

Évaluation du modèle $\gamma - Re_\theta$ dans le cas de la formation d'une
bulle de décollement laminaire

par

Augustin CHERET

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE LA MAÎTRISE
AVEC MÉMOIRE EN GÉNIE MÉCANIQUE
M. Sc. A.

MONTREAL, LE 2 AOÛT 2023

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Augustin CHERET, 2023



Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

Mme. Marlène Sanjosé, directrice de mémoire
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Louis Lamarche, président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Giuseppe Di Labbio, membre du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 31 JUILLET 2023

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

Évaluation du modèle $\gamma - Re_{\theta}$ dans le cas de la formation d'une bulle de décollement laminaire

Augustin CHERET

RÉSUMÉ

Ce mémoire se concentre sur la simulation numérique des bulles de décollement laminaire dans le domaine de la ventilation et l'aéronautique, en mettant l'accent sur les applications fonctionnant à des nombres de Reynolds bas ou moyens, compris entre 10^4 et 10^6 . Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une paroi, une fine couche d'écoulement, connue sous le nom de couche limite, se forme à proximité de la surface. Cette couche limite est généralement considérée comme laminaire pour des nombres de Reynolds faibles. Cependant, lorsque la couche limite laminaire rencontre un gradient de pression adverse, un phénomène appelé décollement laminaire se produit. À l'intérieur de cette bulle, des phénomènes de transition se produisent, et sous certaines conditions, ils peuvent entraîner la formation d'une couche limite turbulente en aval de la bulle.

L'objectif principal de cette recherche est d'évaluer les performances d'un modèle numérique pour la résolution des équations aux moyennes de Reynolds (approche statistique de la turbulence) adapté aux écoulements transitionnels. Le modèle étudié dans le cadre de ces travaux s'appelle $\gamma - Re_{\theta}$, il repose sur une approche semi-empirique. Ce modèle, implémenté dans le logiciel ANSYS CFX5, est évalué sur une configuration expérimentale bien documentée, reproduisant une bulle de décollement laminaire. Le laboratoire de Thermofluide pour le transport de l'ETS dispose d'un banc d'essai adapté à cette étude. Ainsi, la modélisation de l'écoulement dans ce banc expérimental permettra d'évaluer la capacité du modèle $\gamma - Re_{\theta}$ à reproduire de manière précise les phénomènes liés aux bulles de décollement laminaire. La validation du modèle repose donc sur sa capacité à reproduire fidèlement les caractéristiques de la couche limite dans ces conditions spécifiques.

Le modèle parvient à reproduire le développement d'une couche limite laminaire sur plaque plane, ainsi que sa réponse à un gradient de pression adverse. De plus, les caractéristiques de la bulle de décollement modélisée sont en accord avec celles rapportées dans la littérature. Enfin, le modèle parvient à représenter de manière adéquate la transition vers une couche limite turbulente en aval de la bulle. Grâce à sa capacité à reproduire ces phénomènes et à son temps de calcul relativement court, le modèle $\gamma - Re_{\theta}$ constitue un outil précieux pour les applications industrielles à bas ou moyen Reynolds.

Mots-clés: décollement, transition, couche limite, modélisation, approche RANS

Evaluation of the $\gamma - Re_\theta$ model for laminar separation bubble formation

Augustin CHERET

ABSTRACT

This work focuses on the numerical simulation of laminar separation bubbles in the field of ventilation and aeronautics, with an emphasis on applications operating at low to moderate Reynolds numbers ranging from 10^4 to 10^6 . When a fluid flows along a wall, a thin layer of flow, known as the boundary layer, forms near the surface. This boundary layer is generally considered laminar for low Reynolds numbers. However, when the laminar boundary layer face to an adverse pressure gradient, a phenomenon called laminar separation occurs. Within this separation bubble, transition phenomena occur, and under certain conditions, they can lead to the formation of a turbulent boundary layer downstream of the bubble.

The main objective of this research is to evaluate the performance of a numerical model for solving the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (a statistical approach to turbulence) adapted to transitional flows. The model studied in this work is called $\gamma - Re_\theta$ and is based on a semi-empirical approach. This model, implemented in the ANSYS CFX5 software, is evaluated on a well-documented experimental configuration that reproduces a laminar separation bubble. The Thermofluids Laboratory for Transportation at ÉTS has a test rig suitable for this study. Thus, modelling the flow within this experimental setup will allow evaluating the capability of the $\gamma - Re_\theta$ model to accurately reproduce phenomena related to laminar separation bubbles. The model validation, therefore, relies on its ability to faithfully reproduce the characteristics of the boundary layer under these specific conditions.

The model succeeds in reproducing the development of a laminar boundary layer on a flat plate, as well as its response to an adverse pressure gradient. Moreover, the characteristics of the modelled separation bubble are in agreement with those reported in the literature. Finally, the model adequately represents the transition to a turbulent boundary layer downstream of the bubble. With its ability to reproduce these phenomena and its relatively short computational time, the $\gamma - Re_\theta$ model constitutes a valuable tool for industrial applications at low to moderate Reynolds numbers

Keywords: separation, transition, boundary layer, RANS model

3.3.4	Retour à l'équilibre vers la couche limite turbulente	64
	CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS	71
	LISTE DE RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	73

LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 1.1	Schéma d'une couche limite 6
Figure 1.2	Contraintes pariétales 8
Figure 1.3	Représentation schématique de l'épaisseur de déplacement 11
Figure 1.4	Phénomène de décollement 14
Figure 1.5	Bulle de décollement laminaire 17
Figure 2.1	Montage expérimental 35
Figure 2.2	Les différentes régions d'études 39
Figure 3.1	Schéma de la configuration numérique 41
Figure 3.2	Vues du maillage B 43
Figure 3.3	Calibration de la vitesse de fuite 44
Figure 3.4	Calibration du taux de turbulence 45
Figure 3.5	Étude de l'influence du maillage sur les profils de vitesse laminaires 48
Figure 3.6	Forme de la bulle de décollement sur la plaque plane en fonction du maillage 49
Figure 3.7	Géométrie de la surface inférieure pour différent plan (x,y) 50
Figure 3.8	Effet de la géométrie sur la distribution de pression le long de la plaque plane 51
Figure 3.9	Effet de la géométrie sur la forme de la bulle de décollement 52
Figure 3.10	Épaisseur de couche limite 54
Figure 3.11	Profil de vitesse proche du point de décollement 55
Figure 3.12	Épaisseur de quantité de mouvement à l'amont du décollement 57
Figure 3.13	Comportement du cisaillement de la couche limite en fonction du gradient de pression 58

Figure 3.14	Comportement du facteur de forme en fonction du gradient de pression	59
Figure 3.15	Bulle de décollement	60
Figure 3.16	Coefficient de pression et de friction dans la zone de décollement	61
Figure 3.17	Longueurs caractéristiques de la bulle de décollement	62
Figure 3.18	Influence du taux de turbulence au point de décollement sur la taille de la région d'eau morte	63
Figure 3.19	Correlation entre le paramètre de Gaster et le nombre de Reynolds Re_{θ_s} défini au point de décollement	63
Figure 3.20	Mise en évidence d'une corrélation entre la longueur de la bulle, l'épaisseur de quantité de mouvement au décollement et la distance de relaxation	65
Figure 3.21	Paramètre de Clauser à l'aval de la région décollée	66
Figure 3.22	Photo de la marche présente dans le conduit	66
Figure 3.23	Champ de pression proche de la marche	67
Figure 3.24	Profils de vitesse en aval du recollement à différentes positions	68
Figure 3.25	Profils de vitesse turbulents en l'absence de gradient de pression	69

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

DNS	Simulation numérique directe (<i>Direct Numerical Simulation</i>)
ETS	École de Technologie Supérieure
LES	Simulation aux Grandes Échelles (<i>Large Eddy Simulation</i>)
EVM	Modèle à viscosité turbulente (<i>Eddy Viscosity Model</i>)
LSB	Bulle de décollement laminaire (<i>Laminar Separation Bubble</i>)
MEMS	Microsystèmes basés sur des principes électriques et mécaniques (<i>Microelectromechanical Systems</i>)
RANS	Équations aux moyennes de Reynolds (<i>Reynolds-Averaged Navier–Stokes equations</i>)
SST	Modèle dit de transport des contraintes de cisaillement (<i>Shear Stress Transport</i>)
TBL	Couche limite turbulente (<i>Turbulent Boundary Layer</i>)
TKE	Énergie cinétique associée au champ de fluctuation turbulentes (<i>Turbulent Kinetic Energy</i>)

LISTE DES SYMBOLES

β	Paramètre de Clauser
δ	Épaisseur de couche limite
δ^*	Épaisseur de déplacement
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
γ	Fonction de l'intermittence
γ_{eff}	Fonction de l'intermittence effective
γ_{sep}	Fonction de l'intermittence corrigée pour un écoulement décollé
κ	Constante de von Kármán
λ	Paramètre de Pohlhausen
μ	Viscosité dynamique
μ_t	Viscosité dynamique turbulente
ν	Viscosité cinématique
Ω	Amplitude de la vortacité
ω	Fréquence caractéristique du champ turbulent
$\bar{\phi}$	Champ moyen de ϕ
\bar{P}	Paramètre de gradient de pression de Gaster

ϕ'	Champ de fluctuation de ϕ
ϕ	Champ instantané quelconque
ρ	Masse volumique
τ	Contraintes de cisaillement
τ_w	Contraintes de cisaillement pariétale
θ	Épaisseur de quantité de mouvement
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
\tilde{F}	Fonction issue de l'équation de von Kàrmàn
$\widetilde{Re}_{\theta,t}$	Champ scalaire défini localement déterminé par une corrélation empirique
\tilde{S}	Cisaillement pariétal adimensionné
ζ	Fraction de temps définie expérimentalement pour laquelle l'écoulement n'est pas retourné
C_f	Coefficient de friction
C_p	Coefficient de pression
E_γ	Terme de destruction de l'équation de transport de l'intermittence
f	Fonction auto-similaire de Blasius
F_1	Première fonction de mélange du modèle $k - \omega SST$

F_2	Seconde fonction de mélange du modèle $k - \omega SST$
G_0	Géométrie de la surface inférieure au centre du conduit
H	Facteur de forme de la couche limite
k	Énergie cinétique turbulente
L	Longueur caractéristique de la plaque plane
L_B	Longueur de la bulle
L_L	Longueur de la région d'eau morte
p	Pression statistique
p_0	Pression statique de référence
P_γ	Terme source de l'équation de transport de l'intermittence
P_{atm}	Pression atmosphérique
P_k	Terme de production d'énergie cinétique
R_{ij}	Tenseur des contraintes de Reynolds
Re	Nombre de Reynolds
Re_ν	Nombre de Reynolds basé sur la vorticité
Re_{δ^*}	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement
Re_δ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite

XVIII

- $Re_{\theta,c}$ Nombre de Reynolds de la transition
- $Re_{\theta,t}$ Nombre de Reynolds critique
- Re_{θ_s} Épaisseur de quantité de mouvement au point de décollement
- Re_{θ} Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement
- Re_x Nombre de Reynolds basé sur l'abscisse x de la plaque plane
- S Tenseur des déformations
- t Variable temporelle
- Ta Taux d'épaississement
- Tu Intensité de la turbulence
- u Vitesse tangente à la paroi
- U^+ Vitesse tangente adimensionnée par la vitesse de frottement
- U_0 vitesse constante de l'écoulement externe
- u_{τ} Vitesse de frottement
- u_e Vitesse tangente à la paroi à l'extérieur de la couche limite
- U_{fuite} Vitesse d'échappement au travers de la fuite
- v Vitesse normale à la paroi
- x Axe tangent à la paroi

x_a	Position de l'origine de la couche limite
y	Axe normal à la paroi
Y^+	Distance à la paroi adimensionnée par la vitesse de frottement
y^+	Épaisseur de la première cellule du maillage adimensionnée par la vitesse de frottement
δ_s^*	Épaisseur de déplacement au point de décollement

INTRODUCTION

Dans le contexte de l'industrie aéronautique, où la conformité aux exigences environnementales et la compétitivité sur le marché sont des préoccupations majeures, les entreprises s'efforcent constamment d'améliorer leur efficacité opérationnelle. Parmi les nombreux facteurs contribuant aux pertes d'efficacité, le phénomène de décollement de l'écoulement est fréquemment observé. (Bai, Li, Zeng & Yan, 2022; Slotnick *et al.*, 2014). Les bulles de décollement sont d'autant plus impactant pour des écoulements à faibles ou moyens nombres de Reynolds (Suryanarayana & Prabhu, 2000), telles que les turbomachines ou les turbines utilisées dans les systèmes de production d'énergie ou les dispositifs de ventilation à hélice. Les bulles de décollement se forment généralement sous l'effet de gradients de pression, de cisaillement dans l'écoulement ou de la géométrie de la paroi. Ces bulles de décollement peuvent présenter des comportements variés, passant de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent, avec des transitions complexes entre ces deux régimes. Leur formation, leur évolution et leur interaction avec l'écoulement environnant sont des aspects clés à étudier pour améliorer les performances et l'efficacité des systèmes où le décollement se produit. Dans cette optique, l'École de technologie supérieure (ETS) dispose d'une soufflerie avec un banc de test permettant de capturer le comportement des bulles de décollement. L'installation est modulaire et permet de reproduire des bulles de décollement laminaire.

Dans le domaine industriel, les simulations numériques sont couramment utilisées pour évaluer les performances physiques. Lorsqu'il s'agit de modéliser des écoulements turbulents, l'approche RANS *Reynolds Averaged Navier Stokes* est privilégiée en raison de sa robustesse et de son coût relativement faible (Genc, 2012). Cependant, les hypothèses simplificatrices de l'approche RANS limitent sa capacité à capturer la complexité de certains mécanismes. La simulation des phénomènes de transition, qui implique une prise en compte plus détaillée des interactions entre les échelles de turbulence, nécessite des ressources supplémentaires en termes de temps de calcul et de coûts. Cependant, le logiciel ANSYS CFX5 V2021.R2 offre une solution intéressante

grâce à un modèle RANS semi-empirique, connu sous le nom de modèle $\gamma-Re_\theta$, développé par Menter *et al.* (2006). Ce modèle RANS permet de modéliser les effets de la transition, offrant ainsi une alternative prometteuse pour les simulations numériques dans le domaine industriel.

L'objectif principal de ce travail de recherche est de procéder à une évaluation rigoureuse des capacités du modèle à simuler de manière précise un écoulement laminaire décollé. Dans cette optique, l'enjeu majeur réside dans la reproduction numérique fidèle de l'écoulement caractéristique de la configuration expérimentale mise en place à l'École de technologie supérieure (ETS). Les résultats obtenus grâce à la simulation numérique seront ensuite confrontés aux données mesurées expérimentalement, permettant ainsi d'établir les limites et la fiabilité du modèle dans la prédiction du phénomène de décollement.

La première partie de ce mémoire est consacrée à une étude bibliographique approfondie qui examine de manière détaillée la compréhension et l'évaluation des bulles de décollement laminaire. Cette étude met en évidence les avancées réalisées dans ce domaine en se basant sur des travaux existants, qu'ils soient d'ordre expérimental ou numérique. La deuxième partie propose une méthodologie détaillée pour concevoir une simulation numérique qui reproduit fidèlement la configuration expérimentale du banc de l'École de technologie supérieure (ETS). Cette approche permettra d'établir un cadre de simulation cohérent pour l'étude des bulles de décollement laminaire. Enfin, la troisième partie se concentre sur l'analyse complète des résultats obtenus à partir de la simulation numérique. L'objectif principal est d'évaluer la performance et la fiabilité du modèle transitionnel $\gamma-Re_\theta$ dans la prédiction du comportement des bulles de décollement laminaire, de l'écoulement aval.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre a pour objectif de présenter une revue des connaissances actuelles sur les bulles de décollement à bas Reynolds. Afin de comprendre en profondeur ce phénomène, il est primordial de commencer par définir les notions fondamentales d'écoulement et de couche limite. Une synthèse des recherches existantes sur les bulles de décollement laminaire constitue la troisième partie de ce chapitre. Enfin, nous aborderons les outils numériques à faible complexité et appuyant sur les singularités de modèle $\gamma - Re_\theta$ qui a été choisi pour ces travaux de recherche.

1.1 Classifications des écoulements

Dans ce chapitre, la revue se concentre sur un écoulement bidimensionnel d'air, considéré comme isotherme, sans transfert thermique. La masse volumique ρ sera considérée constante, ce qui permet de décrire les écoulement à faible Mach (inférieur à 0.3).

La mécanique des fluides en aéronautique permet de calculer les contraintes subies par un solide immergé dans un écoulement, afin d'étudier ses performances et d'optimiser sa conception. Cependant, l'étude des écoulements est complexe en raison de la pluralité des paramètres physiques impliqués, ce qui peut engendrer l'apparition de phénomènes physiques très spécifiques ayant un impact sur les performances recherchées, tels que les décollements.

Grâce au théorème de Vaschy-Buckingham, il est possible de construire des nombres adimensionnels avec un minimum de variable physique (Kundu, Cohen & Dowling, 2016b). Reynolds, introduit un nombre adimensionnel noté Re composé des variables d'un écoulement dont la définition est fournie à l'équation (1.1). De plus, le principe de similitude stipule que si deux systèmes physiques présentent des caractéristiques géométriques et des conditions de fonctionnement similaires, alors les ratios des forces et des grandeurs physiques pertinentes dans ces systèmes seront également similaires. Le nombre Re permet donc de déterminer si deux écoulements sont sujets aux mêmes phénomènes physiques (dans ce cas, ils sont dits "semblables") (Cousteix, 1989).

$$Re = \frac{\rho U_0 d}{\mu} \quad (1.1)$$

Le nombre de Reynolds Re se base uniquement sur quatre paramètres physiques :

- ρ est la masse volumique du fluide
- U_0 une vitesse caractéristique de l'écoulement
- d est une longueur caractéristique du problème
- μ est le coefficient de viscosité propre aux effets de cisaillement à l'intérieur du fluide dû à des interactions à l'échelle moléculaire (collision et forces intermoléculaires). Ce coefficient sera considéré constant dans un fluide homogène isotherme.

D'un point de vue physique, le nombre de Reynolds représente la répartition des forces au sein du fluide. Il peut être interprété comme un rapport entre les forces d'inertie sur les forces visqueuses. Lorsque le nombre de Reynolds est élevé, les effets visqueux peuvent être négligés, l'écoulement est alors qualifié d'écoulement idéal.

D'autre part, Osborne Reynolds a constaté expérimentalement l'apparition d'instabilités lorsque le nombre de Reynolds augmente. À faible Reynolds ($Re \leq 10^5$), pour un écoulement libre externe, les lignes de courant sont parallèles et s'écoulent dans la même direction de manière organisé. L'écoulement est dit laminaire. Lorsque les forces inertielles viennent à augmenter, des instabilités apparaissent et instaurent des variations spatiales et temporelles considérées aléatoires (Cousteix, 1988).

Dans un écoulement libre externe, pour des Reynolds supérieur à 3×10^6 , les instabilités instaurent un régime totalement chaotique, où le champ de vitesse de l'écoulement est imprévisible. Le régime de l'écoulement est alors défini comme turbulent. Bien que difficile à délimiter en terme de Re , le phénomène qui donne lieu à un tel régime est appelé la transition (Cousteix, 1988).

Le phénomène de la turbulence est un phénomène physique complexe par bien des aspects. Cousteix (1989) explique que "Il n'existe pas de définition de la turbulence", car "ce n'est pas une propriété du fluide, mais [...] un régime d'écoulement". Une des principales caractéristiques

d'un écoulement turbulent est qu'il est dissipatif. Il dissipe l'énergie cinétique de l'écoulement en formant des structures tourbillonnaires. Ces tourbillons vont interagir entre eux en favorisant le mélange à des échelles macroscopique. Loin de toute zone de fortes variations de vitesse, la taille des tourbillons va se réduire progressivement jusqu'à atteindre l'échelle de l'agitation moléculaire. L'énergie cinétique se dissipe alors en une énergie thermique (Cousteix, 1989).

1.2 Couche limite

À proximité d'un solide imperméable, l'écoulement se développe de manière caractéristique. L'analyse de la présence d'une paroi fixe est essentielle pour comprendre la formation de la couche limite. Par la suite, divers paramètres physiques seront définis pour caractériser cette couche limite. Enfin, le mécanisme de décollement sera examiné pour comprendre comment il se produit.

