthy, C.D. Cagle, S. Chandra, and N. Georgiadis. A Numerical Simulation of a Wing-Body Type Junction Flow. In *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 1997, Reno, Nevada, AIAA Paper 1998-1054*, 1997.

- [95] L.R. Kubendran, H.M. McMahon, and J.E. Hubbartt. Turbulent Flow around a Wing/Fuselage Type Juncture. *AIAA Journal*, 24(9) :1447–1452, 1986.
- [96] B. Lakshmanan and S.N. Tiwarit. Study of Supersonic Intersection Flowfield at Modified Wing-Body Junctions. *AIAA Journal*, 31(5) :877–883, 1993.
- [97] R.B. Langtry, M. Kuntz, and F.R. Menter. Drag Prediction of Engine-Airframe Interference Effects with CFX-5. *Journal of Aircraft*, 42(6) :1523–1529, 2005.
- [98] L. Larchevêque. *Simulation des grandes échelles de l'écoulement au dessus d'une cavité*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2003.
- [99] V.M. Lei, Z.S. Spakovszky, and E.M. Greitzer. A Criterion for Axial Compressor Hub Corner Stall. *Journal of Turbomachinery*, 130(3) :031006, 2008.
- [100] E. Lenormand, P. Sagaut, L. Ta Phuoc, and P. Comte. Subgrid-Scale Models for Large-Eddy Simulations of Compressible Wall Bounded Flows. *AIAA Journal*, 38(8) :1340–1350, 2000.
- [101] A. Leonard. Energy Cascade in Large Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows. *Advances in Geophysics*, 18 :237–248, 1974.
- [102] C. Li, Z. Ye, and G. Wang. Simulation of Flow Separation at the Wing Body Junction with Different Fairings. *Journal of Aircraft*, 45(1) :258–266, 2008.
- [103] C. Lin, P.H. Chiu, and S.J. Shieh. Characteristics of horseshoe vortex system near a vertical plate-base plate juncture. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27(1) :25–46, 2002.
- [104] Chang Lin, Wen-Jiun Lai, and Kuang-An Chang. Simultaneous Particle Image Velocimetry and Laser Doppler Velocimetry Measurements of Periodical Oscillatory Horseshoe Vortex System near Square Cylinder-Base Plate Juncture. *Journal of Engineering Mechanics*, 129(10) :1173–1188, 2003.
- [105] J.C.M. Lin and L.L. Pauley. Low-Reynolds-number separation on an airfoil. *AIAA Journal*, 34(8) :1570–1577, 1996.
- [106] M.S. Liou. A Sequel to AUSM : AUSM+. *Journal of Computational Physics*, 129(2) :364–382, 1996.
- [107] J.L. Lumley and G.R. Newman. The return to isotropy of homogeneous turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 82(1) :161–178, 1977.
- [108] T.S. Lund, X. Wu, and K.D. Squires. Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially Developing Boundary Layer Simulations. *Journal of Computational Physics*, 140 :233–258, 1998.
- [109] M. Marquillie and U. Ehrenstein. On the onset of nonlinear oscillations in a separating boundary-layer flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 490 :169–188, 2003.
- [110] I. Mary. *Méthode de Newton approchée pour le calcul d'écoulements stationnaires comportant des zones à faible nombre de Mach*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 1999.
- [111] I. Mary and P. Sagaut. Large Eddy Simulation of Flow around an Airfoil Near Stall. *AIAA Journal*, 40(6) :1139–1145, 2002.
- [112] M. Maughmer, D. Hallman, R. Ruszkowski, G. Chappel, and I. Waitz. Experimental Investigation of Wing/Fuselage Integration Geometries. *Journal of Aircraft*, 26(8) :705–711, 1989.
- [113] H.M. McMahon, P. Merati, and K.M. Yoo. Mean Velocities and Reynolds Stresses in the Juncture Flow and in the Shear Layer Downstream of an Appendage. Technical report, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GITAER 87-4, 1987.
- [114] R.D. Mehta. Effet of Wing Nose Shape on the Flow in a Wing Body Junction. *The Aeronautical Journal*, December :456–460, 1984.