1.2.1 Écoulement pariétal

Dans le cas d'un écoulement pariétal le long d'une paroi solide imperméable, deux conditions sont imposées aux composantes de vitesse tangentielle et normale. Dans un repère bidimensionnel avec l'axe x tangent à la surface et l'axe y normal à la paroi (comme représenté sur la figure (1.1)), le champ de vitesse est caractérisé par deux composantes, u et v , qui représentent respectivement la vitesse tangentielle et la vitesse normale par rapport à la paroi. La présence d'une paroi solide implique la condition de non-glissement (1.2) et la condition d'imperméabilité (1.3).

$$u|_{y=0} = 0 \quad (1.2)$$

$$v|_{y=0} = 0 \quad (1.3)$$

Ainsi, dans cette région les forces d'inertie étant très faibles, les forces visqueuses ne sont pas négligeables. L'écoulement proche de la paroi n'est donc plus idéal et les mécanismes visqueux et turbulent jouent un rôle clé.

En 1904, Prandtl établit le concept de couche limite pour un écoulement bidimensionnel parallèle à une plaque plane. Il s'agit d'une mince région proche de la paroi où l'écoulement peut être considéré comme visqueux. Elle s'étend sur tout le long d'une plaque plane avec une certaine épaisseur croissante δ . À l'extérieur de la couche limite, l'écoulement est appelé écoulement libre. Il est considéré idéal (tel que représenté à la figure (1.1)) (Cousteix, 1988).

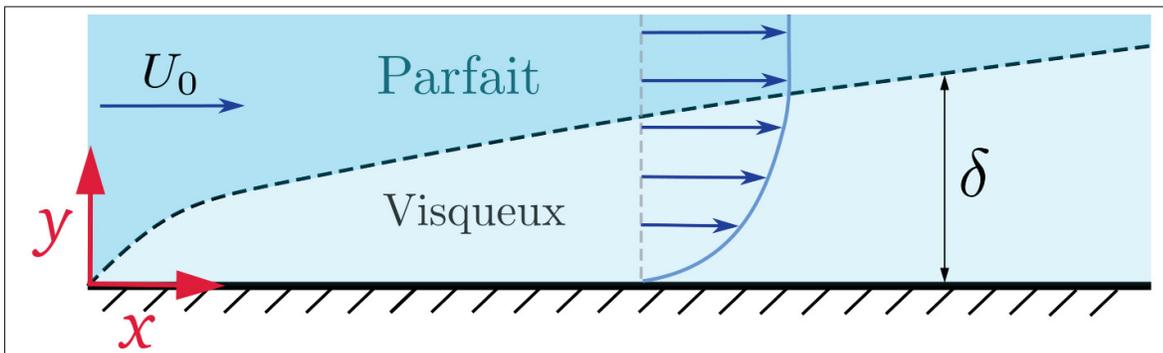


Figure 1.1 Développement d'une couche limite sur une plaque plane

Dans la couche limite, les forces d'inertie sont du même ordre de grandeur que les forces visqueuses. En s'intéressant à un petit volume quelconque de l'écoulement dans la couche limite et en supposant que le rapport des deux types de forces est de l'ordre de l'unité. On obtient la relation d'échelle suivante (Cousteix (1988)) :

$$\frac{\delta}{L} \sim \left(\frac{\rho U_0 L}{\mu} \right)^{-1/2} = Re_L^{-1/2} \quad (1.4)$$

L est la longueur caractéristique de la plaque plane, U_0 la vitesse constante de l'écoulement externe.

En considérant que l'écoulement est bidimensionnel incompressible et laminaire, les équations de Navier-Stokes se simplifient pour des nombres de Reynolds assez grands ($Re_L \gg 1$ et supérieur à 10^2 pour l'existence d'une couche limite). Grâce à la relation (1.4), puisque certains termes sont négligeables par comparaison d'échelle. La vitesse normale v est négligeable devant la vitesse tangentielle u ($\frac{u}{L} \approx \frac{v}{\delta}$). En supposant que les forces gravitationnelles soient elles aussi négligeables, il est possible d'établir des équations locales dites équations de Prandtl (Cousteix, 1988), valide pour une particule fluide au sein d'un écoulement de couche limite :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.5)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.6)$$

$$0 = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.7)$$

où p représente la pression statique qui est donc constante perpendiculairement à la paroi en vertu de l'équation (1.7). L'équation (1.5) est l'équation de continuité propre aux écoulements bidimensionnels incompressibles (Schlichting & Gersten, 2017). Dans l'équation (1.6), les termes de gauche représentent le terme d'accélération particulaire, pour des écoulements stationnaires les variations temporelles sont nulles. Les deux termes de droite sont les deux efforts qui s'appliquent sur une particule fluide dans une couche limite. Le gradient de pression $\frac{\partial p}{\partial x}$ s'oppose aux effets visqueux ($\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$). À l'extrémité de la couche limite, la vitesse tangentielle à la paroi est notée u_e , le gradient de vitesse est alors négligeable. À l'extérieur de la couche limite, l'écoulement étant considéré stationnaire et parfait, l'équation de Bernoulli permet d'écrire l'égalité (1.8).

$$\rho u_e \frac{du_e}{dx} = -\frac{dp}{dx} \quad (1.8)$$

Le gradient de pression $\frac{dp}{dx}$ d'une couche limite est influencé par le gradient de vitesse extérieur ($\frac{du_e}{dx}$). Dans une couche limite, deux effets vont entrer en compétition, les efforts visqueux intenses à la paroi et les effets inertiels forcés par l'écoulement externe.

La mise en équation de la couche limite est en partie motivée par le calcul des forces appliquées sur le solide par le fluide. Le champ de pression statique régit les contraintes locales normales à la paroi p représentées schématiquement en vert à la figure (1.2) et la viscosité les contraintes locales de cisaillement tangentielles τ sont représentées en rouge.

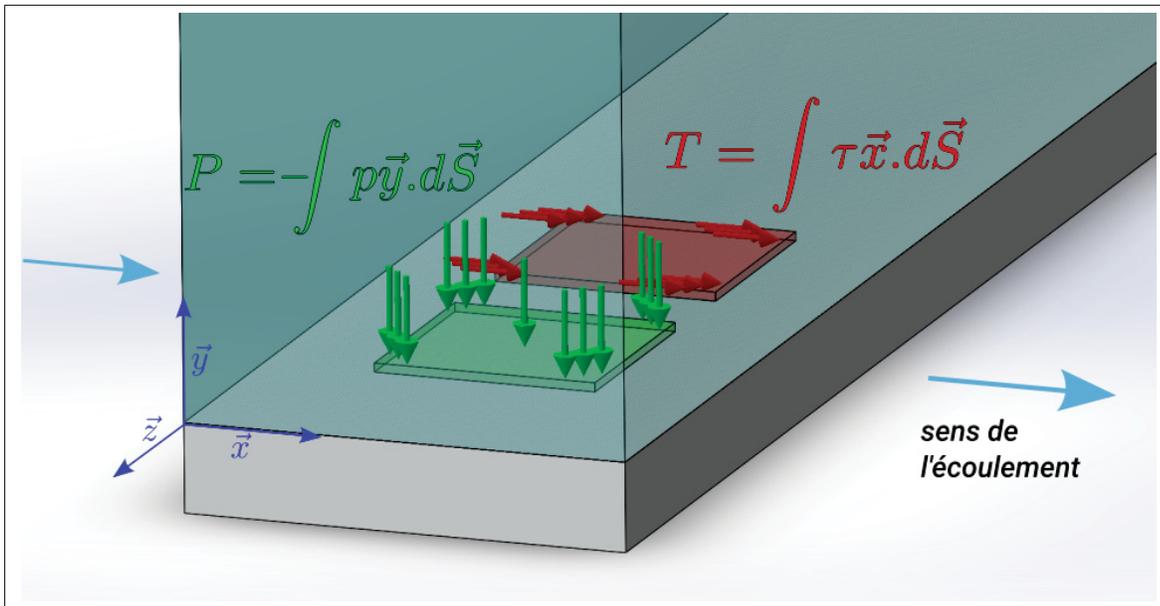


Figure 1.2 Représentation schématique des contraintes surfaciques que subit la paroi lors d'un écoulement pariétal

Afin de pouvoir confronter deux écoulements semblables, il est nécessaire d'introduire des nombres adimensionnels relatif à ces deux contraintes surfaciques. Le coefficient de pression C_p est un paramètre utilisé pour comparer les forces normales le long d'une surface. Il peut être défini comme la variation de la pression statique, adimensionné par la pression dynamique ($\frac{1}{2}\rho U_0^2$). Afin de calculer le C_p , une pression statique de référence p_0 est nécessaire.

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (1.9)$$

La contrainte tangentielle de viscosité τ dépend uniquement du gradient de vitesse pour un fluide Newtonien. Dans une couche limite, sous les hypothèses de Prandtl :

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.10)$$

La contrainte tangentielle à la paroi est notée τ_w . Par le principe des actions réciproques, elle représente aussi la contrainte opposée subit par le solide au contact du fluide. Le coefficient de friction C_f est défini comme le rapport entre la contrainte pariétale τ_w et la pression dynamique.

$$C_f = \frac{\tau_w}{1/2\rho U_0^2} \quad \text{avec} \quad \tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{|y=0} \quad (1.11)$$

1.2.2 Caractéristiques d'une couche limite

Tel que schématisé à la figure (1.1), la couche limite est une zone qui se développe dans le sens de l'écoulement. Elle est caractérisée par différentes épaisseurs.

1.2.2.1 Les épaisseurs de couche limite

La frontière théorique de la couche limite se situe à une distance δ de la paroi lorsque la vitesse tangentielle u est proche de la vitesse de l'écoulement libre u_e .

$$u_{|y=\delta} = 0.99u_e \quad (1.12)$$

Cependant, il existe d'autres paramètres qui permettent de définir l'état de la couche limite. L'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement θ sont définies de la façon suivante :

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \quad (1.13)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \quad (1.14)$$

Le rapport entre l'épaisseur de quantité de déplacements et de mouvements est appelé le facteur de forme H :

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (1.15)$$

Si l'on suppose que l'écoulement est idéal et a une vitesse de constante u_e dans toute la couche limite, δ^* serait le déplacement nécessaire de la paroi pour que le débit soit le même que pour une couche limite réelle, l'équation (1.13) est issue de l'égalité suivante appliquée au cas d'un écoulement incompressible :

$$\int_0^\delta \rho u dy = \rho u_e (\delta - \delta^*) \quad (1.16)$$

La figure (1.3) permet de visualiser la définition précédente. De la même façon θ est l'épaisseur supplémentaire à ajouter pour conserver le débit de quantité de mouvement dans la couche limite (Cousteix, 1989).

Dans la couche limite, le profil vitesse est voué à évoluer tout au long de la plaque plane. Les épaisseurs δ , δ^* et θ vont augmenter, la couche limite se développe. L'état de ce développement est souvent exprimé au travers de différents nombre de Reynolds. Il s'agit de remplacer l'échelle L dans la définition (1.1) par δ , δ^* , θ ou encore x (la distance à l'origine de la couche limite) pour obtenir Re_δ , Re_{δ^*} , Re_θ et Re_x respectivement.

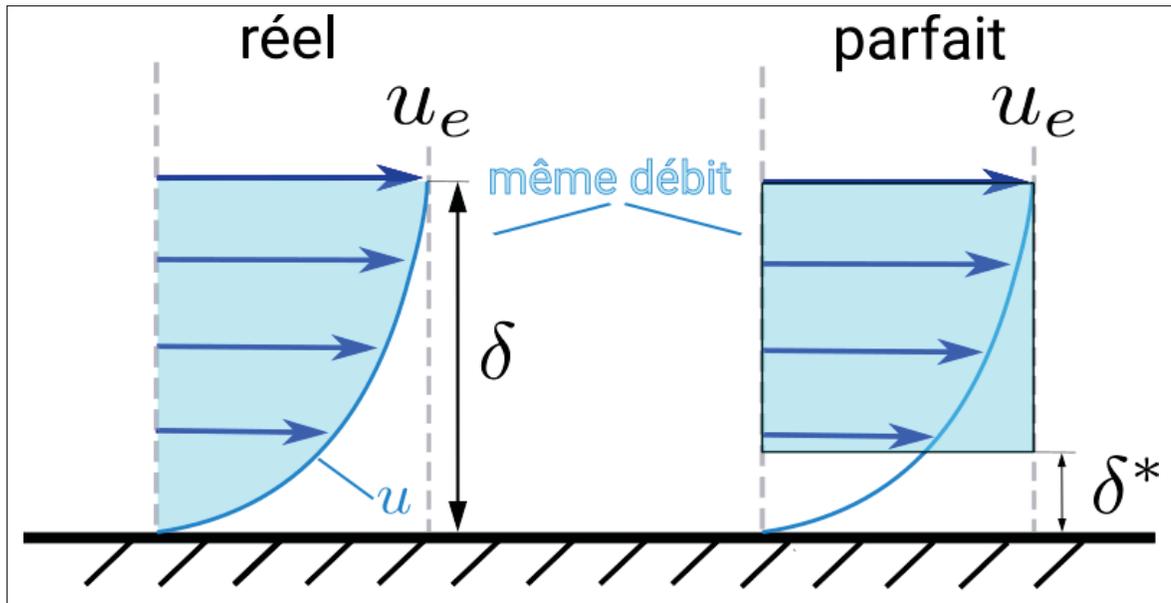


Figure 1.3 Représentation schématique de l'épaisseur de déplacement

1.2.2.2 La couche limite laminaire en l'absence de gradient de pression

Une couche limite est régie par les équations de Prandtl. Pour un écoulement laminaire bidimensionnel incompressible, il n'existe pas de solution générale pour décrire la couche limite. Cependant, Blasius a proposé le postulat que le long d'une plaque plane et en l'absence de gradient de vitesse, les profils de vitesse sont auto-similaire. Les profils de vitesse sont différents pour chaque position de x sur la plaque plane, mais il existe une solution numérique f telle que :

$$\frac{u(x, y)}{u_e(x)} = f'(\eta) \quad \text{avec} \quad \eta = y\sqrt{\frac{U_\infty}{2\nu x}} \quad (1.17)$$

De cette solution analytique de Blasius, il est possible d'exprimer les épaisseurs de couche limite valable pour toutes couches limites laminares en l'absence de gradient de pression :

$$\frac{\delta(x)}{x} = \frac{5.2}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.18)$$

$$\frac{\delta^*(x)}{x} = \frac{1.7208}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.19)$$

$$\frac{\theta(x)}{x} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad \text{et} \quad Re_\theta = 0.664\sqrt{Re_x} \quad (1.20)$$

1.2.2.3 La couche limite turbulente en l'absence de gradient de pression

À la différence d'une couche limite laminaire, une couche limite turbulente présente d'importantes fluctuations, notamment à proximité de la frontière avec l'écoulement libre. Ainsi une couche limite turbulente peut se diviser en deux régions. La région interne, proche de la paroi et la région externe où le comportement des particules fluides est entièrement sujet à la turbulence. Dans cette étude, il sera question uniquement des trois sous-couches que compose la région interne à savoir : la sous-couche laminaire, la région inertielle logarithmique et la région tampon. Étant donné que le profil de vitesse dépend grandement du cisaillement pariétal, il est commun d'adimensionner les grandeurs u et y par la vitesse de frottement u_τ définie de la sorte (Cousteix, 1989) :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad U^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad Y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (1.21)$$

La première sous-couche la plus proche de la paroi est la sous-couche laminaire. Le cisaillement est supposé constant et égal au cisaillement pariétal τ_w . En considérant l'équation (1.10) et en remplaçant τ par $u_\tau^2 \rho$, l'équation qui régit cette région est $U^+ = Y^+$. Cette sous-couche s'étend au moins jusqu'à $Y^+ = 5$ (White, 1991).

Au-delà de $Y^+ \approx 30$, la contrainte visqueuse est négligeable devant les effets de la turbulence. La vitesse de l'écoulement est donc indépendante de la constante μ , ce qui permet d'écrire :

$$\frac{du}{dy} y \tau_w^{-1/2} \rho^{-1/2} = cste \quad (1.22)$$

Après intégration et en utilisant les grandeurs adimensionnelles :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln Y^+ + C \quad (1.23)$$

Les valeurs de κ et C sont le sujet de nombreuses études expérimentales. Coles (1956) détermine expérimentalement que κ vaut entre 0.39 et 0.41 et C vaut 5.1. Mellor & Gibson (1965), estiment $C = 4.9$, pour toute couche limite turbulente avec ou sans gradient de pression. Les mesures expérimentales de Simpson (1970) suggèrent que la valeur de κ varie lorsque $Re_\theta < 6000$. La constante κ peut être remplacée par une loi de puissance $\tilde{\kappa}$ fournit par Simpson (1970). Ainsi, il est possible d'utiliser l'expression suivante pour déterminer la constante κ dans l'expression (1.23) :

$$\tilde{\kappa} = 0.40 \left(\frac{Re_\theta}{6000} \right)^{\frac{1}{8}} \quad (1.24)$$

Cette relation a été validée dans le cadre de simulations numériques à des nombres de Reynolds Re_θ de 300, 670 et 1410 (Spalart, 1988).

1.2.3 Décollement bidimensionnel par l'effet d'un gradient de pression

Lorsqu'un écoulement pariétal est stationnaire, il est possible d'observer une augmentation de la pression statique le long de la paroi. Cette augmentation peut être due à un choc ou bien à une variation géométrique de la paroi, comme sur l'extrados d'un profil d'aile, ou à un élargissement de section dans un conduit. Selon l'équation (1.8), le gradient de pression ($\frac{dp}{dx}$) est d'autant plus important que l'écoulement externe ralentit. Un gradient de pression positif est dit "adverse" car il s'ajoute aux effets visqueux pour ralentir les particules fluides.

Au sein de la couche limite, la condition limite à la paroi restent inchangée (cf (1.2) et (1.3)), cependant lorsque la vitesse maximale u_e diminue, le gradient de vitesse ($\frac{du}{dy}$) à la paroi diminue par l'effet combiné des effets visqueux et de pression.

Pour des gradients de pression adverse importants, la couche limite va se détacher de la surface. Autrement dit, le gradient de vitesse devient nul à la paroi donc le cisaillement visqueux est inexistant en ce point (1.25) (Schlichting & Gersten, 2017).

$$\text{Au décollement : } \tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \Big|_{y=0} = 0 \quad (1.25)$$

La figure (1.4) illustre la variation d'une couche limite soumise à un gradient de pression adverse. Les profils de vitesse de la couche limite évoluent le long de la plaque plane. La tangente à l'origine est représentée en vert, elle représente l'inverse de la contrainte de cisaillement à la paroi, τ_w . Le décollement se produit lorsque la tangente devient verticale, ce qui correspond à une contrainte de cisaillement nulle selon l'équation (1.25). Sur le dernier profil, le profil de vitesse s'inverse et la valeur de τ_w devient négative.

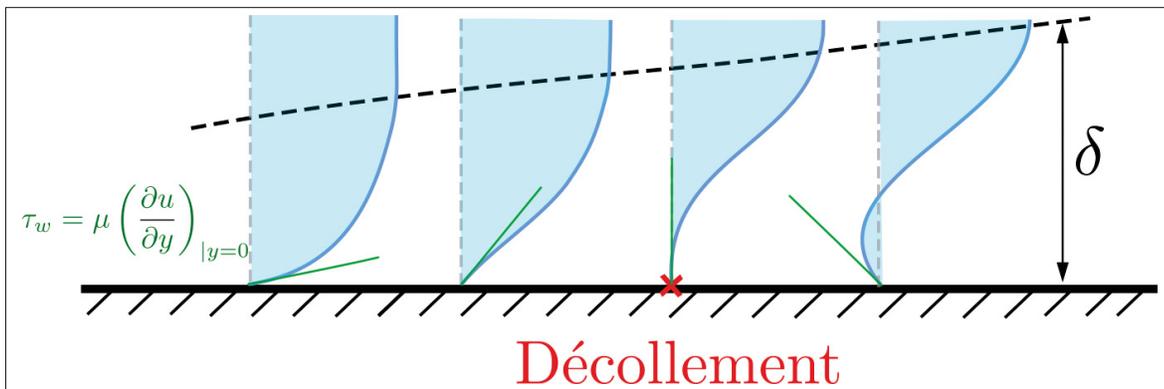


Figure 1.4 Profil de vitesse à différentes étapes du phénomène de décollement

La position du décollement peut se prédire si l'on considère les effets visqueux et le gradient de pression adverse. D'après la condition à l'extérieur de la couche limite (1.8), Le gradient de la vitesse externe $\frac{du_e}{dx}$ et de la pression peuvent être interchangeables dans les cas où les hypothèses des équations de Prandtl sont vérifiées. von Kàrmàn a intégré l'équation de Prandtl (1.6) sur tout l'épaisseur de la couche limite afin d'établir la relation dépendant uniquement de la position

x de la couche limite, l'équation 1.26 est appelée équation intégrale de la couche limite :

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{\tau_w}{\rho u_e^2} - \frac{du_e}{x} (2\theta + \delta^*) \quad (1.26)$$

Pohlhausen construit un paramètre adimensionnel λ relatif au gradient de pression afin d'approximer les profils de vitesse selon un polynôme de quatrième degré (White (1991)). Ce paramètre λ définit en (1.27) prend en considération le développement de la couche limite (θ), mais aussi le gradient de pression qui est imposé dans l'écoulement libre.

$$\lambda = \rho \frac{\theta^2}{\mu} \frac{du_e}{dx} \quad (1.27)$$

Par la suite, Thwaites va réexprimer l'équation de von Kàrmàn (1.26) par une fonction \tilde{F} dépendant de λ :

$$u_e \frac{d}{dx} \left(\frac{\theta^2}{\nu} \right) = \tilde{F}(\lambda) \quad (1.28)$$

Thwaites propose ensuite une approximation linéaire de la fonction \tilde{F} , qui permet de calculer l'épaisseur de quantité de mouvement en effectuant une intégrale (1.29) le long de la plaque plane ((White, 1991)). Cette méthode permet d'approcher l'épaisseur de quantité de mouvement avec une erreur de $\pm 3\%$.

$$\theta^2(x) \approx \frac{0.45\nu}{u_e^6(x)} \int_0^x u_e^5(\xi) d\xi \quad (1.29)$$

De plus, Thwaites tabule en fonction du paramètre λ qui caractérise le gradient de pression le cisaillement de la couche limite ainsi que le facteur de forme H . Le comportement du cisaillement de la couche limite est caractérisé par le nombre adimensionnel \tilde{S} tel que :

$$\tilde{S}(\lambda) = \frac{\tau_w \theta}{\mu u_e} \quad (1.30)$$

Grâce a des mesures expérimentales, Thwaites établit des corrélations pour \tilde{S} (1.31) et H (1.32) (White, 1991).

$$\tilde{S}(\lambda) \approx (\lambda + 0.09)^{0.62} \quad (1.31)$$

$$H \approx 2 + 4.14(0.25 - \lambda) - 83.5(0.25 - \lambda)^2 + 854(0.25 - \lambda)^3 - 3337(0.25 - \lambda)^4 + 4576(0.25 - \lambda)^5 \quad (1.32)$$

Par cette méthode, et avec des gradients de pression adverses assez faibles, il est possible de prévoir la contrainte de cisaillement pour une position x donnée, en connaissant uniquement le champ de vitesse extérieure u_e . Cette méthode prédit un décollement lorsque λ atteint la valeur de -0.09 . Toutefois, à proximité de la région de décollement, la méthode admet un taux d'erreur de près de 15% White (1991).

Après avoir exposé les notions de couche limite et de décollement pariétal, la section suivante aborde le sujet des bulles de décollement.

1.3 Bulle de décollement laminaire

Cette section est dédiée à l'étude de la formation des bulles de décollement laminaire. Elle débute par une définition précise des caractéristiques d'une bulle, puis examine les différentes approches expérimentales utilisées dans la littérature. Enfin, une attention particulière est accordée aux simulations numériques en tant qu'approche complémentaire permettant d'obtenir des données supplémentaires sur ce phénomène.

1.3.1 Structure d'une bulle de décollement

Lorsque qu'une couche limite laminaire vient à se détacher d'une paroi, elle engendre une structure sur la paroi comparable à une petite bosse. À la fin de cette bulle, si les conditions sont favorables, le flux circulant au dessus vient se rattacher à la paroi et peut engendrer une couche limite turbulente (TBL) (*Turbulent Boundary Layer*). Cette nouvelle couche limite est plus

robuste aux variations de pression. Ce phénomène est appelé bulle de décollement laminaire ou LSB pour *laminar separation bubble* et est schématisé sur la figure (1.5).

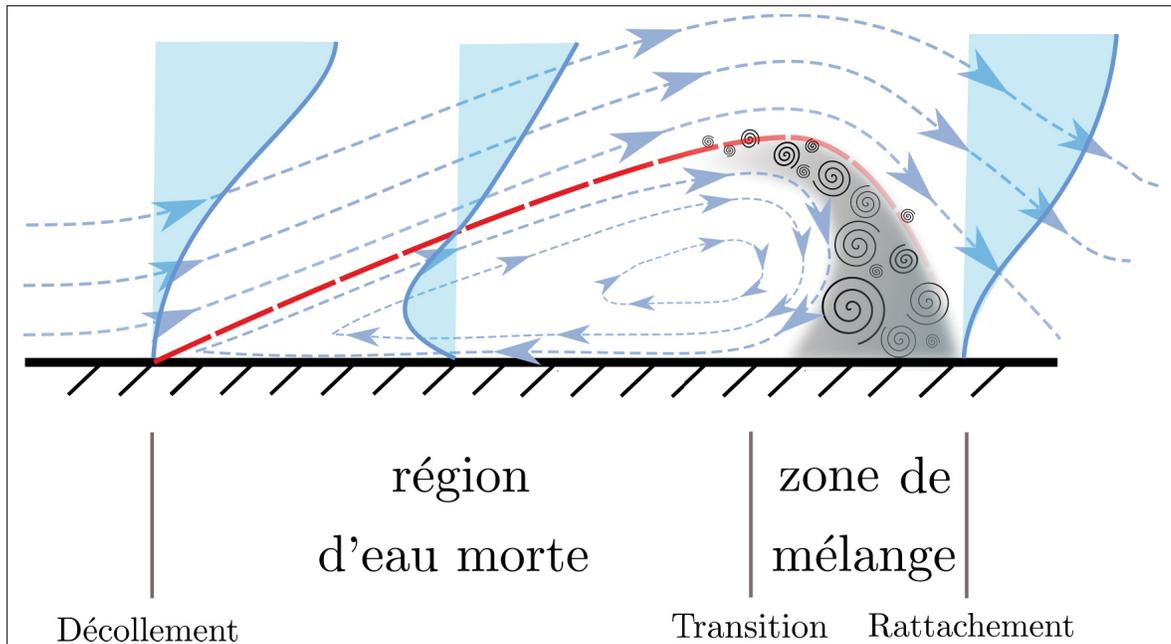


Figure 1.5 Schéma d'une bulle de décollement laminaire

Une LSB se compose de deux régions distinctes. La première zone se caractérise par un épaissement constant et une recirculation laminaire, communément appelée "plateau" ou "zone d'eau morte", comme décrit dans l'étude de Tani (1964). Les mesures expérimentales montrent que la pression statique reste constante dans cette zone.

À la frontière de la bulle (visible en rouge sur la figure (1.5)), deux champs de vitesse se rencontrent, créant ainsi un important cisaillement à l'origine d'instabilités. Le développement de ces instabilités limitent la croissance de la bulle. La seconde moitié de la bulle est alors appelée la zone de mélange, où les instabilités se diffusent dans la bulle jusqu'à former un régime pleinement turbulent (Mayle, 1991), cette région correspond à la zone grisée de la figure (1.5).

Ainsi, les instabilités sont d'autant plus importantes lorsque les fluctuations sont fortes. Le taux de turbulence à l'extérieur de la bulle influe lui aussi sur le phénomène de transition et par

conséquent, sur la taille de la bulle. Il est possible de relier de manière empirique ce taux de turbulence et le gradient de pression avec le début de la transition (Abu-Ghannam & Shaw, 1980).

Différentes approches sont disponibles en laboratoire pour reproduire la formation de bulles de décollement laminaire et obtenir des résultats pertinents. Cette section se divise en deux parties : la première partie détaillera les résultats obtenus à partir de mesures expérimentales, tandis que la deuxième partie sera consacrée à la comparaison des différentes configurations expérimentales.

1.3.2 Approche expérimentale

En 1938, Von Doenhoff étudie le comportement d'une couche limite sur une plaque plane sous l'effet de gradient de pression adverse. La configuration expérimentale se compose d'un écoulement généré par une turbine à la sortie du conduit. Le conduit a une section rectangulaire qui s'élargie jusqu'à la sortie. Cette géométrie induit un gradient de pression adverse constant dans tout le conduit. Von Doenhoff mesure sur une plaque plane longue de 1.52m la distance entre le décollement et l'apparition d'une couche limite turbulente établie. Il déduit que pour de faible Reynolds $Re_x = 1.8 - 2.8 \times 10^3$, le nombre de Reynolds influe sur la mise en place d'une couche limite turbulente. Dans les années 50, de nombreuses travaux sur les performances de profils d'aile NACA amène à étudier plus amplement le phénomène de bulle de décollement. Owen & Klanfer mesure la pression autour de profils en faisant varier l'incidence et le nombre de Reynolds. Ils constatent deux catégories de bulles. Les bulles dites "courtes", qui ont un rattachement turbulent relativement rapide, et les bulles dites "longues" où la zone de mélange est considérablement plus grande proportionnellement à la taille totale de la bulle. Selon Owen & Klanfer, l'épaisseur de déplacement δ_s^* au point de décollement suffirait à définir le type de bulle. Une bulle courte n'apparaîtrait que pour des valeurs de $Re_{\delta_s^*}$ inférieures à 450. Cependant, Crabtree (1957) montre qu'il est possible d'obtenir une bulle courte pour $Re_{\delta_s^*} = 1000$. Grâce à de nombreuses mesures sur les profils d'aile NACA 66 et NACA018 à des Reynolds de l'ordre du million, Gault (1955) démontre premièrement que les perturbations

dans l'écoulement jouent un rôle dans l'allongement de la bulle de décollement. De plus, il est possible de déterminer la position de transition vers un écoulement entièrement turbulent à partir de la distribution des pressions en surface. Cependant, la "position" de transition est difficile à mesurer. Il est possible d'évaluer si les rouleaux deviennent plus ou moins instables.

Avec d'autres profil NACA, Tani (1964) remarque que le détachement est plus important pour des nombres de Reynolds avoisinant 4.2×10^4 . Il conclut aussi que la taille de la bulle se réduit lorsque le gradient de pression est plus important.

La suite de cette section va désormais se concentrer sur les différents moyens mis en oeuvre pour reproduire une LSB.

Comme ce phénomène a un impact non négligeable sur la performance des profils d'ailes, Gaster (1967) étudie l'influence du gradient de pression et du nombre de Reynolds sur une plaque plane. Une configuration expérimentale a été mise en place pour l'étude du phénomène de décollement d'écoulement. Elle consiste en une plaque plane en plexiglas d'une longueur de 75 cm, positionnée à l'intérieur d'un conduit de section rectangulaire. Le bord d'attaque de la plaque est chanfreiné, tandis qu'un volet en aluminium est ajouté au bord de fuite afin de permettre l'ajustement du point d'arrêt. Contrairement à l'approche utilisée dans l'étude de Von Doenhoff (1938), le gradient de pression est induit par la présence d'un profil d'aile retourné. Cela génère une aspiration entre le bord d'attaque de l'aile et la plaque plane. L'objectif de cette configuration est de pouvoir modifier la distribution de pression sur la plaque en ajustant l'angle d'incidence du profil d'aile. De plus, afin d'éviter la génération de vortex résultant de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados, un jet d'air continu est injecté depuis l'intrados. Le nombre de Reynolds est facilement ajustable grâce à une plage allant de 3 à 18 m/s (Gaster (1967)). L'étude de Gaster se concentre sur le comportement de la bulle de décollement, ainsi il développe deux critères : le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement Re_{θ_s} au point de séparation et un nombre adimensionnel de gradient de pression moyen évalué le long de la bulle (\bar{P}). Lorsqu'une LSB atteint un état d'équilibre, Gaster observe qu'une réduction de la vitesse de l'écoulement entraîne un allongement de la

bulle de décollement. Cela suggère que la longueur d'une LSB est directement liée à l'équilibre de la transition. En d'autres termes, si les mécanismes de transition se produisent rapidement sur une courte distance, la couche limite turbulente se formera plus tôt et la bulle de décollement sera donc plus courte. Il est évident que le comportement d'une bulle de décollement n'est pas totalement indépendant du temps. Les mécanismes de transition à l'intérieur de la bulle sont intrinsèquement instationnaires.

Des études ont été menées pour mieux comprendre le processus de transition dans une LSB en utilisant des perturbations fréquentielles dans l'écoulement, reproduisant ainsi une bulle de décollement en laboratoire (Despard & Miller, 1971). La configuration expérimentale s'inspire des travaux de Gaster (1967), où une plaque plane de 107 cm est positionnée au centre d'un conduit de section carrée de 60x60 cm. Une soufflerie génère un écoulement constant allant de 3 à 76 m/s. Un système d'aubes de vannage est utilisé pour induire des ondulations dans une plage de fréquences de 2 à 240 Hz. Dans cette configuration, la distribution de pression est provoquée par la modification du contour de la paroi supérieure du conduit (Despard & Miller, 1971). Grâce à cette approche, trois profils de distribution de pression distincts ont été étudiés. Cette méthode a également été employée dans les travaux de Abu-Ghannam & Shaw (1980).

Koromilas & Telionis (1980) ont également examiné l'aspect instationnaire du phénomène de décollement, mais leur étude a été menée avec de l'eau comme fluide d'étude. Le circuit de l'écoulement est bien évidemment fermé. La zone d'étude, d'une longueur de 3,30 mètres, est située immédiatement après une série de filtres en nid d'abeille afin d'assurer un écoulement uniforme. La zone de mesure se compose de deux parties distinctes. La première partie est une plaque plane de 38 cm de longueur avec un bord d'attaque chanfreiné. La deuxième partie est une section amovible qui prolonge la plaque plane et permet de modifier progressivement la section de l'écoulement. Cette configuration permet de régler le gradient de pression adverse souhaité le long de la plaque plane.

L'étude d'un écoulement pariétal peut se faire en laboratoire à l'aide des installations présentées, Cependant, les campagnes nécessitent des instrumentations très précises pour mesurer les contraintes

de cisaillement à la paroi (Klewicki, Saric, Marusic & Eaton, 2007). Les simulations numériques sont alors une autre alternative pour obtenir d'avantages de données au sujet des bulles de décollement.

1.3.3 Utilisation d'outils numérique

Les simulations numériques directes, également connues sous le nom de DNS *Direct Numerical Simulation*, sont utilisées en dynamique des fluides pour résoudre les équations de Navier–Stokes sur une grille de points à l'aide de schéma numérique d'ordre élevés. Cette approche permet de représenter de manière détaillée le comportement des écoulements, y compris les structures turbulentes, les interactions fluide-structure et d'autres phénomènes complexes. Les simulations numériques directes sont particulièrement adaptées à l'étude des phénomènes transitoires et constituent une autre option pour obtenir des données sur les bulles de décollement laminaire. De plus, elles permettent de mieux appréhender les phénomènes instationnaires.

Dans une étude pionnière menée par Pauley, Moin & Reynolds (1989), une bulle de décollement laminaire est simulée pour la première fois en 2D en utilisant les équations de Navier–Stokes incompressibles. Le domaine de simulation est une couche laminaire se développant à l'intérieur d'un conduit, où une aspiration est appliquée sur la paroi supérieure. Cette étude a montré que les conditions de la couche limite en amont du décollement ont une influence significative sur le développement de la transition. La fréquence des tourbillons générés par la transition en aval de la bulle dépendent du nombre adimensionnel Re_θ ainsi que de la vitesse u_e au point de décollement.

Spalart & Strelets (2000) simulent une LSB en 3D avec très peu de perturbation en amont de la bulle (0.1%). Les structures liées au développement de la transition ont pu être identifiées par Alam & Sandham (2000). Les auteurs constatent que des vortex se développent au dessus la bulle, puis viennent se percuter et provoquer le rattachement turbulent à la paroi. Marxen & Henningson (2011) a ensuite étudié la stabilité d'une bulle laminaire en fonction de différents paramètres notamment l'amplitude des perturbations.

Enfin, Spalart (1988) a permis d'établir le comportement de profil de vitesse d'une couche limite turbulente, notamment lorsque elle est bien développée ($Re_\theta = 1410$).

La modélisation de la formation des bulles de décollement laminaire est un domaine de recherche bien établi, mais il reste complexe en raison notamment de l'impact du phénomène de transition. Pour reproduire ce processus avec précision, il est nécessaire de recourir à des méthodes numériques avancées. Cependant, ces approches peuvent parfois être coûteuses et nécessiter des ressources importantes, ce qui limite leur applicabilité dans le contexte industriel. Dans cette perspective, la prochaine section de ce travail propose un examen approfondi de la modélisation des bulles de décollement laminaire, en mettant l'accent sur des solutions plus abordables pour le domaine industriel. L'objectif est de présenter des méthodes numériques qui offrent une bonne précision tout en restant moins coûteuses en termes de temps de calcul et de ressources nécessaires.

1.4 Approche numérique

Cette section se concentre exclusivement sur la méthode des volumes finis pour simuler l'écoulement d'un fluide.

La méthode des volumes finis consiste en premier lieu à discrétiser le domaine d'écoulement en un grand nombre de mailles ou volumes de fluide élémentaires. De manière générale, dans chacune de ces mailles, des équations locales sont résolues en supposant que les grandeurs physiques varient peu à l'échelle de la maille. Les flux de matière ou d'énergie traversant les frontières entre les mailles sont conservés et approximatés par le calcul d'une intégrale surfacique. En résumé, cette méthode permet de résoudre des équations différentielles partielles sur une grille discrète en considérant les interactions entre les mailles voisines. De plus, pour les écoulements instationnaires (où les variables physiques varient au cours du temps), la simulation s'effectue sur une période de temps. De la même manière que le volume, le temps est discrétisé en plusieurs instants. Les équations physiques mises en jeu dans chaque maille sont résolues de manière itérative et en mettant à jour les variables à chaque itération. Cette méthode est répétée à chaque

pas de temps pour les simulations dynamiques, jusqu'à ce que la solution converge vers une solution stable (Blazek, 2005).

Cependant, la turbulence est un phénomène complexe et chaotique qui se manifeste à différentes échelles temporelles et spatiales. La simulation d'un écoulement turbulent nécessite à la fois un maillage fin, mais aussi un domaine numérique assez large pour capturer le comportement de la turbulence pour les plus grandes échelles. De plus, en raison de la forte non-linéarité des équations, les approximations effectuées lors de la discrétisation du maillage doivent être minimisées. Bien que l'augmentation du nombre de mailles puisse réduire la taille moyenne d'une maille et donc l'erreur commise, cette précision accrue entraîne une charge de calcul considérablement plus lourde. En s'appuyant sur les équations de Navier–Stokes d'un écoulement incompressible, il est possible de simuler l'ensemble des mécanismes physiques se déroulant au sein d'un fluide.

Bien que très fiable, la méthode DNS est si coûteuse que son usage est limité à des études de recherche (Genc, 2012). Pour les écoulements de paroi, il est possible de monter à des Re_θ de l'ordre de 7000 (Sillero, Jiménez, Moser & Malaya, 2011). Mais les calculs nécessitent l'emploi de super-calculateurs et durent plusieurs mois. En fonction du type d'écoulement considéré, certaines hypothèses peuvent être formulées afin de réduire le temps de calcul. Le choix d'une méthode de simulation doit donc tenir compte du coût de la simulation, de la précision exigée, mais aussi au type d'écoulement (stationnaire, visqueux, incompressible, isotherme,...).

L'alternative la plus courante dans l'industrie est la méthode *RANS*, qui signifie *Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*. Cette méthode numérique va se contenter de résoudre uniquement les champs moyens de l'écoulement et ne va pas simuler la turbulence, mais seulement modéliser ses effets. Pour cela, les équations de Navier-Stokes sont réécrites grâce à une approche statistique aussi appelée décomposition de Reynolds.

Cette section est divisée en trois parties. La première aborde l'approche statistique de la turbulence, la deuxième examine les méthodes numériques pour modéliser les effets de la

turbulence, et la troisième partie se concentre sur la sélection d'un modèle prenant en compte les mécanismes de transition.

1.4.1 Approche statistique de la turbulence

Les méthodes RANS s'appuient sur la moyenne statistique ou "moyenne d'ensemble". Pour les écoulements stationnaires ergodiques, la moyenne temporelle peut être employée. Ainsi, une variable ϕ de l'écoulement admet une moyenne statistique notée $\bar{\phi}$.