- [115] M. Menke and I. Gursul. Unsteady nature of leading edge vortices. *Physics of Fluids*, 9(10) :2960–2966, October 1997.
- [116] J.D. Menna and F.J. Pierce. The Mean Flow Structure around and within a Turbulent Junction Vortex - Part I : The Upstream and Surrounding Three-Dimensionnal Boundary Layer. *Journal of Fluid Engineering*, 110 :406–414, 1988.
- [117] F. R. Menter. Zonal Two Equation ( $k - \omega$ ) Turbulence Models for Aerodynamic Flows. In *24th AIAA Fluid Dynamics Conference, 6-9 July 1993, Orlando, Florida, AIAA Paper 93-2906*, 1993.
- [118] F.R. Menter, A.V. Garbaruk, and Y. Egorov. Explicit Algebraic Reynolds Stress Models for Anisotropic Wall-Bounded Flows. In *3rd European Conference for Aero-Space Sciences, July 6-9 2009, Versailles*, 2009.
- [119] P. Molton, D. Barberis, and T. Malaterre. Caractérisation du champ aérodynamique d'un décollement tridimensionnel sur une plaque plane. Technical report, ONERA TP 1996-142(1), 1996.
- [120] M. Murayama, T. Imamura, and K. Yamamoto. Comparison of RANS Simulations of Multi-Element High-Lift Configurations. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 9-12 January 2006, Reno, Nevada, AIAA Paper 2006-1396*, 2006.
- [121] Y. Na and P. Moin. Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 374 :379–405, 1998.
- [122] A. Nakayama and H.R. Rahaij. Measurements of Turbulent Flow Behind a Flat Plate Mounted Normal to the Wall. *AIAA Journal*, 22(12) :1817–1819, 1984.
- [123] S.M. Olçmen and R.L. Simpson. Influence of Wing Shapes on the Surface Pressure Fluctuations at Wing Body Junctions. *AIAA Journal*, 32(1) :6–15, 1994.
- [124] S.M. Olçmen and R.L. Simpson. An Experimental Study of a Three-Dimensional Pressure Driven Turbulent Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 290 :225–262, 1995.
- [125] S.M. Olçmen and R.L. Simpson. Some Features of a Turbulent Wing Body Junction Vortical Flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :980–993, 2006.
- [126] B.W Oudheusden, C.B. Steenaert, and L.M.M Boermans. Attachment-Line Approach for Design of a Wing-Body Leading-Edge Fairing. *Journal of Aircraft*, 41(2) :238–246, 2004.
- [127] O. Ozcan and M.S. Olçmen. Measurements of Turbulent Flow Behind a Wing-Body Junction. *AIAA Journal*, 26(4) :494–496, 1988.
- [128] R. Paciorri, A. Bonfigliani, A. Di Mascio, and B. Favini. RANS Simulation of a Junction Flow. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 19(9) :179–189, 2005.
- [129] R. Paciorri, A. Di Mascio, and B. Favini. A Comparative Study of Turbulence Models for Junction Flows. In *32nd AIAA Fluid Dynamics Conference, 24-26 June 2002, St. Louis, Missouri, AIAA Paper 2002-2964*, 2002.
- [130] J. Paik, C. Escauriaza, and F. Sotiropoulos. On the Bimodal Dynamics of the Turbulent Horseshoe Vortex System in a Wing Body Type Junction. *Physics of Fluids*, 19 :045107, 2007.
- [131] G. Pailhas. Etude expérimentale d'un écoulement au voisinage d'un coin (2e partie). Technical report, ONERA CERT OA 24/5025 AYD (DERAT 24/5025.14), 1988.
- [132] M. Pamiès. *Contrôle d'une Couche Limite Turbulente au moyen d'un Micro Système Distribué*. ies, Université de Lille 1, 2008.
- [133] Mathieu Pamiès, Pierre-Elie Weiss, Eric Garnier, Sebastien Deck, and Pierre Sagaut. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 21(4) :045103–15, 2009.
- [134] S. Parneix, P.A. Durbin, and M. Behnia. Computation of 3D Turbulent Boundary Layers Using the V2langf Model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 60 :19–46, 1998.