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \phi dt \quad (1.33)$$

L'aspect aléatoire et imprévisible du champ global peut alors caractérisé comme la différence entre le champ instantané ϕ et le champ moyen $\bar{\phi}$. Ce champ est appelé champ de fluctuation ϕ' .

$$\phi' = \phi - \bar{\phi} \quad \text{avec} \quad \bar{\phi}' = 0 \quad (1.34)$$

La décomposition de Reynolds permet de réécrire les équations de Navier-Stokes en distinguant le champ moyen du champ de fluctuations. Pour un écoulement incompressible et visqueux entièrement turbulent, l'équation de conservation de la quantité de mouvement peut s'exprimer selon la décomposition de Reynolds :

$$\rho \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + \rho (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.35)$$

Ici les notations indicielles d'Einstein sont employées. Le vecteur u_i désigne le champ de vitesse et p le champ de la pression statique. Pour obtenir l'équation du mouvement moyen, chacun des termes est remplacé par sa valeur moyenne respective, ce qui permet d'écrire l'équation suivante :

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j} \right] \quad (1.36)$$

Le tenseur $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ contient les seuls termes restant du champ de fluctuations. Ce tenseur est appelé tenseur de Reynolds R_{ij} et représente les effets de la turbulence sur le mouvement moyen (Cousteix, 1989). La trace de ce tenseur est égale au double de l'énergie cinétique turbulente k .

$$k = \frac{1}{2} Tr(R_{ij}) = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (1.37)$$

L'énergie cinétique de l'écoulement est dépensée en partie pour la formation de structures aléatoires, constituant ainsi l'énergie des fluctuations de la turbulence k . Le phénomène de turbulence n'est pas uniquement aléatoire, il est aussi dissipatif. Les structures vont migrer vers des échelles de plus en plus petite, jusqu'à atteindre l'agitation moléculaire. Ce phénomène est appelé "cascade de turbulence".

Afin de déterminer la valeur de l'énergie cinétique turbulente, il est possible d'établir une équation de transport associée. En effet, en soustrayant l'équation (1.35) par (1.36), en multipliant par u_i et grâce à la définition (1.37), en sommant sur les trois directions, l'équation de k (1.38) (Chassaing, 2010) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_j u'_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i u'_j u'_i} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{u'_j p'})}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (1.38)$$

L'ensemble de ces termes ont une signification physique :

- $\frac{\partial k}{\partial t}$ est la variation temporelle locale.
- $\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}$ est l'advection.
- $-\overline{u'_j u'_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$ est le terme de production d'énergie cinétique par le gradient de vitesse du champ moyen qui sera noté P_k .
- $-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i u'_j u'_i} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{u'_j p'})}{\partial x_j}$ sont les termes liés à la diffusion de la turbulence par les fluctuations de pression et de vitesse.
- $-\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$ est le terme de destruction turbulente par la viscosité moléculaire, aussi appelé terme de dissipation de la turbulence.

- $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)$ est le terme de la diffusion par agitation moléculaire. Ce terme sera par la suite négligé devant le terme de dissipation de la turbulence.

Déterminer le produit des deux grandeurs du champ de fluctuations entraîne une complexité de résolution numérique conséquent. Grâce à des équations de fermeture, le problème peut être simplifié. Ces équations, qui reposent sur des hypothèses simplificatrices et des lois empiriques, permettent de représenter de manière plus simple et plus efficace les effets de la turbulence. Elles viennent compléter le système d'équations en ajoutant des termes supplémentaires afin de fermer le système et d'obtenir une solution approchée du problème. La méthode numérique RANS consiste à résoudre les équations de transport (1.36) en prenant en compte les effets de la turbulence. Cette méthode utilise différents modèles pour représenter le tenseur de Reynolds.

1.4.2 Modélisation de la turbulence

Il existe deux méthodes pour modéliser les effets de la turbulence sur l'écoulement moyen. La première consiste à déterminer toutes les composantes du tenseur de Reynolds. Étant donné que le tenseur est symétrique, seulement six équations de transport doivent être résolues. Cette approche prend en compte l'aspect anisotrope de la turbulence, mais sous-estime la dissipation turbulente. Cette méthode est appelée modèle des contraintes de Reynolds (*ReynoldsStressModel*). Les termes à modéliser étant nombreux et peu documentés, cette méthode est peu utilisée en industrie car elle nécessite une bonne connaissance de la turbulence. Elle souffre également d'un manque de robustesse.

La seconde méthode est la *EVM* pour *Eddy Viscosity Model*. Elle repose sur l'hypothèse de Boussinesq (1877), qui a établi une analogie entre la viscosité cinématique moléculaire ν et l'effet de la turbulence. Il définit ainsi une *viscosité turbulente* ν_t Cousteix (1989). C'est une grandeur qui dépend de l'état de turbulence de façon locale. Elle permet d'exprimer le tenseur de Reynolds selon :

$$R_{ij} = \overline{\rho u'_i u'_j} = \nu_t (2S) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{avec} \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{pour } i = j \\ 0 & \text{pour } i \neq j \end{cases} \quad (1.39)$$

S est le tenseur des déformations du champ moyen, défini par :

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.40)$$

En utilisant l'hypothèse de Boussinesq, le tenseur de Reynolds peut être déterminé en fonction des valeurs de l'énergie turbulente k , du cisaillement moyen, ainsi que de la viscosité turbulente ν_t , parfois exprimée par μ_t avec $\mu_t = \rho \nu_t$.

Classiquement, la viscosité turbulente est définie par l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation ε selon la relation (1.41). Le taux de dissipation ε doit être déterminé de façon locale également.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{avec} \quad C_\mu = 0.09 \quad (1.41)$$

Cependant, le problème nécessite une dernière équation pour être résolu. L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (1.38) est donc résolue en parallèle de l'équation de transport du taux de dissipation. Cette dernière équation est construite de manière analogue avec les autres équations de transport à savoir avec un terme de production (P_k), de destruction ($\rho\varepsilon$) et de diffusion (modélisé grâce à μ_t). Le système est appelé équations de fermeture (1.42).

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} &= P_k - \rho\varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \\ \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} &= \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \\ \mu_t &= \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (1.42)$$

Les valeurs des constantes σ_k , $\varepsilon 1$, $\varepsilon 2$ et σ_ε sont définis par Launder & Spalding (1974).

Ce modèle de turbulence présente l'avantage d'être robuste et de fournir une bonne description des écoulements libres. Cependant, il présente des limitations significatives dans la région de la sous-couche visqueuse. De plus, selon Menter (1992), ce modèle rencontre des difficultés à estimer les gradients de pression adverse trop importants, ce qui peut entraîner une mauvaise prédiction de la position du décollement.

Le modèle de Wilcox (1988) remplace le taux de dissipation ε par la fréquence caractéristique du champ turbulent ω selon :

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (1.43)$$

Le principe est similaire au modèle $k-\varepsilon$, deux équations de transport k et ω sont résolues afin de calculer la valeur de μ_t . Cette approche modélise convenablement les gradients de pression adverses (Menter, 1992). Toutefois, le modèle est très sensible au taux de turbulence externe.

Menter construit un autre modèle de turbulence s'appuyant sur ces deux approches précédentes. Le modèle est appelé $k - \omega$ SST pour *Shear Stress Transport* et permet d'obtenir les avantages des deux précédents modèles, sans leurs inconvénients. Le modèle se compose de deux nouvelles idées novatrices. La première est de combiner localement les approches $k - \varepsilon$ et $k - \omega$. Menter (1992) introduit une fonction de mélange F_1 qui dépend de la distance à la paroi. La fonction va de 0 à 1 et pondère les équations $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ ainsi que les constantes des modèles respectifs. L'approche $k - \varepsilon$ est donc préconisée à l'extérieur de la couche limite et $k - \omega$ à l'intérieur. Menter (1992) ajoute une autre fonction de pondération F_2 permettant de changer la définition de la viscosité turbulente μ_t , en fonction de la distance à la paroi grâce à l'équation (1.44). De manière similaire à la fonction F_1 , la fonction F_2 varie entre 0 et 1, prenant la valeur de 0 près de la paroi et 1 à l'extérieur de la couche limite.

$$\mu_t = \min \left(\rho \frac{k}{\omega}, \frac{\rho a_1 k}{S F_2} \right) \quad \text{avec} \quad a_1 = 0.3 \quad (1.44)$$

Ce modèle a pu être validé dans le cas d'un écoulement autour d'un profil d'aile (NACA 4412). Le gradient de pression adverse y est bien modélisé et les résultats sont conformes avec les données expérimentales (Menter, 1992). Cette approche RANS semble efficace pour modéliser le ralentissement d'une couche limite.

Toutefois, une simulation précise d'une bulle de décollement laminaire ne se limite pas seulement au décollement de la couche limite, mais nécessite également de prendre en compte les mécanismes de transition qui se produisent à l'intérieur de la bulle. Ainsi, pour obtenir une simulation cohérente des bulles de décollement, il est essentiel de prendre en considération les effets de la transition.

1.4.3 Modélisation de la transition

La transition peut être simulée en utilisant des approches DNS (Spalart, 1988; Alam & Sandham, 2000). Une autre approche numériquement couramment utilisée est celle des LES (*Large Eddy Simulation*), qui permet de résoudre les grandes structures tourbillonnaires tout en modélisant l'effet de la turbulence à petite échelle (Singh, 2019). Cependant, ces méthodes sont généralement trop coûteuses pour être utilisées dans des applications industrielles (Menter & Langtry, 2012). Par conséquent, il est souvent nécessaire de recourir à la modélisation pour traiter ce phénomène.

Une autre approche pour aborder le phénomène de transition est la méthode $exp(N)$, qui repose sur la théorie de la stabilité linéaire (White, 1991). Cette méthode est applicable aux écoulements bidimensionnels et stationnaires présentant peu de fluctuations. Cependant, elle requiert la spécification d'un paramètre N qui n'est pas universel (Kaynak *et al.*, 2019). De plus, cette méthode nécessite de résoudre les équations de Orr-Sommerfeld le long d'une surface depuis le point de développement de la couche limite. Cette méthode implique l'usage d'opérations non-locales ce qui rend la méthode incompatible avec la méthode volumes finies (Menter & Langtry, 2012).

Dans le cadre de cette étude, en raison de contraintes numériques complexes, les effets de la transition seront simplement modélisés. Toutefois, la mise en place d'un tel modèle implique

de satisfaire à de nombreuses exigences, telles que la capacité à modéliser à la fois la couche limite laminaire et turbulente, ainsi qu'à identifier les conditions impliquant le début et la fin de la transition. Il convient de noter que les modèles RANS standard sont conçus pour modéliser exclusivement des écoulements pleinement turbulents. Afin de mieux décrire le phénomène de la transition, ces modèles RANS sont modifiés en y incorporant des limiteurs spécifiques, donnant ainsi naissance aux modèles RANS à bas Reynolds (Jones & Launder, 1973; Wilcox, 1994). Cependant, malgré les ajustements apportés, les modèles RANS à bas Reynolds ont encore du mal à fournir une description précise de la région de pré-transition. Le phénomène de décollement y est aussi mal modélisé (Walters & Leylek, 2004). L'apparition de la turbulence dans une couche limite laminaire peut être caractérisée par un paramètre unique appelé "intermittence" (γ) (Dhawan & Narasimha, 1958). Un modèle proposé par Dhawan & Narasimha (1958) permet à cette grandeur de croître à mesure que la transition se produit. Cependant, dans cette méthode, la position du début de la transition est choisie de manière arbitraire. ? propose un autre modèle plus complet appelé $k - \varepsilon - \gamma$ où l'intermittence γ admet une équation de transport, avec un terme de diffusion et un terme source (Kaynak *et al.*, 2019). Dans ce modèle, le paramètre γ permet de pondérer la valeur de la viscosité turbulente.

Toutefois, cette approche présente toujours certaines limitations. En particulier, toutes les variables ne sont pas définies localement, ainsi le modèle n'est pas facilement compatible avec une approche par éléments finis classiques (Kaynak *et al.*, 2019).

Le modèle le plus prometteur à ce jour est le modèle semi-empirique $\gamma - Re_\theta$ (Menter *et al.*, 2006). Il s'appuie sur les données de Abu-Ghannam & Shaw (1980) et Mayle (1991) pour déterminer localement, l'état d'avancement de la transition.

Le modèle $\gamma-Re_\theta$ s'appuie sur le calcul de deux grandeurs adimensionnelles. La variable locale γ d'intermittence prend des valeurs entre 0 (écoulement laminaire) et 1 (écoulement turbulent). L'autre variable est le nombre de Reynolds basé sur la quantité de mouvement Re_θ . Cependant, la définition classique de ce nombre de Reynolds n'est pas compatible avec des forts gradients

de pression adverse (Menter *et al.*, 2006). Dans ce modèle la corrélation (1.45), permet de relier Re_θ au nombre de Reynolds Re_v basé sur la vorticité Ω définie dans l'équation (1.46).

$$Re_\theta = \frac{\max(Re_v)}{2.193} \quad (1.45)$$

$$Re_v = \frac{\rho y^2}{\mu} |\Omega| \quad \text{avec} \quad \Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.46)$$

La valeur de γ est déterminée localement grâce à une équation de transport :

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (1.47)$$

Les termes de gauches sont analogue à l'accélération de γ et le terme $\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right]$ représente l'influence des viscosités dynamique et turbulente du fluide dans le phénomène de la transition. La constante σ_f vaut habituellement 1. Le terme P_γ est le terme source et E_γ le terme de retour à un écoulement laminaire (Langtry & Menter, 2005). Ils se définissent de la manière suivante :

$$P_\gamma = 2F_{length}\rho S\sqrt{\gamma F_{onset}}(1 - \gamma) \quad (1.48)$$

$$E_\gamma = 2\rho\Omega\gamma F_{turb}(50\gamma - 1) \quad (1.49)$$

La fonction F_{turb} permet de désactiver les sources de destruction à l'extérieur des couches limites laminaires et la sous-couche visqueuse d'une TBL. La fonction F_{length} s'appuie sur une corélation permettant d'établir la longueur de la zone de la transition. F_{onset} s'appuie sur la corélation (1.45). La fonction prend des valeurs entre 0 et 1 et atteint 1 lorsque Re_θ atteint une

valeur critique $Re_{\theta c}$ pour laquelle les premiers mécanismes de la transition ont lieu. Le modèle nécessite alors de construire une grandeur locale $\widetilde{Re}_{\theta t}$ afin de déterminer par une corrélation empirique la valeur de $Re_{\theta c}$ (Menter *et al.*, 2006). $\widetilde{Re}_{\theta t}$ est déterminé en tout point grâce à l'équation de transport suivante :

$$\frac{\partial(\rho\widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta}(\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right] \quad (1.50)$$

Le terme source $P_{\theta t}$ permet d'établir un champ scalaire $\widetilde{Re}_{\theta t}$ à l'extérieur de la couche limite d'après une valeur $Re_{\theta t}$ déterminée de manière empirique selon une tabulation en fonction du gradient de pression et l'intensité de la turbulence. La constante σ_{θ} permet de contrôler la diffusion et vaut 10 pour une couche limite sur plaque plane (Menter *et al.*, 2006).

Toutefois, la corrélation (1.45) ne s'applique pas aux écoulements décollés. Le critère d'activation du paramètre γ est alors redéfini en un γ_{eff} exprimée dans l'équation (1.51). Afin de corriger la transition trop tardive lors de décollement, une autre grandeur γ_{sep} est calculée en parallèle. Lorsque le rapport des viscosités est suffisamment élevé pour entraîner le rattachement, la fonction F_{rea} permet de désactiver cette modification (Langtry & Menter, 2005). La fonction F_{θ} est une fonction de pondération qui permet d'appliquer cette modification uniquement dans la couche limite.

$$\gamma_{sep} = \min \left(2 \max \left[\left(\frac{Re_v}{3.235 Re_{\theta c}} \right) - 1, 0 \right] F_{rea}, 2 \right) F_{\theta t} \quad \gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep}) \quad (1.51)$$

Le modèle $\gamma - Re_{\theta}$ est couplé au modèle $k - \omega SST$. La valeur γ est utilisée pour activer ou désactiver le terme de production d'énergie cinétique turbulente (P_k). Par conséquent, les termes de production (P_k) et de destruction (D_k) dans l'équation (1.52) sont reformulés en \widetilde{P}_k et \widetilde{D}_k respectivement, afin de prendre en compte la valeur de γ_{eff} .

$$\widetilde{P}_k = \gamma_{eff} P_k \quad \widetilde{D}_k = D_k \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1) 1) \quad (1.52)$$

Toutefois, afin de réduire la complexité et les coûts de calcul, Menter, Smirnov, Liu & Avancha (2015) ont développé un autre modèle plus simple appelé le modèle γ . Ce modèle se distingue par l'utilisation d'une seule équation de transport pour modéliser la transition. Bien que ce modèle soit très satisfaisant, il est moins performant que le modèle $\gamma - Re_\theta$ pour des écoulements à bas Reynolds 2.6×10^6 (Menter *et al.*, 2015). À l'inverse, il existe d'autres modèles plus complets mais plus complexes que le modèle $\gamma - Re_\theta$ nécessitant trois équations de transport comme par exemple le modèle $(k - k_L - \omega)$ (Kaynak *et al.*, 2019).

Le choix du modèle RANS $\gamma - Re_\theta$ pour la simulation de la formation d'une bulle de décollement laminaire est justifié par sa capacité à modéliser la transition tout en prenant en compte le décollement de la couche limite. Le chapitre suivant se concentrera sur la mise en place d'une méthodologie permettant d'évaluer ce modèle grâce à une configuration expérimentale.

CHAPITRE 2

MÉTHODOLOGIE

Ce chapitre propose une méthodologie afin d'évaluer le modèle RANS $\gamma - Re_{\theta}$ dans le contexte d'un décollement d'une couche limite laminaire. L'évaluation du modèle sera réalisée via la configuration du banc d'essai du laboratoire de Thermofluide de l'ETS. La première partie présentera la configuration à modéliser, tandis que la deuxième partie détaillera les méthodes mises en œuvre pour simuler l'écoulement. Enfin, la dernière partie abordera les différents critères d'évaluation utilisés pour valider le modèle numérique.

2.1 Configuration analysée

Il est possible de reproduire en laboratoire une bulle de décollement laminaire. À l'ÉTS, le laboratoire de Thermofluide pour le Transport (TFT) possède un banc d'essai permettant d'étudier les écoulements de couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse (Mohammed-Taifour, Schwaab, Pion & Weiss, 2015a). Le banc est modulaire ce qui permet de générer des couches turbulentes et laminaires ainsi que des décollements plus ou moins importants. Le banc a déjà été l'objet de travaux concernant les bulles de décollement turbulent (Mohammed-Taifour, 2017), (Le Floc'h, 2021).

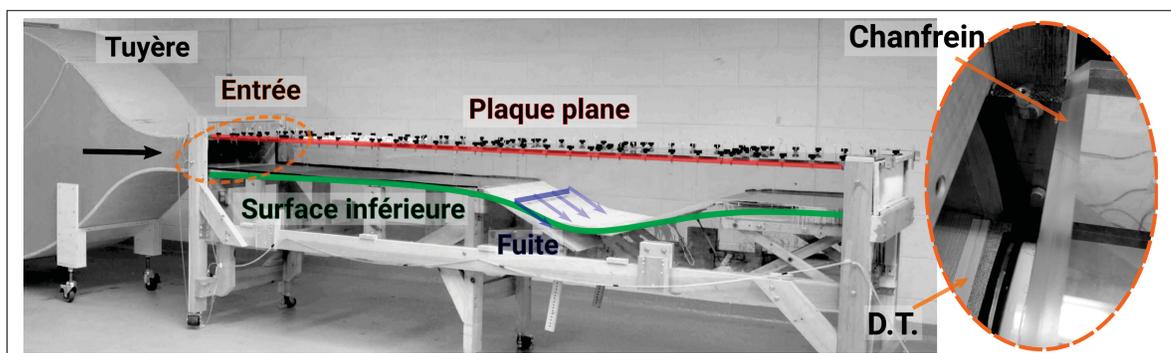


Figure 2.1 Montage expérimental

Les méthodes expérimentales mise en œuvre sur ce banc sont détaillées dans (Mohammed-Taifour, 2017). Ici, pour étudier une LSB, l'air est introduit à une vitesse de 4 m/s. La taille du conduit

mesure 3,00 m de long, 0,60 m de large pour 0,15m de haut. Les parois sont en polycarbonate transparent. À l'amont de la section d'essai (à gauche de la photo), l'écoulement de l'air peut être supposé comme uniforme. En effet, l'air expulsée par la soufflerie rencontre plusieurs dispositifs permettant d'uniformiser l'écoulement jusqu'à la tuyère (Mohammed-Taifour *et al.*, 2015a). À la manière des travaux, de Koromilas & Telionis (1980), le fluide entrant est uniformisé à l'aide d'un nid d'abeille.

Le banc peut se subdiviser en trois parties. La première s'étend sur 1.45 m et a pour but de développer une couche limite laminaire sur la paroi supérieure. À 10 cm de la sortie de la tuyère, une ouverture est délibérément placée afin d'assurer la position exacte de l'origine de la couche limite. L'arrête de plaque de plexiglas a soigneusement été chanfreinée. Une petite bande adhésive en forme de zigzag (Turbator SKU 4501 .4mm produit par Glasflügel), et avec une épaisseur de 0.4 mm a été placée sur la plaque inférieure afin de déclencher la transition.

Dans la seconde partie, la section de l'écoulement va subitement augmenter par la présence d'une forme arrondie dans la partie basse visible sur la photo (2.1). Cette augmentation de section va induire un gradient de pression adverse. C'est dans cette région que la couche limite va décoller. Une mince fente va être placée dans la partie inférieure pour assurer que la bulle de décollement n'est lieu que sur la paroi supérieure (Mohammed-Taifour *et al.* (2015a)). La courbure de la surface inférieure est actuellement formée par une plaque en carton plastifiée qui comporte quelques irrégularités à sa surface lors des raccordements.

La dernière partie retrouve une section constante afin d'instaurer à nouveau un milieu sans gradient de pression. Le banc conserve une pression positive dans la veine grâce à un mince grillage limitant tout les recirculations de l'air extérieur.

En ce qui concerne les mesures expérimentales, la plaque de polycarbonate supérieure peut être équipée de différents capteurs. La pression moyenne est mesurée à l'aide de 28 sondes le long de l'axe central de la plaque plane. Les profils de vitesse dans la direction du courant sont mesurés à 10 emplacements le long de l'axe central de la plaque plane à l'aide d'une sonde à fil chaud simple équipée d'un anémomètre à tension constante (Mohammed-Taifour *et al.*,

2015b). La séparation de l'écoulement près de la paroi est identifiée à l'aide d'un capteur de contrainte de cisaillement calorimétrique MEMS (Weiss, Jondeau, Giani, Charlot & Combette, 2017). Ce capteur permet de mesurer si l'écoulement est retourné proche de la paroi. Il permet donc d'identifier la région du décollement. Dans cette configuration, au point de décollement $Re_x = 3.7 \times 10^5$ et $Re_\theta = 425$. Les techniques de mesure détaillées pour la configuration actuelle sont décrites dans cette référence (Mohammed-Taifour, 2017).

Après avoir détaillé le fonctionnement de cette configuration expérimentale, il est temps de s'intéresser aux moyens de la modélisée.

2.2 Reproduction numérique de la configuration

Afin de comparer les résultats de la simulation aux mesures expérimentales, il est crucial de reproduire les conditions physiques de l'expérience de manière aussi fidèlement que possible. Pour ce qui est de la formation de la bulle, il est essentiel de définir correctement tous les facteurs influençant sa taille et sa position. La bulle qui se forme sur la plaque plane est étroitement liée à l'état de la couche limite en amont et au gradient de pression dans tout le banc. Par conséquent, il est nécessaire de modéliser l'ensemble du conduit.

Dans l'optique de reproduire le même gradient de pression, la géométrie du berceau a été scannée avec précision à l'aide d'un scan 3D laser (*RS6 8525* par HEXAGON) avec une précision de 0.05 mm. Cependant, la surface scannée présente des défauts en raison du carton utilisé, qui n'est pas parfaitement lisse. Une étude des erreurs liées à ces défauts nécessite d'être réalisée (voir section 3.2.2).

De plus, le gradient de pression est également affecté par la vitesse de fuite (visible en bleu sur la figure (2.1)). Cependant, la valeur expérimentale de cette vitesse de fuite n'est pas connue. Par conséquent, une calibration doit être effectuée en utilisant différentes vitesses afin d'identifier les conditions expérimentales.

Par ailleurs, la taille d'une bulle de décollement varie en fonction du taux de turbulence Tu présent à l'extérieur de la couche limite (prefix Dellacasagrande, Barsi, Lengani, Simoni & Verdoya, 2020; Hosseinverdi, 2013, postfix). Étant donné que cette valeur est également inconnue, une autre calibration est nécessaire pour modéliser correctement l'écoulement à l'entrée du banc (voir section 3.1.2.2).

Enfin, il convient de noter que l'écoulement le long du conduit est considéré comme bidimensionnel. Par conséquent, le domaine numérique sera limité à la section centrale du conduit, et une approche en deux dimensions sera utilisée pour modéliser l'écoulement. Le conduit mesure 60 cm de largeur, dans ce mémoire, l'hypothèse sera faite que les effets de bords n'influent pas les conditions de écoulements au centre du conduit. Le travail de Mohammed-Taifour, Sanjose & Weiss (2021) ont démontrés que la distribution de pression le long de la plaque plane ainsi que les profils de vitesse varient très peu selon l'axe z .

L'objectif principal de cette configuration expérimentale est d'étudier le comportement de la couche limite sur la plaque plane soumise au gradient de pression. Par conséquent, une attention particulière est accordée à une discrétisation très fine des régions proches des parois. Le choix a été fait d'utiliser un maillage hybride qui combine des rectangles pour densifier les régions proches des parois, afin de capturer plus efficacement les couches limites. En même temps, les triangles sont utilisés pour discrétiser de manière plus grossière l'intérieur du conduit, bénéficiant ainsi de leur flexibilité. Une étude de l'influence du maillage est réalisée au chapitre 3 dans la section 3.2.1 afin de déterminer les paramètres appropriés pour la discrétisation proche de la paroi, garantissant ainsi une modélisation précise du comportement des couches limites. De plus, le modèle $\gamma - Re_\theta$ exige certains paramètres de maillage proche de la paroi à respecter (Menter *et al.*, 2006).

2.3 Critères d'évaluations

La validation du modèle $\gamma - Re_\theta$ s'appuie sur l'évaluation de sa capacité à reproduire divers comportements du fluide à différentes régions du conduit.

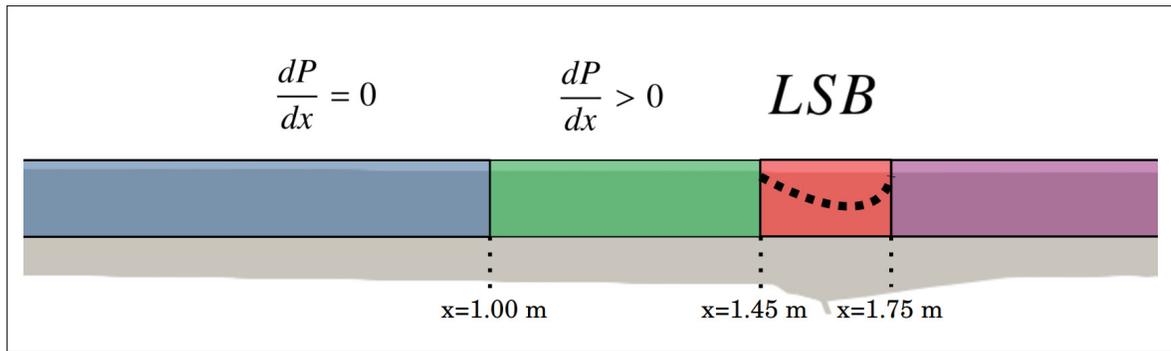


Figure 2.2 Les différentes régions d'études

Dans la première région, qui s'étend dans la zone amont sans l'effet de la pression variable, le modèle sera évalué à reproduire le développement d'une couche limite laminaire en l'absence de gradient de pression significatif. Dans cette configuration, la solution numérique pourra être comparée à la solution analytique de Blasius, décrite à la section 1.2.2.2. Cette comparaison permettra de vérifier la capacité du modèle à reproduire les caractéristiques de l'écoulement laminaire, les profils de vitesse et les valeurs d'épaisseur de couche limite prédits par la solution de Blasius. Cette région est représentée en bleue sur la figure (2.2).

Dans la seconde région (en vert sur la figure (2.2)), qui se situe à l'amont du décollement où le gradient de pression devient plus prononcé, la méthode de Thwaites sera pertinente pour évaluer la capacité du modèle à prédire le décollement de la couche limite.

La troisième région est la zone décollée, visible en rouge sur la figure (2.2). Il sera important de s'assurer que la taille de bulle est cohérente avec la littérature et les mesure réalisées par (Mohammed-Taifour *et al.*, 2021). De plus, cette région permettra d'évaluer si la transition turbulente à l'intérieur de la bulle est correctement prédite par le modèle $\gamma - Re_\theta$.

Enfin la dernière partie, en mauve sur la figure (2.2), concerne le rattachement et le retour à une couche limite turbulente. Les simulations DNS de Spalart (1988) permettront d'évaluer la qualité du modèle RANS.

Cette méthodologie fournit une description précise du banc d'essai et permet d'évaluer le modèle $\gamma - Re_\theta$ par une approche segmentée. Malgré la nécessité de calibrations pour les conditions inconnues, cette méthode offre une analyse détaillée de la solution modélisée.

CHAPITRE 3

ÉVALUATION DU MODÈLE

Ce chapitre constitue l'évaluation du modèle $\gamma - Re_\theta$. Dans un premier temps, nous définirons le domaine d'étude numérique et comblerons les données manquantes grâce à une calibration. Ensuite, nous mènerons une étude numérique visant à minimiser les erreurs potentielles. Enfin, nous procéderons à une évaluation complète du modèle numérique dans tout l'ensemble du conduit.

3.1 Modélisation la configuration expérimentale

3.1.1 Définition du domaine d'étude

Le fluide modélisé est l'air. Il est considéré incompressible et isotherme, avec une masse volumique $\rho = 1.185 \text{ kg/m}^3$ et une viscosité dynamique $\mu = 1.831 \times 10^{-5} \text{ kg/m/s}$.

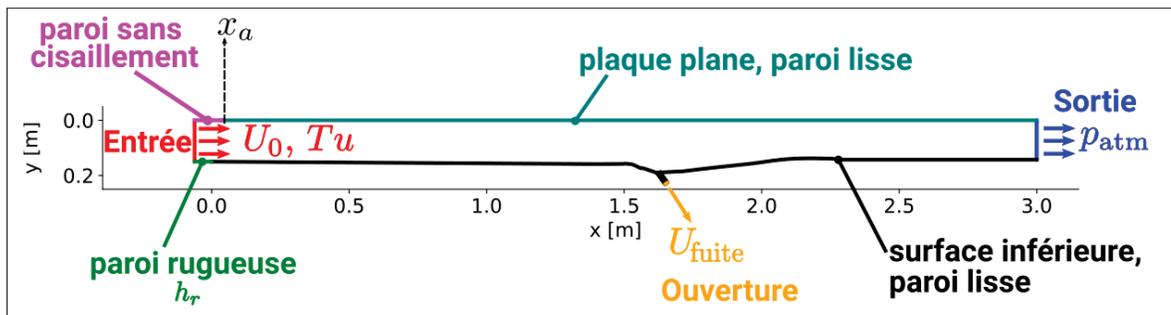


Figure 3.1 Schéma de la configuration numérique

Le domaine d'étude est une section du plan (x,y) du conduit et s'étendra de la sortie de la tuyère de la soufflerie $x = 0$ jusqu'à la sortie du canal $x = 3 \text{ m}$. Pour cette première approche en deux dimensions, le plan d'étude principal est le plan (x,y) situé au centre du conduit. Cependant, le solveur CFX est limité aux configurations tridimensionnelles, la section d'étude est alors modélisée avec une épaisseur de 2 mm dans la direction z . Une condition de périodicité est appliquée dans la direction z afin de rendre le problème 2D. La vitesse d'entrée de référence U_0 est de 4 m/s et la sortie du conduit est fixée à une pression du laboratoire P_{atm} . La vitesse

d'échappement de l'air par la fuite U_{fuite} est inconnue. Cette valeur sera calibrée conformément aux données expérimentales dans la partie 3.1.2.1.

Le début de la paroi supérieure est considéré sans cisaillement sur les dix premiers centimètres, puis les parois sont considérées comme lisses. Cette configuration permet de positionner l'origine de la couche limite conformément aux conditions expérimentales (avec la présence d'une ouverture de la paroi chanfreinée). Cette origine de couche limite sera noté x_a . En revanche, aucune ouverture n'est présente sur la partie inférieure, ce qui rend impossible de définir une origine à la couche limite. Néanmoins, afin de modéliser le déclencheur de transition se trouvant à l'entrée du conduit (voir la figure (2.1)), une condition de rugosité est appliquée au début de la paroi inférieure sur 10 cm. La hauteur de grain moyen est de l'ordre de 10^{-4} m.

Enfin, bien que l'écoulement de l'air soit traité dans la chambre de tranquillisation, il ne peut être considéré comme parfaitement laminaire. Il subsiste encore quelques fluctuations dans l'écoulement libre. Ces perturbations sont minimales à l'entrée, mais jouent un rôle important dans la région de décollement. Il est donc crucial de modéliser un taux de turbulence initial Tu à l'entrée du domaine. Cette valeur-là est encore inconnue et sera établie à la suite d'une calibration dans la partie 3.1.2.2.

3.1.2 Calibration des conditions aux limites

Dans cette partie, il sera question de choisir les valeurs des deux conditions aux limites précédentes (à savoir U_{fuite} et Tu) en s'appuyant sur les mesures expérimentales effectuées en laboratoire. Pour cette étude, le maillage utilisé est le maillage B visible sur la figure (3.2), qui est hybride. Il est constitué de prismes près des parois et de tétraèdres au centre du conduit. Le domaine proche de la plaque plane se compose de 55 rectangles et la valeur de y^+ ne dépasse pas 0.4. Une analyse détaillée de l'influence du maillage est présentée dans la section 3.2.1.

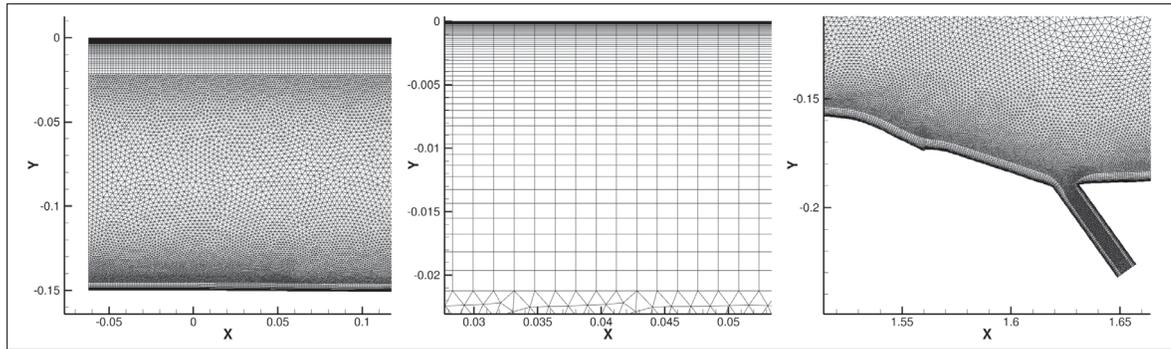


Figure 3.2 Aperçu de maillage B . Les variables x et y sont exprimées en mètre

3.1.2.1 Vitesse de fuite

La vitesse d'échappement U_{fuite} sera configurée avec le paramètre α :

$$U_{fuite} = \alpha U_0 \quad (3.1)$$

Plusieurs simulations vont être effectuées pour différentes valeurs de α (de 0 à 150%). Étant donné que la vitesse de fuite a une influence sur le gradient de pression que subi la couche limite, la calibration du paramètre α s'appuie sur la distribution de la pression statique de la plaque plane. Les différents résultats sont représentés sur la figure (3.3) et confrontés aux données expérimentalement mesurées sur la paroi de la plaque plane.

La pression de référence utilisée pour tracer le coefficient de pression C_p est définie à $x = 0.75m$. Le gradient de pression subi par la couche limite dépend grandement de la vitesse de fuite imposée. La distribution de pression la plus cohérente avec les données mesurées sur le banc est lorsque $\alpha = 100\%$. La fuite de l'étude se poursuivra avec une vitesse de fuite de 4 m/s.

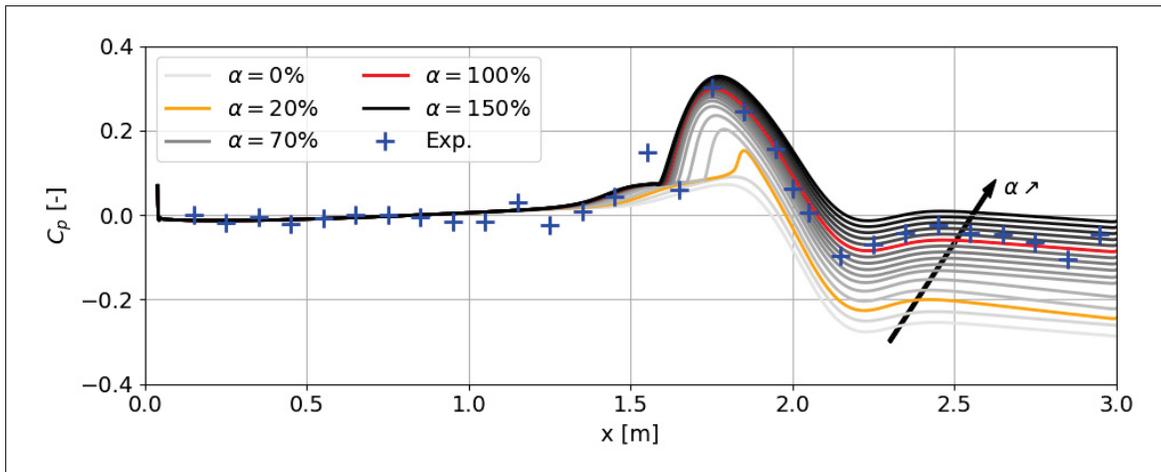


Figure 3.3 Effet de la variation de la vitesse de fuite sur la distribution de pression le long de la plaque plane

3.1.2.2 Taux de turbulence incident

La turbulence de l'écoulement libre peut considérablement influencer le comportement du fluide dans la région décollée. Ainsi, il est crucial d'estimer avec précision le taux de turbulence, noté Tu , à l'entrée du conduit.

Expérimentalement, grâce au capteur MEMS (Weiss *et al.*, 2017), il a été possible de mesurer la direction moyenne de l'écoulement sur la paroi de la plaque plane, dans la région décollée. La grandeur locale ζ est une fraction de temps pour laquelle l'écoulement n'est pas renversé. Ainsi $\zeta = 100\%$ lorsque que le fluide s'écoule selon les x croissants (de l'entrée vers la sortie), ζ est nul si l'écoulement est renversé à tout instant. En suivant cette échelle, à 50% l'écoulement pariétal n'a pas de direction prédominante, c'est le cas lors du décollement et rattachement. Les mesures expérimentales permettent donc de déterminer la position de la bulle de décollement.

D'un point de vue numérique, l'approche RANS utilisée permet de résoudre des grandeurs moyennées, mais elle ne permet pas de quantifier la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement s'inverse. Cependant, les données expérimentales peuvent être comparées au coefficient de friction C_f . L'écoulement est considéré comme détaché lorsque ce nombre adimensionnel est négatif ou nul.

La figure (3.4) représente ainsi la grandeur expérimentale ζ avec les coefficients de friction pour différentes valeurs de taux de turbulence incident.

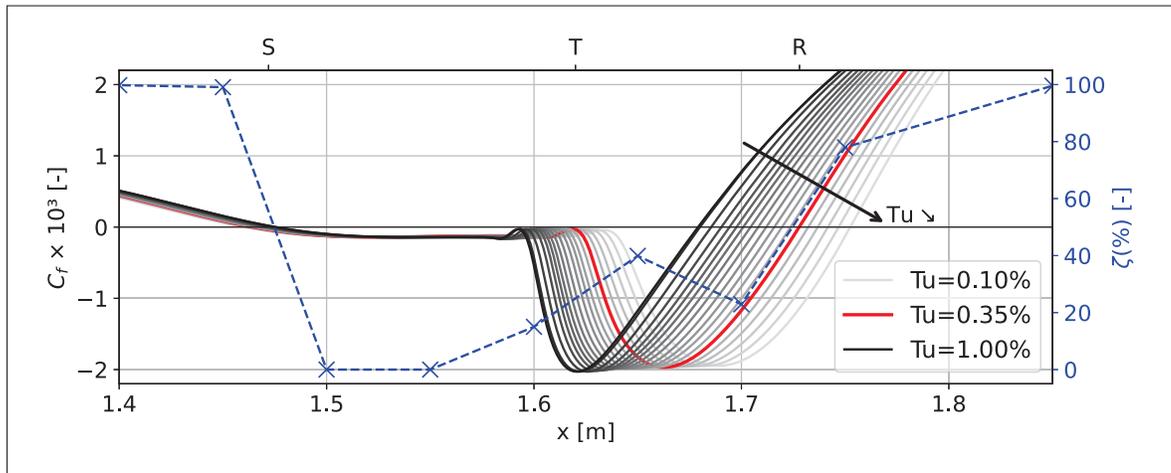


Figure 3.4 Variation du taux de turbulence initial (S : décollement, T : début de la transition, R : rattachement)

Le taux de turbulence à l'entrée du conduit n'a qu'une faible influence sur la position du décollement (S). Une fois que la vitesse de fuite a été calibrée, il est observé que la suction modélisée est en accord avec les données expérimentales. Selon la méthode RANS, le décollement se produit à $x=1.46$ m, où la grandeur expérimentale ζ atteint 50%. En ce qui concerne le rattachement, moins le taux de turbulence est élevé et plus le rattachement apparaît loin sur la plaque plane. En s'appuyant sur les mesures prises par le MEMS, la valeur de 0.35% est définie afin de respecter au mieux les positions de décollement et de rattachement.