- [135] L.L. Pauley, P. Moin, and W.C. Reynolds. The structure of two-dimensional separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 220 :397–411, 1990.
- [136] F. M. Payne, T. T. Ng, and R. C. Nelson. Seven hole probe measurement of leading edge vortex flows. *Experiments in Fluids*, 7(1) :1–8, 1989.
- [137] S. Peigin and B. Epstein. Aerodynamic Optimization of Essentially Three Dimensional Shapes for Wing Body Fairing. *AIAA Journal*, 46(7) :1814–1825, 2008.
- [138] D.B. Philips, J.M. Cimbala, and Treaster.A.L. Suppression of the Wing-Body Junction Vortex by Body Surface Suction. *Journal of Aircraft*, 29(1) :118–122, 1992.
- [139] F.J. Pierce and J. Shin. The Development of a Turbulent Junction Vortex System. *Journal of Fluids Engineering*, 114 :559–565, 1992.
- [140] J. Piquet. *Turbulent Flows : Models and Physics*. Springer, 1999.
- [141] R. Rifki, J. Khan, A. Ahmed, and Z. Bangash. Effect of the Aspect Ratio on the Flow Field on Surface Mounted Obstacles. In *23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, 6-9 June 2005, Toronto, Ontario, Canada, AIAA Paper 2005-4848*, 2005.
- [142] J. Riou. *Etude et contrôle du décrochage d'ailes et gouvernes de missile en régime transsonique*. PhD thesis, Université Paris 13, 2009.
- [143] U. Rist and U. Maucher. Investigations of time-growing instabilities in laminar separation bubbles. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 21(5) :495–509, 2002.
- [144] P.J. Roache. Verification of Codes and Calculations. *AIAA Journal*, 36(5) :696–702, 1998.
- [145] E.P. Rood and D.G. Anthony. Tail Profile Effects on Unsteady Large Scale Flow Structure in the Wing and Plate Junction. In *Forum on unsteady flow*. ASME FGD 27, 1985.
- [146] J.C. Ross, J.M. Vogel, and V.R. Corsiglia. Full-Scale Wind Tunnel Study of Wing Fuselage Interaction and Comparison with Paneling Method. In *AIAA Aircraft Systems and Technology Conference, AIAA Paper 81-1666*, 1981.
- [147] R. Rudnik, M. Sitzmann, J.L. Godard, and F. Lebrun. Experimental Investigation of the Wing-Body Juncture Flow on the DLR-F6 Configuration in the ONERA S2MA Facility. In *27th AIAA Applied Aerodynamics Conference, 22 - 25 June 2009, San Antonio, Texas, AIAA Paper 2009-4113*, 2009.
- [148] P. Sagaut. *Simulations numériques d'écoulements décollés avec des modèles de sous-maille*. PhD thesis, Université Paris VI, 1995.
- [149] P. Sagaut. *Large-eddy simulation for incompressible flows - An introduction, third edition*. Springer - Verlag, Scientific Computation series, 2005.
- [150] P. Sagaut and S. Deck. Large eddy simulation for aerodynamics : status and perspectives. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 367(1899) :2849–2860, 2009.
- [151] C.V. Seal, C.R. Smith, and D. Rockwell. Dynamics of the Vorticity Distribution in Endwall Junctions. *AIAA Journal*, 35(6) :1041–1047, 1995.
- [152] N. Severac and M. Alaphillipe. Dossier d'étalonnage des sondes anémométriques droites 5 trous 5T112 (C3-04) et 5T113 (C3-01). Technical Report RT 2/11059 DAAP/DAFE, ONERA, Septembre 2006.
- [153] I.M.M.A. Shabaka and P. Bradshaw. Turbulent Flow Measurements in an Idealized Wing/Body Junction. *AIAA Journal*, 19(2) :131–132, 1981.
- [154] S.C. Sharma. *Experimental Investigation of Vortex Flow and Its Modification Around Wall/Cylinder Junctions*. PhD thesis, IIT, Kanpur, India, 1988.
- [155] T.H. Shih, J. Zhu, and J.L. Lumley. A new Reynolds stress algebraic equation model. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 125(1-4) :287–302, September 1995.
- [156] T. Shizawa, Honami.S., and M. Yamamoto. Experimental study of horseshoe vortex at wing/body junction with attack angle by triple hot wire. In *34th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 15-18 January 1996, Reno, Nevada, AIAA Paper 96-0323*, 1996.

- [157] M. L. Shur, M. K. Strelets, A. K. Travin, and P. R. Spalart. Turbulence Modeling in Rotating and Curved Channels : Assessing the Spalart-Shur Correction. *AIAA Journal*, 38(5) :784–792, 2000.
- [158] R.L. Simpson. Aspects of Turbulent Boundary Layer Separation. *Progress In Aerospace Science*, 32 :457–521, 1996.
- [159] R.L. Simpson. Junction Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 33 :415, 2001.
- [160] F.T. Smith and J. Gajjar. Flow Past Wing Body Junctions. *Journal of Fluid Mechanics*, 144 :191–215, 1984.
- [161] J.M.M. Sousa. Turbulent flow around a surface-mounted obstacle using 2D-3C DPIV. *Experiments in Fluids*, 33(6) :854–862, 2002.
- [162] P. R. Spalart and S. R. Allmaras. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *La Recherche Aéronautique*, 1 :5–21, 1994.
- [163] P.R. Spalart, W.H. Jou, M. Strelets, and S.R. Allmaras. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. In *First AFOSR International Conference on DNS/LES, 4-8 August, Ruston, LA*, 1997.
- [164] P.R. Spalart and M.K. Strelets. Mechanisms of transition and heat transfer in a separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 403 :329–349, 2000.
- [165] C.G. Speziale, S. Sarkar, and T. Gatski. Modeling the Pressure-strain Correlation of Turbulence : an Invariant Dynamical Systems Approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227 :245–272, 1991.
- [166] C-H. Sung and M.J. Griffin. Improvements in Incompressible Turbulent Horseshoe Vortex Juncture Calculations. In *28th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 7-10 January 1991, Reno, Nevada, AIAA Paper 91-0022*, 1991.
- [167] A.H. Thiam, R.W. Whittlesey, C.E. Wark, and D.R. Williams. Corner Separation and the Onset of Stall in an Axial Compressor. In *38th AIAA Fluid Dynamics Conference & Exhibit, 23-26 June 2008, Seattle, Washington, AIAA Paper 2008-4299*, 2008.
- [168] A. S. W. Thomas. The Unsteady Characteristics Of Laminar Juncture Flow. *Physics of Fluids*, 30(2) :283–285, 1987.
- [169] E.N. Tinoco. DLR F6-FX2B Summary. In *3rd CFD Drag Prediction Workshop*, 2006.
- [170] M. Tobak and D. J. Peake. Topology of Three-Dimensional Separated Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 14(1) :61–85, January 1982.
- [171] B. Van Leer. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme V. A second-order sequel to Godunov’s method. *Journal of Computational Physics*, 135(2) :229–248, August 1997.
- [172] J.C. Vassberg, A.J. Sclafani, and M.A. DeHaan. A Wing-Body Fairing Design for the DLR-F6 Model : a DPW-III Case Study. In *23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, 6-9 June 2005, Toronto, Ontario, Canada, AIAA Paper 2005-4730*, 2005.
- [173] B. Vreman, B. Geurts, and H. Kuerten. A priori tests of large eddy simulation of the compressible plane mixing layer. *Journal of Engineering Mathematics*, 29(4) :299–327, July 1995.
- [174] S Wallin and V.A. Johansson. An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for Incompressible and Compressible Turbulent Flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 403 :89–132, 2000.
- [175] J. Wang, W. Bi, and Q. Wei. Effects of an upstream inclined rod on the circular cylinder-flat plate junction flow. *Experiments in Fluids*, 46(6) :1093–1104, 2009.
- [176] J. Weiss. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D*, 48(2-3) :273–294, 1991.