Après avoir défini le domaine de la simulation ainsi que les conditions physiques manquantes grâce à une calibration, il devient essentiel d'éliminer toute erreur numérique potentielle.

3.2 Étude numérique

Une construction précise du maillage est nécessaire afin de réduire les erreurs numériques. De plus, la géométrie de la surface inférieure admet une région cartonnée avec une surface

légèrement irrégulière. Une étude comparative sur différentes sections (x,y) du conduit est nécessaire afin de quantifier cette source potentielle d'erreur géométrique.

3.2.1 Effet du maillage

Afin de modéliser le comportement des couches limites avec précision, le modèle RANS $\gamma - Re_{\theta}$ exige un maillage fin près de la paroi. Cependant, il n'est pas nécessaire d'avoir une discrétisation aussi fine au milieu du conduit. Pour cette raison, un maillage hybride sera utilisé dans cette étude, avec des cellules rectangulaires près des parois et des cellules triangulaires au centre du conduit.

Pour caractériser un maillage proche d'une paroi, il y a 3 principaux paramètres. Premièrement l'épaisseur de la première cellule au contact de la paroi notée Δy_{min} . Cette valeur peut être adimensionnée par l'échelle interne de couche limite.

$$y^+ = \frac{u_{\tau}}{\mu} \Delta y_{min} \quad (3.2)$$

Le domaine peut être vu comme un empilement de cellules rectangulaires de plus en plus grande, de sorte à avoir des nœuds de plus en plus éloignés les uns des autres. Le second paramètre à prendre en compte est le taux d'épaississement Ta des épaisseurs de chaque cellule (*stretching ratio*). Il permet d'augmenter l'épaisseur des cellules de manière géométrique. Au plus, les cellules s'éloignent de la paroi, au moins le maillage est fin. Enfin, le dernier élément est simplement le nombre de couches de cellule N . Ce paramètre permet de définir l'épaisseur totale du domaine des rectangles. Pour le modèle RANS utilisé, il est recommandé d'avoir une valeur de y^+ inférieur à 1 et un taux d'allongement inférieur à 1.15 (Langtry & Menter, 2005). À proximité des deux parois, à savoir la plaque plane et la plaque inférieure, le domaine est discrétisé par un maillage de rectangle. Cependant, la plaque inférieure n'étant pas la région d'étude principale, cette région ne nécessite pas une précision aussi importante que la plaque supérieur. À proximité de la surface inférieure, le maillage se fera plus grossier. Le reste du

domaine sera complété par des triangles, en utilisant un paramètre d'agrandissement multiplicatif noté F_{tri} (*scaling factor*) pour diminuer progressivement la densité de points.

Cette étude se contentera de présenter quatre maillages (A , B , C et D). Ils sont le résultat d'un travail d'optimisation par itération. Près de la paroi, les régions de la plaque plane et de surface paroi inférieure sont maillées de manière indépendante.

Tableau 3.1 Caractéristiques des maillages

Maillage	Plaque plane				Surface inférieure			F_{tri}	Nb d'éléments
	Δy_{min} (mm)	y^+	Ta	N	Δy_{min} (mm)	Ta	N		
A	0.023	0.14	1.07	55	0.035	1.2	18	1	682 000
B	0.025	0.15	1.08	55	0.035	1.2	18	1	448 000
C	0.13	0.78	1.15	25	0.037	1.25	12	1	215 000
D	0.09	0.54	1.08	35	0.11	1.31	9	1.5	175 000

Le premier, le maillage A est le plus fin. Le domaine des rectangles est très dense et la région de l'écoulement libre comprend des triangles de même taille ($F_{tri} = 1.0$). Le maillage B se différencie uniquement par une discrétisation plus légère dans le domaine des rectangles de la plaque plane qui permet de réduire le nombre d'éléments. Le maillage C réduit le nombre de cellules proche de la plaque plane par 2, et le maillage proche de la surface inférieure est lui aussi allégé.

Enfin, le maillage D permet de réduire encore le nombre d'éléments en appliquant un facteur d'agrandissement linéaire F_{tri} supérieur à 1. Ainsi, la distance entre chaque nœud du maillage augmente au milieu du conduit. La région de la plaque plane est plus dense que pour la maillage C , mais considérablement réduite près de la plaque inférieure.

Les deux principaux phénomènes physiques essentiels de la configuration sont le développement d'une couche limite laminaire ainsi que la formation d'une bulle de décollement. Les différents maillages sont donc évalués sur ces deux régions du domaine. Le développement de la couche limite laminaire est évaluée en amont du décollement, une fois que la couche limite a pu se développer sur environ 1.4 m. La figure (3.5) présente la distribution de vitesse au sein des

couches limites. En ce qui concerne la précision sur la forme de la bulle, la frontière de la bulle est visible grâce au tracé des isocontours $U_x = 0\text{ m/s}$ de la figure (3.6).

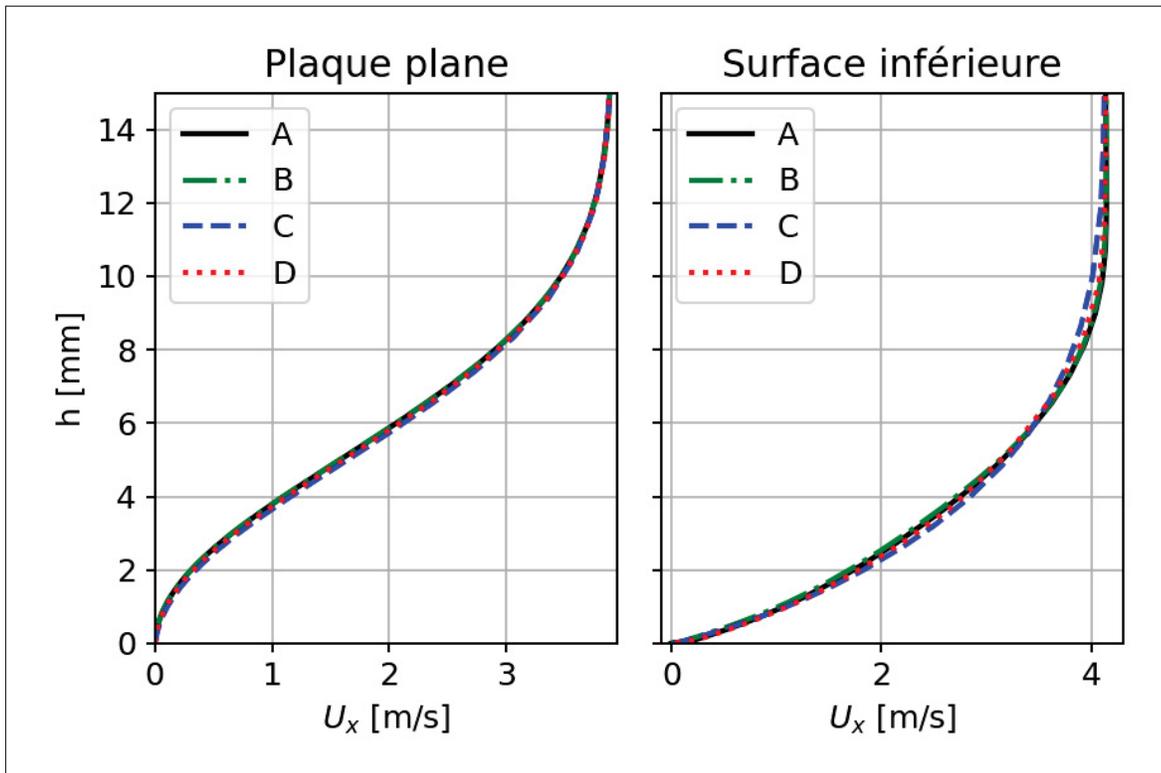


Figure 3.5 Profils de vitesse laminaire proches de la paroi pour $x=1.46$ m. (h est la distance à la paroi)

La Figure (3.5) met en évidence la similarité de la distribution de vitesse sur la plaque plane pour tous les maillages. Cependant, sur la plaque inférieure, les maillages C et D présentent une discrétisation moins dense, ce qui se traduit par des profils légèrement différents. Les différences deviennent plus significatives dans la Figure (3.6), où le maillage C semble être plus sujet aux erreurs numériques par rapport au maillage D , en comparaison avec la solution du maillage A . Ainsi, il est possible de conclure que le maillage B offre une optimisation supérieure à celui du maillage A , produisant des résultats similaires avec un nombre de points réduit. C'est pourquoi le maillage B a été choisi pour la calibration des conditions aux limites. Bien que le maillage D présente des erreurs numériques acceptables et un nombre de points considérablement réduit, il n'est pas nécessaire de rechercher une optimisation étant donné que la calibration se fait

uniquement sur des simulations 2D, le nombre d'éléments restent relativement bas. Cependant, le maillage *D* sera plus approprié lors d'une approche en 3D, puisque le domaine est construit sur une envergure importante.

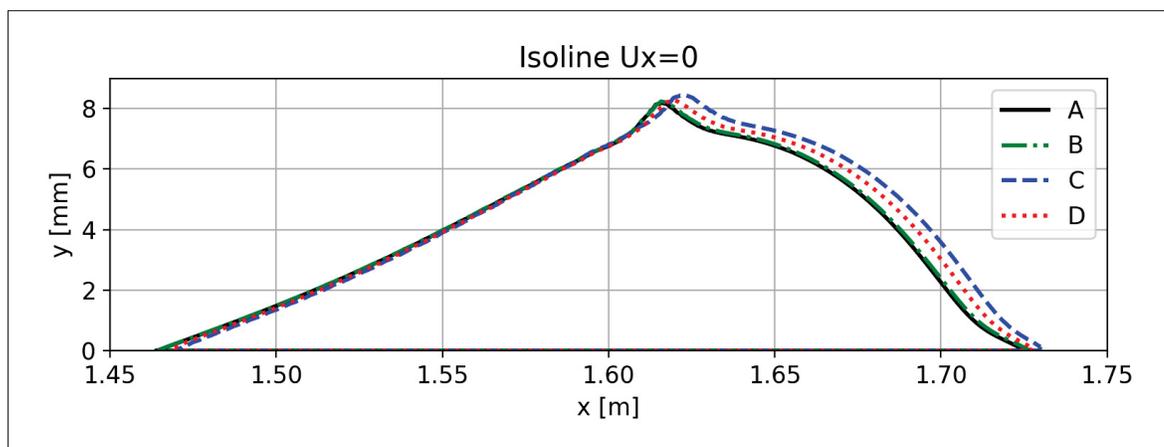


Figure 3.6 Forme de la bulle de décollement sur la plaque plane en fonction du maillage

3.2.2 Effet de géométrie

La plaque en carton plastifiée qui constitue une partie du berceau n'est pas parfaitement plane, elle peut être source d'erreurs. Dans cette section, différents plans de coupes issus du scan 2D effectuée dans la région du berceau vont être comparés afin de quantifier les effets de la géométrie sur la bulle de décollement. Le plan principal de l'étude est le plan au centre du conduit. La géométrie 2D extraite à $z = 0$, elle est noté G_0 . Afin de représenter les variations géométrique du carton, d'autres géométries sont extraites : G_{15} ($z = 0.15m$), G_{Zmin} ($z = -0.3m$) et G_{Zmax} ($z = 0.3m$). Les deux dernières sont les géométries aux extrémités (proche des parois verticales). La figure (3.7), révèle que l'écart des profils ne dépasse pas plus de 3 mm.

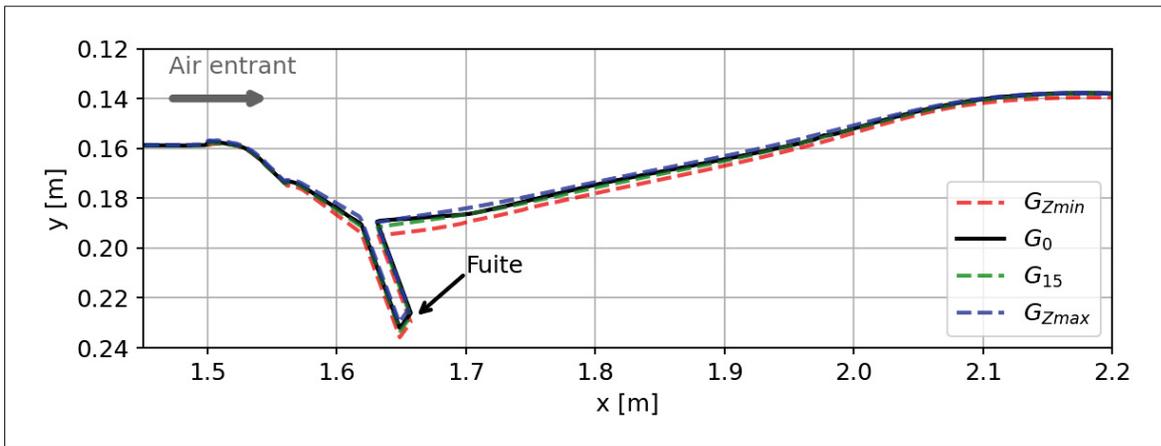


Figure 3.7 Géométrie de la surface inférieure pour différents plans (x,y)

Cet écart géométrique induit quelques différences sur la distribution de pression de la plaque plane représentée dans la figure (3.8). Les sections G_{Zmin} et G_{Zmax} possèdent un écart à partir $x = 1.65m$. Les différences de distribution de pression peuvent être quantifiées en intégrant le coefficient de pression C_p entre $x = 1.45m$ à $x = 2.2m$. L'air sous la courbe de la géométrie G_0 est définie comme la valeur de référence. Les autres géométries admettent alors un écart relatif à cette aire E_{r,C_p} , définie par l'équation suivante :

$$E_{r,C_p} = \frac{A_{C_p,uf} - A_{C_p,ref}}{A_{C_p,ref}} \quad (3.3)$$

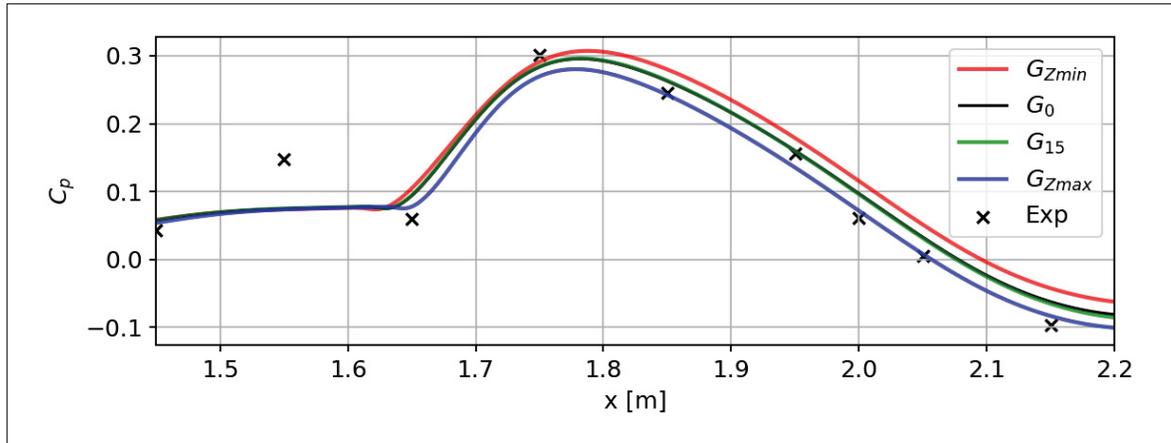


Figure 3.8 Effet de la géométrie sur la distribution de pression le long de la plaque plane

La différence de répartition des contraintes de pression influe sur la distribution de vitesse proche de la paroi et notamment sur la forme de la bulle de décollement visible sur la figure (3.9). La longueur totale de la bulle varie de quelques millimètres, bien que la position de la fin de la bulle reste relativement similaire. L'erreur relative de la longueur de la bulle est notée E_{r,L_B} dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 Erreurs relatives à la géométrie G_0

Géométrie	E_{r,C_p} (%)	E_{r,L_B} (%)
G_{15}	+2.8	-0.7
G_{Zmax}	+7.8	+1.7
G_{Zmin}	-9.8	-4.9

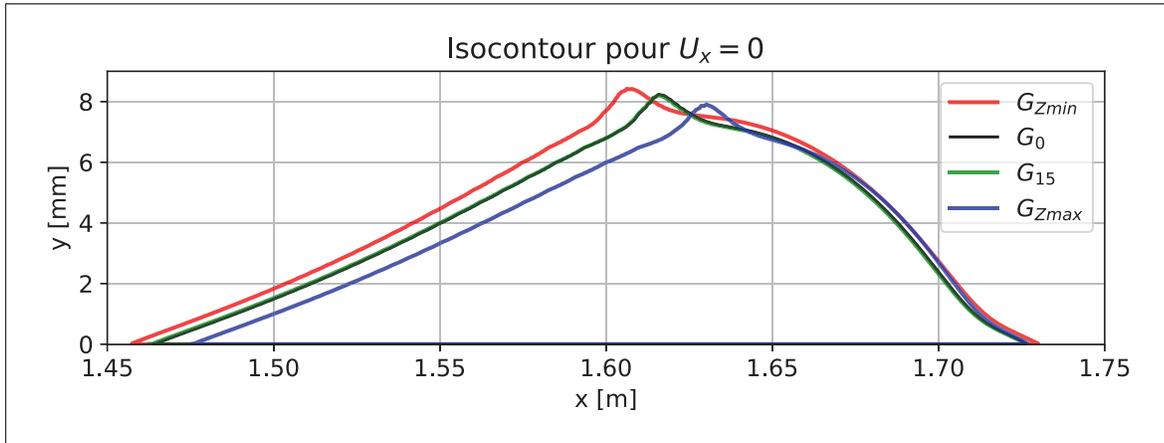


Figure 3.9 Effet de la géométrie sur la forme de la bulle de décollement

3.3 Étude physique

Cette section se concentre sur l'interprétation des résultats de la simulation et leur confrontation avec la littérature. Étant donné la présence de multiples phénomènes physiques dans le conduit, l'étude adoptera une approche segmentée. Dans un premier temps, l'analyse portera sur le développement d'une couche limite laminaire en l'absence de gradient de pression. Par la suite, l'attention sera dirigée vers le phénomène de décollement de la couche limite. La troisième partie de cette étude se concentrera sur les caractéristiques de la bulle de décollement. Enfin, l'examen se portera sur la zone de rattachement et le développement de la couche limite turbulente.

3.3.1 Couche limite laminaire

La pression est constante dans la première partie du conduit, puis est influencée par la forme de la paroi. Près de la paroi supérieure, une couche limite laminaire se développe. Les différentes épaisseurs (δ , δ^* ou θ) sont des caractéristiques pertinentes permettant d'évaluer l'évolution de la couche limite.

Pour déterminer l'épaisseur de couche limite δ , il est nécessaire d'identifier la vitesse à l'extrémité de la couche limite à savoir u_e schématisé à la figure (1.12). Dans cette étude cette valeur est déterminée par un calcul d'intégrale (Dominique) :

$$u_e(x) = \int_0^{y_{lim}} -\frac{\partial u}{\partial y} dy \quad (3.4)$$

La valeur y_{lim} est définie à 18 mm car il s'avère qu'après de premières simulation, δ ne dépasse jamais cette valeur. Le gradient $\frac{\partial u}{\partial y}$ est nul à l'extérieur de la couche limite, ainsi l'intégrale est la différence entre la vitesse à l'extrémité de la couche limite et la vitesse à la paroi ($y = 0$) qui est nulle d'après la condition (1.2). Pour déterminer u_e , un autre méthode aurait été de sélectionner une vitesse maximale proche de la paroi, cependant, cette approche a du mal est beaucoup moins sensible à la modification de distribution de vitesse et admet des erreurs importantes lorsque le gradient de pression n'est plus négligeable.

L'épaisseur de quantité de mouvement θ et de quantité de déplacement δ^* s'appuient aussi sur cette valeur u_e . Elles sont aussi déterminées à l'aide d'intégrales ((1.13) et (1.14)) et représentées en rouge sur la figure (3.10).

La solution analytique de Blasius (White, 1991) a formulé une solution du comportement de la couche limite sur plaque plane en l'absence de gradient de pression.

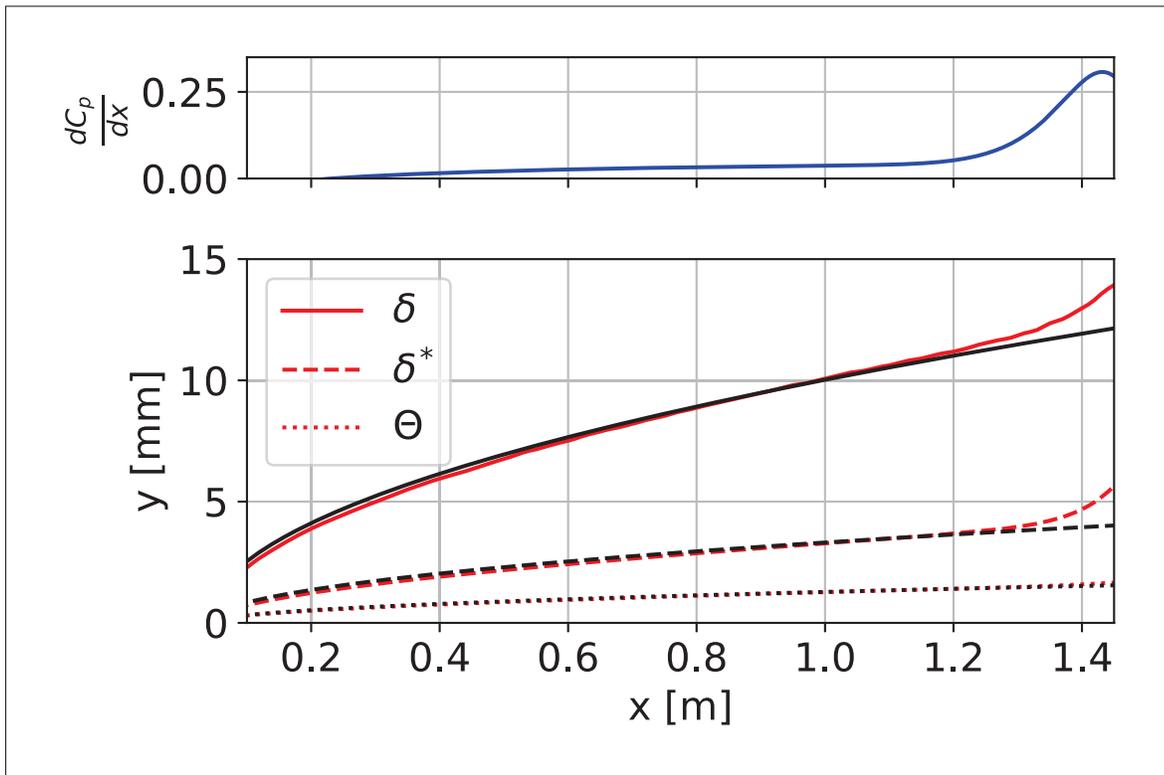


Figure 3.10 Gradient du coefficient de pression (en haut), Épaisseurs de couche limite (en bas). En rouge : RANS $\gamma-Re_\theta$, en noir : solution de Blasius

Néanmoins, selon les observations de la figure (3.10), il y a une légère variation du coefficient de pression dans la plage de $x = 0$ à $x = 0.6$ m. Cette variation pourrait expliquer l'écart apparent entre l'épaisseur théorique de la couche limite (en noir) et l'épaisseur simulée (en rouge). En revanche, cet écart augmente de manière significative entre 1 m et 1.45 m, lorsque le gradient de pression adverse devient plus prononcé. En ce qui concerne les autres épaisseurs de couche

limite, les valeurs semblent conforme à la solution de Blasius avant l'arrivée du gradient de pression.

3.3.2 Influence du gradient de pression adverse sur le décollement

La Figure (3.7) illustre l'élargissement du conduit à partir de $x = 1.55m$, tandis que le gradient de pression adverse se manifeste bien plus tôt. Cette observation est confirmée par la Figure (3.10), où l'apparition du gradient de pression est observée à partir de $x = 1.1m$. Cette section est dédiée à l'étude du comportement de la couche limite dans cette région spécifique.

Certaines mesures ont pu être effectuées à l'aide d'un fil chaud pour obtenir les profils de vitesse de la couche limite de la plaque pour les positions $x = 1.15, 1.25, 1.35m$ et $1.45m$. La figure (3.11) représente ces quatre profils de vitesse adimensionnés par les échelles de la couche limite.

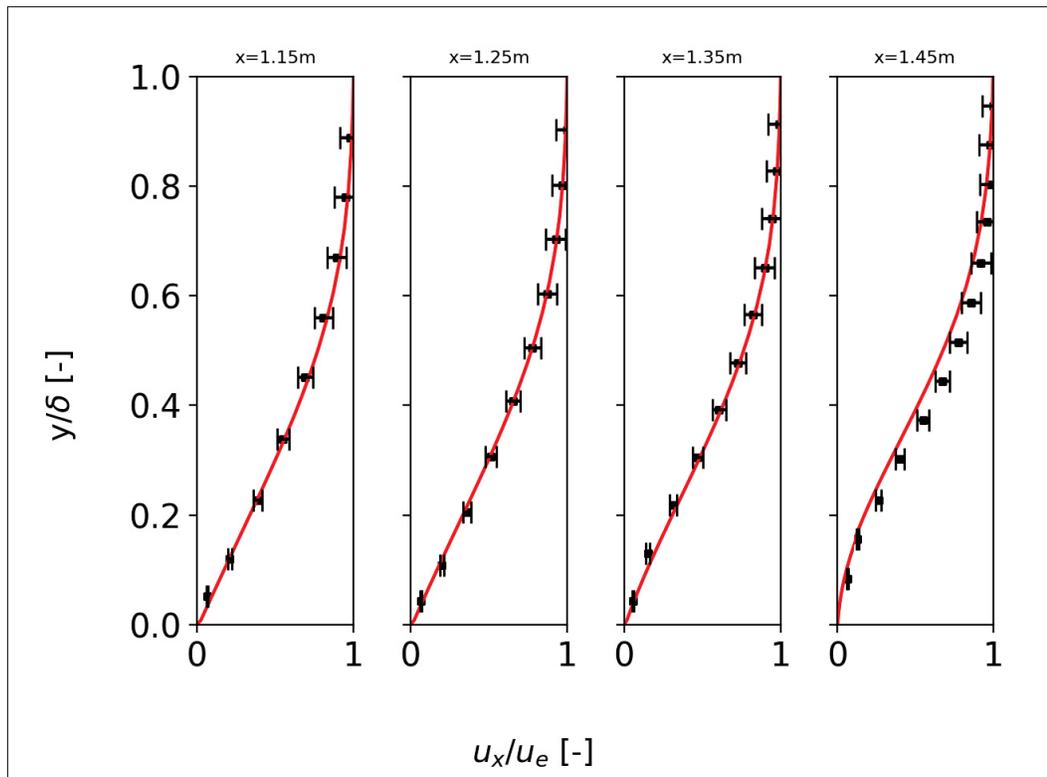


Figure 3.11 Profils de vitesse à la paroi de la plaque plane, dans la zone de pression adverse. La solution du modèle RANS $\gamma-Re_{\theta}$ est en rouge, et les croix noires sont les données expérimentales

Dans cette région, le profil de vitesse de la couche limite semble se renverser en présence du gradient de pression. La couche limite est clairement en décélération. La simulation numérique modélise bien ce phénomène pour les trois premiers profils, en revanche elle admet quelques écarts pour la position $x = 1.45m$. Il est possible que la suction modélisée ne soit pas la même que pendant les conditions expérimentales. La calibration effectuée à la section 3.1.2.1 pour déterminer la vitesse de fuite est peu précise. Le gradient de pression est surment surévalué à 1.45 m.

Thwaites a établi une approximation de l'épaisseur de quantité de mouvement θ sur une plaque plane en prenant en considération les accélérations et les décélérations de la couche limite. Cette approximation se fait par une intégration de la vitesse externe u_e sur toute la longueur de la plaque plane (voir l'approximation (1.29)). La figure (3.12) représente le calcul de l'épaisseur de quantité de mouvement selon deux manières différentes. En bleu, est tracée l'approximation par le calcul d'intégrale de Thwaites. En rouge, θ est déterminée pour chaque x d'après sa définition (1.14), soit par une intégration de la quantité $\frac{u}{u_e}(1 - \frac{u}{u_e})$ dans la couche limite pour chaque valeur de x . La région bleutée représente la marge d'erreur à 3% relatif à la méthode de Thwaites (White, 1991).

Pour chaque valeur de x , θ est estimée par une intégrale de 0 à x , les erreurs numériques d'intégration sont par conséquent, plus importantes au début de la plaque plane. Les deux méthodes corroborent l'accélération de l'épaississement de la couche limite dans la région de gradient de pression adverse. La pente est plus importante à partir de $x = 1.3m$.

L'évaluation du ralentissement de la couche limite peut être réalisée à l'aide de la méthode de Thwaites, en vérifiant la cohérence entre le cisaillement global de la couche limite \tilde{S} (équation 1.30) et le gradient de pression λ (1.27) qu'elle subie.

Les valeurs obtenues expérimentalement par Thwaites présentent une erreur d'environ 5% et jusqu'à 15% près de la zone de décollement (pour $\lambda = 0.09$). L'analyse de la figure (3.13) révèle que le modèle RANS reproduit de manière satisfaisante le comportement du cisaillement dans la couche limite, même en présence d'un important gradient de pression adverse. De plus, les

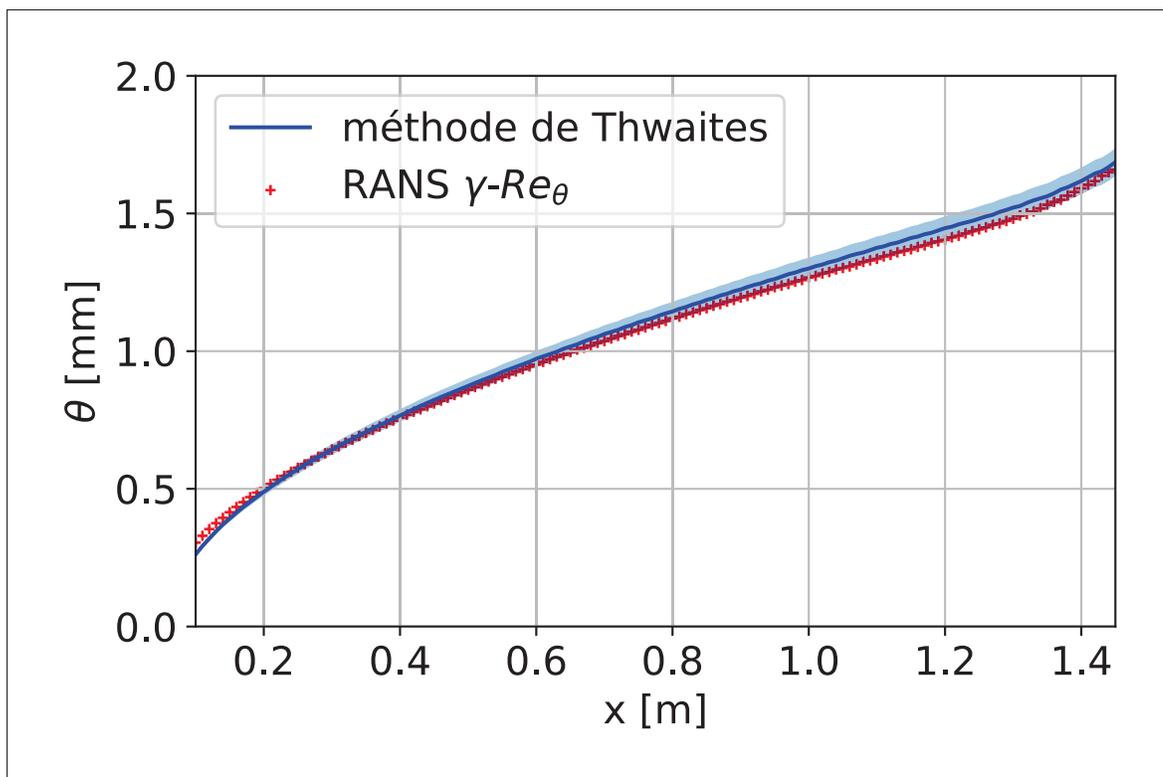


Figure 3.12 Épaisseur de quantité de mouvement à l'amont du décollement. La région bleue représente l'erreur à $\pm 3\%$

valeurs du facteur de forme obtenues sont cohérentes avec la corrélation de Thwaites de la figure (3.14).

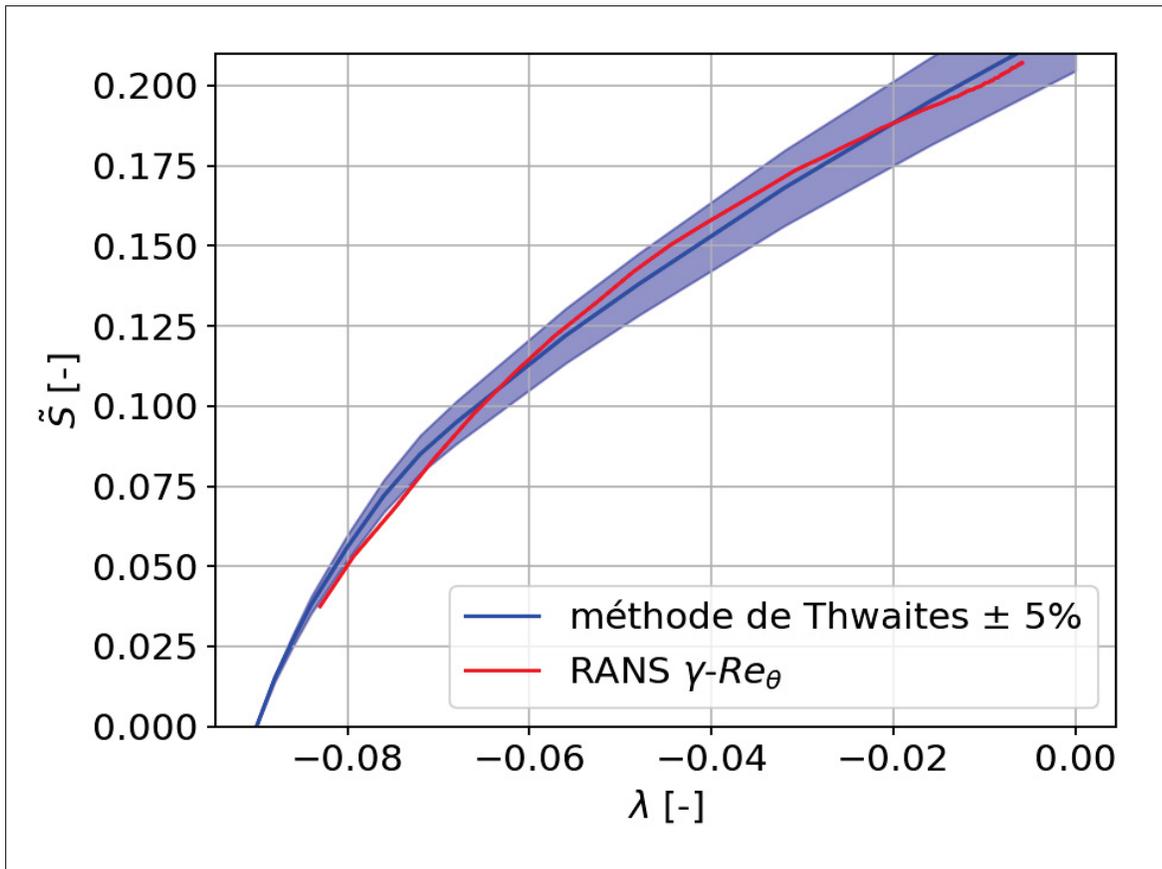


Figure 3.13 Comportement du cisaillement de la couche limite en fonction du gradient de pression. La région bleue représente l'erreur à $\pm 5\%$

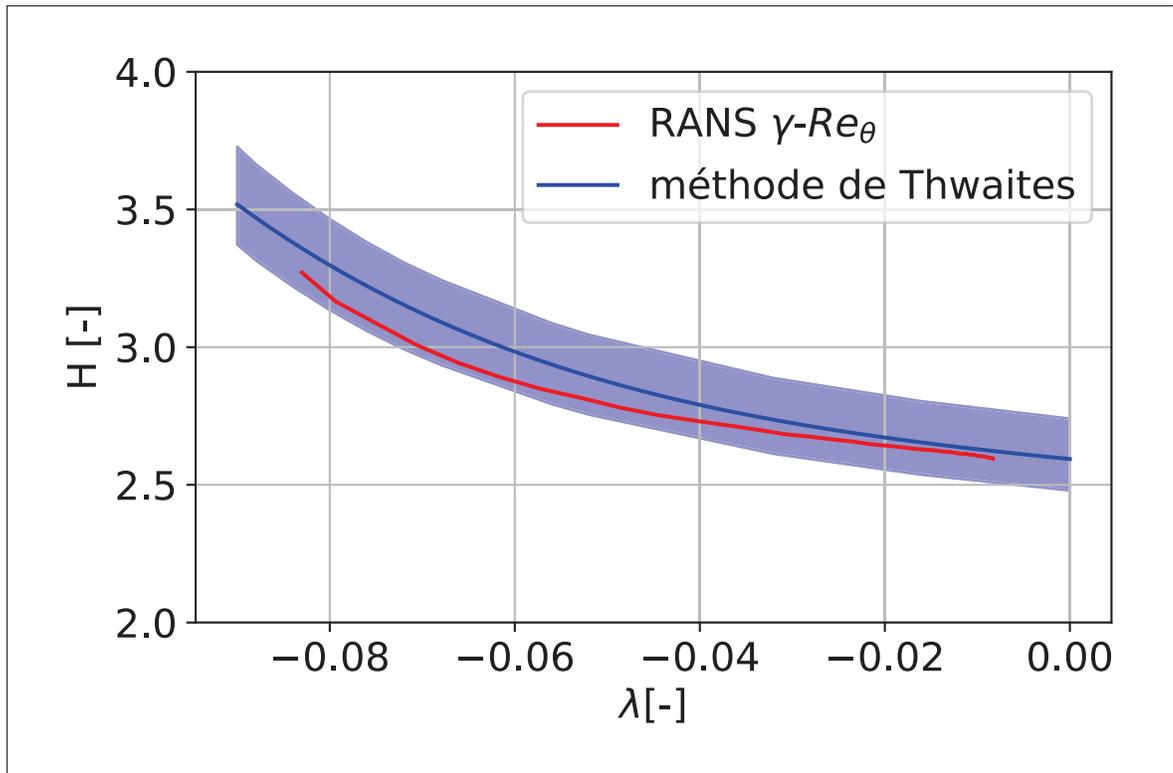


Figure 3.14 Comportement du facteur de forme en fonction du gradient de pression. La région bleue représente l'erreur à $\pm 5\%$

3.3.3 Caractéristiques de la bulle de décollement

La bulle de décollement est délimitée par le point de décollement (S) jusqu'au point de rattachement (R). La longueur totale de la bulle sera notée L_B . Les deux régions distinctes, à savoir la zone d'eau morte et la région de mélange sont visibles sur la figure (3.15). Le champ d'énergie cinétique turbulente (TKE) illustre bien la transition que provoque la bulle. La région d'eau morte est laminaire donc aucune perturbation n'est modélisée, jusqu'à la position (T) où le début de la transition a lieu. La longueur de la région d'eau morte sera notée L_L . Dans cette zone, la pression à la paroi est constante ce qui lui a valu le surnom de "plateau" Tani (1964). Sur la figure (3.16), le coefficient de pression est bien constant dans cette région. De plus, le cisaillement à la paroi est négatif, car la recirculation inverse le sens du courant. Le coefficient de friction est négatif. Dans la zone de mélange, les résultats sont moins pertinents, car l'approche RANS modélise uniquement les champs moyens. Ainsi, la frontière de droite de la bulle de la figure (3.15) est dans les faits une zone en mouvement permanent, où les fluctuations sont très importantes. La bulle se termine par le point de rattachement (R), où le cisaillement à la paroi redevient positif.