- [177] P.E. Weiss. *Simulation Numérique et Analyse Physique d'un Écoulement d'Arrière-corps Axisymétrique et Application au Contrôle des Charges Latérales*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie – Paris VI, 2010.
- [178] P.E. Weiss, S. Deck, J.C. Robinet, and P. Sagaut. On the dynamics of axisymmetric turbulent separating/reattaching flows. *Physics of Fluids*, 21(7) :075103–8, 2009.
- [179] P.D. Welch. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : a Method Based on Time Averaging over Short Modified Periodograms. *IEEE Trans. Audio and Electroacoust.*, 15(2) :70–73, 1967.
- [180] D. Wilcox. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. *AIAA Journal*, 26(11) :1299–1310, 1988.
- [181] P.G. Wilson and L.L. Pauley. Two- and three-dimensional large-eddy simulations of a transitional separation bubble. *Physics of Fluids*, 10(11) :2932–2940, 1998.
- [182] J.H. Wong and E.K. Png. Numerical Investigation of the Wing Body Junction Vortex using various Large Eddy Simulation models. In *39th AIAA Fluid Dynamics Conference, 22-25 June 2009, San Antonio, Texas, AIAA Paper 2009-4159*, 2009.
- [183] D.H. Wood and R.V. Westphal. Measurements of the Flow Around a Lifting Wing/Body Junction. *AIAA Journal*, 30(1) :6–12, 1992.
- [184] Z. Yang and P.R. Voke. Large-eddy simulation of boundary-layer separation and transition at a change of surface curvature. *Journal of Fluid Mechanics*, 439 :305–333, 2001.
- [185] H. C. Yee. Construction of explicit and implicit symmetric TVD schemes and their applications. *Journal of Computational Physics*, 68(1) :151–179, January 1987.

---

## Liste des figures

---

1.1	Types de configurations d'étude pour les écoulements de jonction . . . . .	14
1.2	Schéma d'un écoulement de jonction générique . . . . .	15
1.3	Écoulement pariétal au bord d'attaque d'une jonction. <i>Tiré de Olçmen et al. [125]</i>	17
1.4	Différents types de structures de tourbillon en fer à cheval moyen . . . . .	17
1.5	Statistiques d'ordre 2 dans le tourbillon en fer à cheval . . . . .	18
1.6	Caractère bimodal du cas Rood . . . . .	19
1.7	Modèle proposé par Kim <i>et al.</i> [90] . . . . .	20
1.8	Influence de la rondeur du bord d'attaque . . . . .	21
1.9	Quantités géométriques intervenant dans la définition du <i>Bluntness Factor</i> . . . .	21
1.10	Effet de la flèche sur le tourbillon en fer à cheval . . . . .	22
1.11	Mise en évidence du décollement de coin sur la configuration DLR-F6 . . . . .	23
1.12	Modèle proposé par Barber [13]. <i>Tiré de Barber [13]</i> . . . . .	24
1.13	Contours d'énergie cinétique turbulente dans le sillage du cas Rood . . . . .	27
1.14	Calcul du cas Rood en DES. <i>Tiré de Paik et al. [130]</i> . . . . .	28
1.15	Influence du maillage sur les calculs RANS de décollement de coin . . . . .	29
1.16	Ajout d'un carénage sur la configuration DLR-F6 . . . . .	30
1.17	Synthèse de l'étude bibliographique . . . . .	31
2.1	Schéma générique de type de configuration envisagée . . . . .	34
2.2	<i>Bluntness Factor</i> pour les profils NACA0012, NACA0015 et Rood . . . . .	35
2.3	Remontée du gradient de pression adverse en amont du profil . . . . .	36
2.4	Démarche retenue pour la conception des cas tests . . . . .	38
2.5	Caractérisation du décollement de coin . . . . .	40
2.6	Coût de calcul estimé en fonction du $Re_c$ pour les valeurs de $\delta/T$ considérées . .	42
2.7	Polaire du profil NACA0012 à $Re_c = 3 \times 10^5$ . . . . .	43
2.8	Coefficient de pression dans la zone du bord d'attaque . . . . .	43
2.9	Exemple de convergence itérative . . . . .	44
2.10	Convergence en maillage des simulations RANS avec le modèle SA . . . . .	45
2.11	Conditions des calculs de conception . . . . .	45
2.12	Visualisations des résultats des calculs 3D de conception . . . . .	46
2.13	Évaluation du décollement de coin . . . . .	47
2.14	Domaine de calcul et position des frontières . . . . .	48
2.15	Visualisation du domaine de calcul avec prise en compte de la veine d'essais . . .	49
2.16	Réduction du domaine de calcul, prise en compte des parois de la veine d'essais .	49
2.17	Visualisations de l'écoulement par contours de $C_{pi}$ . . . . .	50
2.18	Profils de $C_{pi}$ au bord de fuite - influence des parois . . . . .	50
2.19	Réduction du domaine de calcul : position des frontières latérales . . . . .	51

2.20	Réduction du domaine de calcul : position de la frontière aval . . . . .	51
2.21	Réduction du domaine de calcul : position de la frontière amont . . . . .	52
2.22	Réduction du domaine de calcul : position de la frontière supérieure . . . . .	53
2.23	Réduction du domaine de calcul . . . . .	53
2.24	Cas test principal <b>BASE</b> . . . . .	54
2.25	Placement des conditions aux limites . . . . .	55
2.26	Cas test $10^\circ$ . . . . .	56
2.27	Lois de vrillage testées . . . . .	57
2.28	Volume du décollement de coin en fonction de la loi de vrillage et de l'incidence .	57
2.29	Visualisation de l'écoulement, cas <b>PARA2</b> à $12^\circ$ . . . . .	58
2.30	Comparaison des conditions des cas tests créés avec ceux existants . . . . .	59
3.1	Lignes et plans de sondage expérimentaux . . . . .	62
3.2	Placement des capteurs pour le calcul LES . . . . .	63
3.3	Profils de couche limite amont à $x/c = -0,5$ . . . . .	66
3.4	Statistiques d'ordre 2 dans la couche limite à $x/c = -0,5$ . . . . .	67
3.5	Distribution de pression autour du profil à mi envergure . . . . .	68
3.6	Évolution de la couche limite sur le profil à mi-envergure . . . . .	69
3.7	Statistiques d'ordre 2 de la couche limite sur le profil à mi-envergure . . . . .	70
3.8	Visualisation de la couche limite sur le profil . . . . .	72
3.9	Statistiques d'ordre 2 de la couche limite sur le profil au niveau de la transition .	73
3.10	Spectres et critère $Q$ - transition . . . . .	75
3.11	Lignes de frottement pariétales issues du calcul LES moyenné en temps . . . . .	78
3.12	Visualisation du tourbillon en fer à cheval moyen au bord d'attaque . . . . .	79
3.13	Profils moyens extraits au bord d'attaque de la jonction . . . . .	80
3.14	Contours des fluctuations de vitesse dans le plan de symétrie au bord d'attaque .	81
3.15	Statistiques d'ordre 2 dans le tourbillon en fer à cheval (HSV) . . . . .	82
3.16	Lignes de courant et contours de vitesse axiale à deux instants différents . . . . .	83
3.17	Fonction densité de probabilité des fluctuations de vitesse axiale . . . . .	84
3.18	Spectre de vitesse axiale dans le tourbillon en fer à cheval . . . . .	85
3.19	Schéma de l'organisation du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque . . . . .	86
3.20	Isosurface de critère $Q$ ( $Q = 10 U_\infty^2 / c^2$ ) colorée par la vitesse axiale . . . . .	87
3.21	Visualisation de l'écoulement par contours de $C_{pi}$ . . . . .	88
3.22	Profils de $C_{pi}$ . <i>La légende de la figure (c) vaut pour toutes les autres.</i> . . . . .	89
3.23	Illustration de l'effet d'aliasing lors du calcul de la vorticité . . . . .	90
3.24	Réglage du repère de la sonde . . . . .	91
3.25	Visualisation de l'écoulement par contours de vorticité axiale . . . . .	92
3.26	Champs de vitesse normale et tangentielle dans la zone de convection . . . . .	93
3.27	Statistiques d'ordre 2 dans la zone de convection du tourbillon en fer à cheval . .	95
3.28	Profils transverses des tensions de Reynolds . . . . .	96
3.29	Visualisation de la dynamique du tourbillon en fer à cheval . . . . .	97
3.30	Densité de probabilité des fluctuations de vitesse axiale . . . . .	98
3.31	Nappe spectrale de vitesse transverse . . . . .	98
3.32	Spectres de vitesse dans le cœur du tourbillon . . . . .	99
3.33	Spectres de cohérence et de phase . . . . .	101
3.34	Influence de l'écoulement de coin sur les profils de $C_{pi}$ . . . . .	103
3.35	évaluation du décollement de coin suivant le modèle de turbulence . . . . .	104
3.36	évolution des couches limites dans le coin, vitesse axiale . . . . .	105
3.37	évolution des couches limites dans le coin, vitesse normale . . . . .	106
3.38	évolution des couches limites dans le coin, vitesse tangentielle . . . . .	107
3.39	évolution de la vorticité axiale dans le coin . . . . .	110
3.40	évolution des tensions de Reynolds dans le coin . . . . .	112
3.41	Statistiques d'ordre 2 dans les couches limites du coin . . . . .	114

3.42	Carte d'anisotropie, tiré de Frohnapfel <i>et al.</i> [53]	116
3.43	Évolution des invariants du tenseur d'anisotropie dans le coin	117
3.44	Synthèse des résultats sur le cas BASE	120
4.1	Schémas des cas tests	124
4.2	Profils de couche limite amont à $x/c=-0,5$	125
4.3	Statistiques d'ordre 2 dans la couche limite à $x/c = -0,5$	126
4.4	Distribution de pression autour des cas $10^\circ$ et PARA2	127
4.5	Évolution de la couche limite sur le profil	127
4.6	Visualisations de la transition	128
4.7	Visualisations du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie	129
4.8	Profils moyens extraits au bord d'attaque de la jonction	131
4.9	Contours des fluctuations de vitesse dans le plan de symétrie	132
4.10	Mise en évidence du caractère bimodal	133
4.11	Influence de l'incidence sur les spectres	133
4.12	Isosurfaces de critère $Q = 10U_\infty^2/c^2$ , influence du gradient de pression à la jonction	134
4.13	Visualisation du champ moyen, $C_{pi}$	135
4.14	Évolution des profils de $C_{pi}$ dans la zone de convection	136
4.15	Profils transverses des grandeurs RMS	137
4.16	Visualisation du <i>meandering</i> dans le plan transverse au bord de fuite	138
4.17	Nappes spectrales le long de la ligne $S1d)$	139
4.18	Spectres de vitesse dans le cœur du tourbillon, effet du gradient de pression	139
4.19	Spectres de cohérence entre la zone de convection et la zone de bord d'attaque	140
4.20	Évolution des couches limites dans le coin, vitesse axiale	142
4.21	Évolution des couches limites dans le coin, vitesse normale	144
4.22	Évolution des couches limites dans le coin, vitesse tangentielle	145
4.23	Évolution des couches limites dans le coin, vorticité axiale	146
4.24	Évolution du bulbe de décollement de coin	147
4.25	Évolution des fluctuations de vitesse dans le coin	148
4.26	Cartes d'anisotropie dans le coin, influence du gradient de pression à la jonction	149
4.27	Schéma du cas d'étude pour l'influence de la couche limite amont	150
4.28	Profils de couche limite et distribution de pression	150
4.29	Visualisations du tourbillon en fer à cheval dans le plan de symétrie	151
4.30	Visualisation de l'écoulement par contours de $C_{pi}$	152
4.31	Profils de couche limite dans le coin, influence de la couche limite amont	153
A.1	Région de raffinement du maillage	164
A.2	Conditions aérodynamiques des calculs - convergence en maillage pour SA	165
A.3	Conditions aérodynamiques des calculs - convergence en maillage pour RSM-SSG	166
A.4	Convergence en maillage des simulations RANS avec les modèles SA et RSM-SSG	166
A.5	Valeurs du $GCI$ pour le modèle Spalart Allmaras (SA)	167
A.6	Valeurs du $GCI$ pour le modèle RSM	168
A.7	Évaluation du décollement de coin suivant le maillage et le modèle de turbulence	168
B.1	Schéma de la soufflerie S2L	169
B.2	Vues de la veine et du montage étudié	170
B.3	Photo du profil en veine, bandes de transition et prises de pression pariétales	171
B.4	Photo de la sonde de couche limite	172
B.5	Photo de face de la sonde 5 trous	172
B.6	Schéma du fil chaud utilisé. <i>Source : www.dantecdynamics.com</i>	173
B.7	Schéma de la chaîne d'acquisition à S2L. Adapté de Brion [24]	173
C.1	Cascade d'énergie	178
C.2	Les différentes approches de simulation des écoulements turbulents	183



---

## Liste des tableaux

---

1.1	Études expérimentales de jonctions idéalisées . . . . .	15
1.2	Études expérimentales de jonctions simplifiées . . . . .	16
1.3	Fréquences caractéristiques associées au tourbillon en fer à cheval . . . . .	19
1.4	Études expérimentales de jonctions fondamentales . . . . .	24
1.5	Études numériques de jonctions . . . . .	26
2.1	Paramètres des cas <b>BASE</b> , $10^\circ$ et <b>PARA2</b> . . . . .	58
3.1	Données disponibles pour le cas <b>BASE</b> . . . . .	64
3.2	Fréquences caractéristiques de bulbe laminaire . . . . .	76
3.3	Position du tourbillon principal au bord d'attaque de la jonction . . . . .	79
4.1	Données disponibles pour le cas <b>BASE</b> . . . . .	125
4.2	Position du tourbillon principal au bord d'attaque de la jonction . . . . .	130
4.3	Paramètres des couches limites amont pour l'étude du modèle de Barber . . . . .	150
C.1	Paramètres numériques des simulations . . . . .	189



## Dynamique des écoulements de jonction en régime turbulent

Les zones de jonction sont incontournables sur un aéronef, par exemple au raccord entre une aile et un fuselage. Malgré cela, les phénomènes aérodynamiques se produisant à l'intersection entre deux surfaces sont mal connus et difficiles à prévoir tant expérimentalement que numériquement.

Par conséquent, l'étude proposée dans le présent mémoire a consisté à identifier et analyser l'origine et les propriétés physiques des phénomènes mis en jeu au sein d'écoulements de jonction afin d'étudier les conditions d'apparition des décollements de coin.

La démarche a été initiée par l'analyse de la littérature qui a permis de déterminer un domaine de conditions supposées favorables aux décollements de coin. Des configurations spécifiques ont ainsi été mises en place afin de tester ces conditions de manière expérimentale et numérique. L'analyse d'une première configuration a mis en évidence la dynamique d'ensemble du tourbillon en fer à cheval. Les pulsations bimodales du tourbillon dont fait état la littérature et ses oscillations transverses ont été caractérisées au moyen d'une simulation aux grandes échelles. Le fort niveau d'anisotropie de la turbulence relevé dans la région de coin est supposé responsable du mauvais comportement des modèles statistiques standards. Enfin, l'étude des sensibilités de cette configuration a fait apparaître une tendance au décollement de coin dans les cas à forts chargement aérodynamique.

Ce travail souligne la nécessité d'approfondir les connaissances sur le décollement de coin afin d'en permettre une prévision fiable. Cela repose sur la création de bases de données expérimentales dédiées aux écoulements de jonction qui sont encore peu nombreuses.

**Mots clés :** COIN, JONCTION, SIMULATION DES GRANDES ÉCHELLES, TOURBILLON EN FER A CHEVAL,

## Dynamics of turbulent junction flows

Junctions areas, for instance at the wing-fuselage junction, are of utmost importance on aircraft. However, the aerodynamics of such intersection regions still remains unclear and challenging to predict, both experimentally and numerically.

Therefore, this study aimed at identifying and analysing the origins and properties of the phenomena involved within junctions so as to investigate the onset of corner separations.

The preliminary literature review allowed the assumption of preferred conditions for the existence of corner separations. Thus, dedicated configurations were set up in order to investigate these conditions in wind tunnel and by CFD. The thorough analysis of a first test case highlighted the global dynamics of the horseshoe vortex. The well known bimodal behaviour as well as cross flow oscillations – so-called meandering – have been characterised thanks to the Large Eddy Simulation approach. The high level of turbulence anisotropy in the corner area is supposed to be the main reason of the bad results obtained with statistical models during this study. Eventually, the sensitivity study of the first test case showed that the corner separation is likely to be triggered by increasing the aerodynamic load on the junction.

This work emphasizes the need to improve the knowledge of corner separations physics in order to be able to predict them accurately. This will not be achieved without the creation of junction-flows-dedicated databases, which are still lacking.

**Keywords :** CORNER, HORSESHOE VORTEX, JUNCTION, LARGE EDDY SIMULATION

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales  
BP 72 - 29 avenue de la Division Leclerc  
92322 CHATILLON CEDEX  
Tél. : +33 1 46 73 40 40 – Fax : +33 1 46 73 41 41  
<http://www.onera.fr>