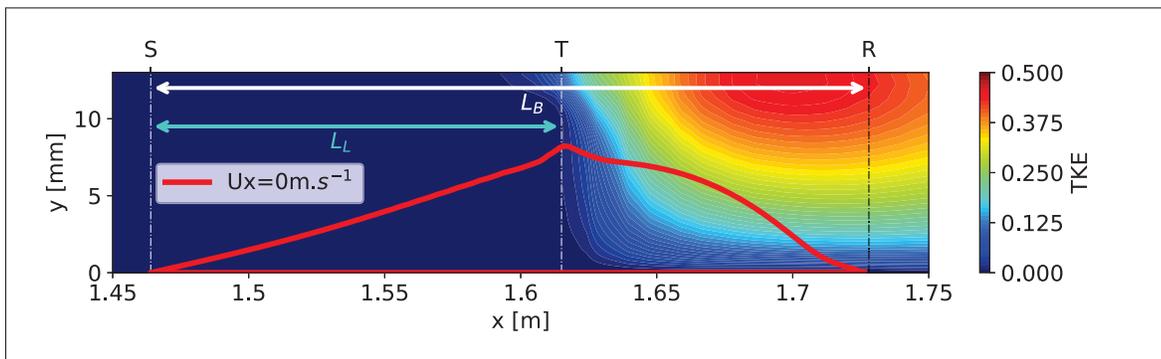


Figure 3.15 Bulle de décollement

La région d'eau morte se termine par le début de la transition. La longueur de cette région est donc dépendante de la stabilité de l'écoulement. Le gradient de pression, l'état de développement de la couche limite au point de décollement ou encore le taux de turbulence de l'écoulement libre sont des facteurs d'instabilité influençant l'apparition de la transition. La taille de la région d'eau

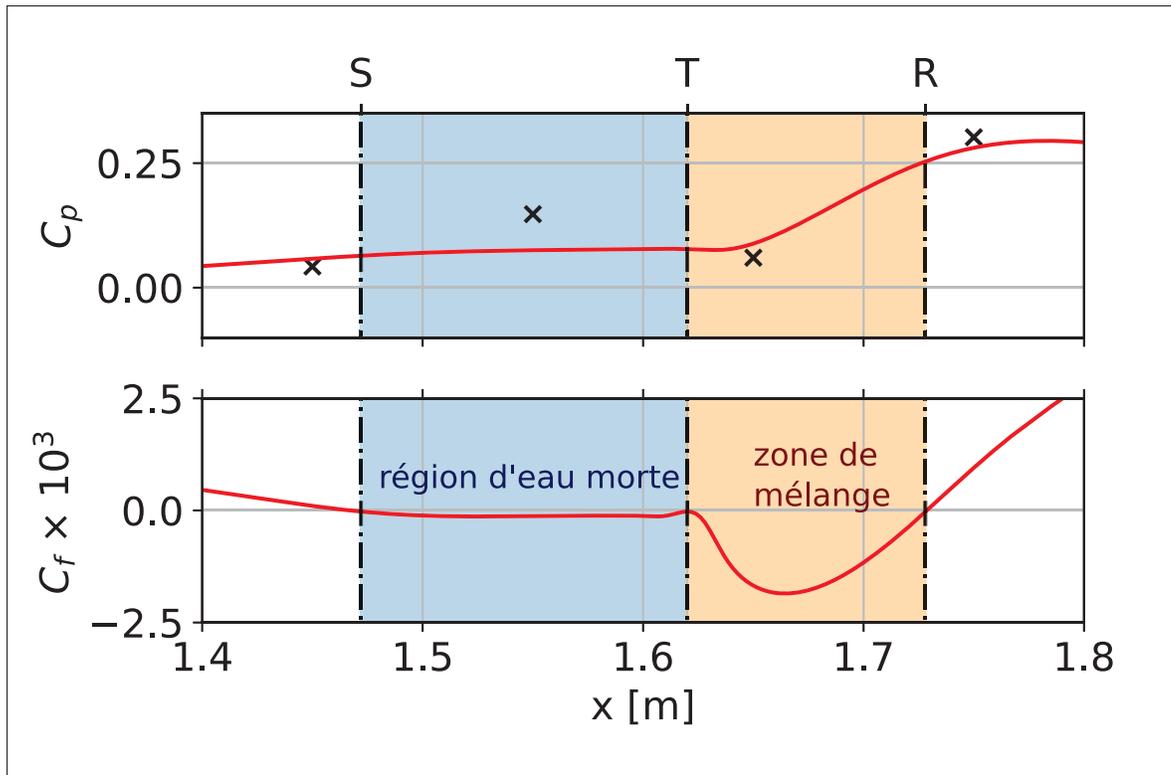


Figure 3.16 Coefficient de pression et de friction dans la zone de décollement. Croix noires :mesure expérimentales.En rouge :simulation avec le modèle RANS $\gamma - Re_{\theta}$

morte (L_L) est sujet à varier selon ces paramètres. Les travaux de Gaster ont permis de relier ces différents paramètres avec les longueurs L_L et L_B . Ces deux longueurs sont adimensionnées par l'épaisseur de quantité de mouvement calculée au décollement (θ_s) sur la figure (3.17). Le nombre Re_{θ_s} est un nombre de Reynolds basé sur cette épaisseur. La longueur totale de la bulle L_B est cohérente avec les mesures de Gaster. En revanche, la longueur L_L de la solution RANS semble sous-estimée. La transition se semble se déclencher un peu plus tôt que l'ensemble des mesures de Gaster (1967). Ce léger écart peut être expliqué par la différence de taux de turbulence (Tu) dans l'écoulement moyen. Les longueurs expérimentales de Gaster (1967) ont été mesurée avec des intensités turbulentes très faibles, entre 0.02% et 0.1%. La configuration numérique simule un taux de turbulence de 0.35%, ce qui provoque le passage vers un régime turbulent plus tôt et raccourci la longueur de la région d'eau morte.

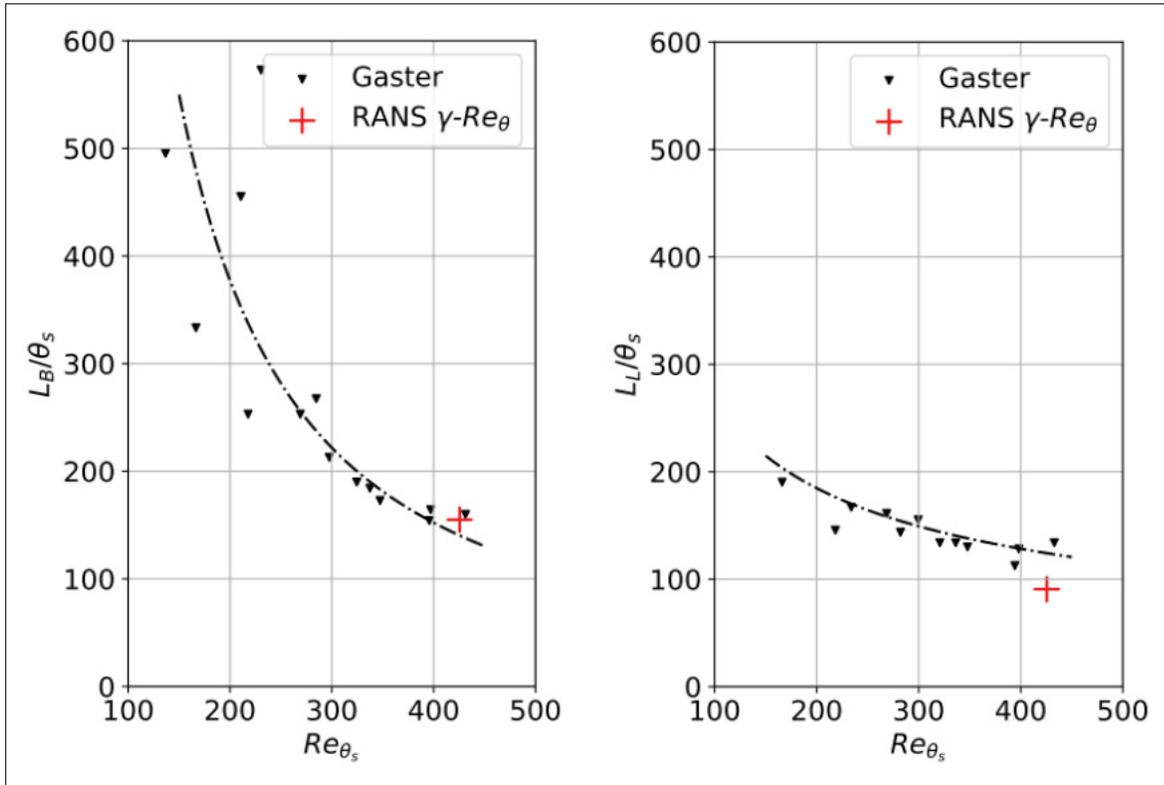


Figure 3.17 Longueurs caractéristiques de la bulle de décollement

Sur la base des expériences de Gaster (1967), le taux de turbulence dans l'écoulement libre est corrélé à la longueur L_L . La figure (3.18) regroupe les différents travaux afin de tracer une corrélation entre le taux de turbulence dans l'écoulement libre au décollement (Tu_s) et le nombre de Reynolds Re_{L_L} basé sur la longueur L_L . La solution de la RANS est bien consistante avec les données expérimentales. Le nombre adimensionnel Re_{L_L} est cohérent avec le taux de turbulence présent dans l'écoulement libre (Roberts, 1991).

Pour mesurer l'influence du gradient de pression sur les caractéristiques de la bulle de décollement, Gaster développe un nombre adimensionnel \bar{P} relatif à un gradient de pression entre le début et la fin de la bulle.

$$\bar{P} = \frac{\theta_s^2 \Delta u_e}{\mu L_B} \quad (3.5)$$

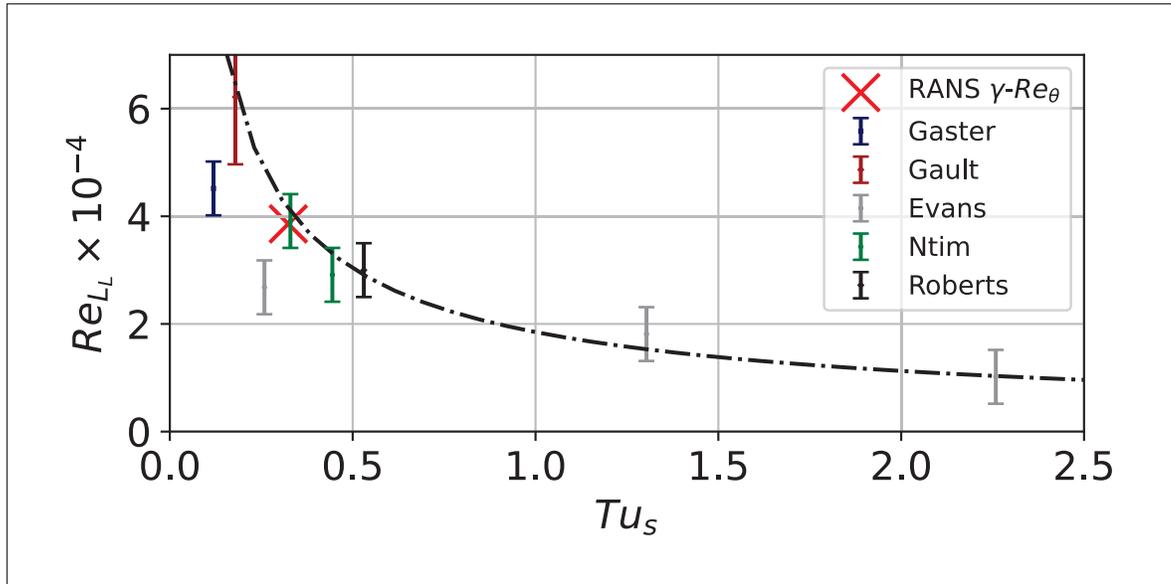


Figure 3.18 Influence du taux de turbulence au point de décollement sur la taille de la région d'eau morte

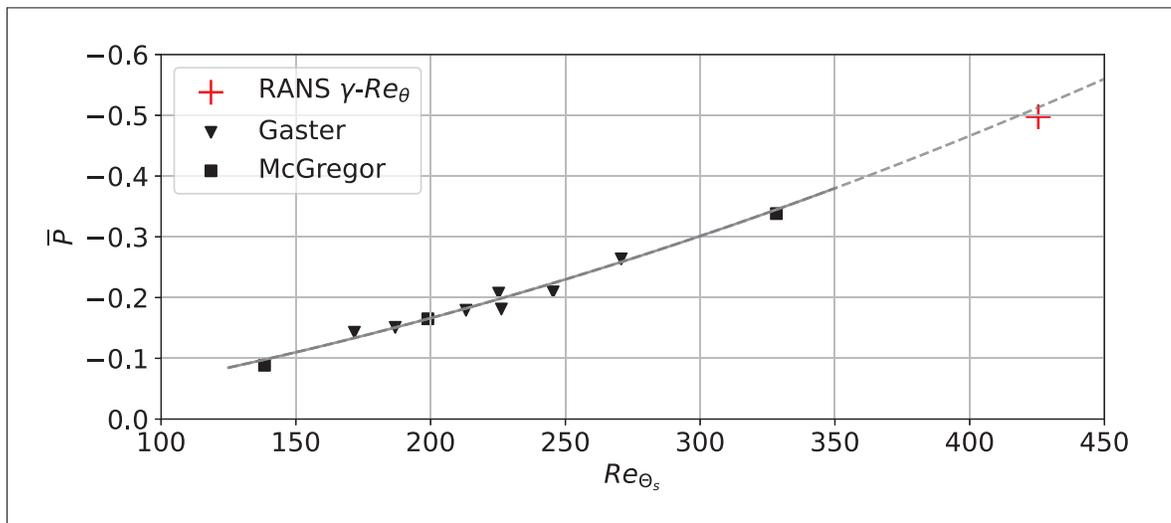


Figure 3.19 Correlation entre le paramètre de Gaster et le nombre de Reynolds Re_{θ_s} défini au point de décollement

Ce paramètre prend en considération l'état de la couche limite au décollement θ_s^2 et la différence de vitesse entre l'amont et l'aval de la bulle Δu_e . D'après la figure (3.19), la valeur de la simulation RANS est cohérente avec les mesures prises par Gaster (1967). Le nombre de Re_{θ_s}

est plus important dans l'étude actuelle, car la couche limite se développe sur 1.4 m et non sur 0.75 m comme dans la configuration de Gaster (1967).

Le modèle RANS reproduit donc précisément les deux domaines de la bulle de décollement. L'écoulement étudié est conforme aux données expérimentales. Les paramètres tels que le gradient de pression, d'épaisseurs de quantité de mouvement ou encore de taux de turbulence sont tous des facteurs qui influent sur la taille de la région décollée.

3.3.4 Retour à l'équilibre vers la couche limite turbulente

À la suite du rattachement ($\tau_w = 0$), l'écoulement est encore très chaotique et nécessite une certaine distance de "recouvrement" pour établir une couche limite turbulente. Cette longueur L_r est la définie entre le point de rattachement (R) et le maximum du coefficient de pression. Alam & Sandham propose une corrélation entre la taille de la bulle et cette longueur :

$$\frac{l_r}{l_b} = \frac{1}{2.4 - 69\left(\frac{\theta_s}{l_b}\right)} \quad (3.6)$$

Cette corrélation s'appuie sur les données de différentes simulations DNS notamment (Spalart, 1988; Alam & Sandham, 2000). Singh (2019) trouve des résultats concordant avec une simulation LES représenté sur la figure (3.20). La simulation d'étude admet un léger écart avec cette courbe de tendance, toutefois, il est bon de rappeler que c'est une approche RANS et que le temps de calcul est drastiquement réduit. Les résultats obtenus sont ainsi très satisfaisants dans un contexte industriel.

Pour mesurer l'équilibre d'une couche limite turbulente, le paramètre de Clauser β (Clauser, 1954) peut s'avérer judicieux, il est défini par l'équation (3.7). Il comprend, le gradient de pression à la frontière de la couche limite dp_e/dx , le cisaillement à la paroi τ_w ainsi que l'épaisseur de quantité de déplacement δ^* .

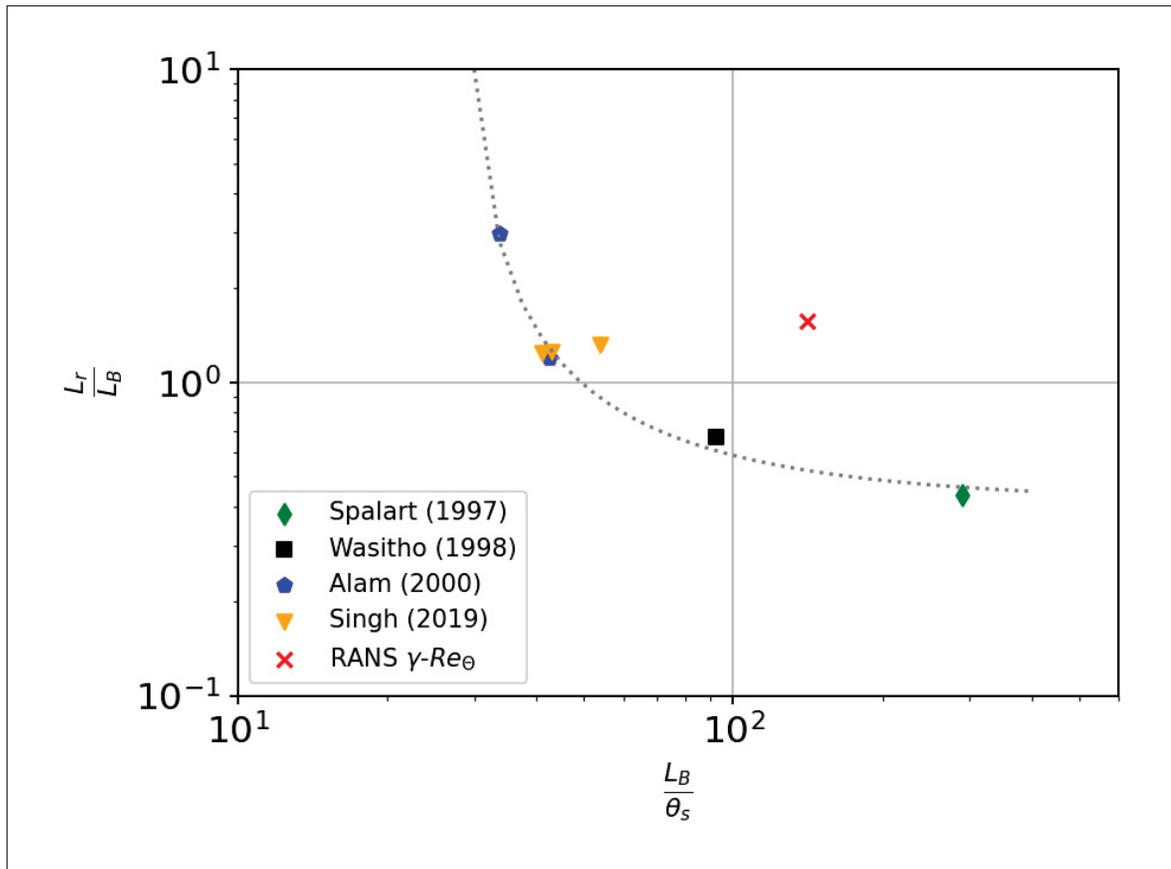


Figure 3.20 Mise en évidence d’une corrélation entre la longueur de la bulle, l’épaisseur de quantité de mouvement au décollement et la distance de relaxation

$$\beta = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dp_e}{dx} \quad (3.7)$$

La courbe de la paroi inférieure entraîne un rétrécissement ce qui induit un gradient de pression favorable ($\beta < 0$). Cette forme de berceau a été choisie afin d’accélérer le retour à l’équilibre de la couche limite. D’après Alam & Sandham, en l’absence de gradient de pression, la distance nécessaire pour obtenir un équilibre de couche limite turbulente est d’environ 7 fois la taille de la bulle. Sans cet ajustement, l’équilibre théorique aurait lieu à $x = 3.35m$ soit en dehors du banc. Grâce à ce gradient de pression favorable, la couche limite retrouve un état d’équilibre vers $x = 2.6m$. Toutefois, le gradient de pression redevient positif entre $x = 2.2m$ et $x = 2.5m$. Ce

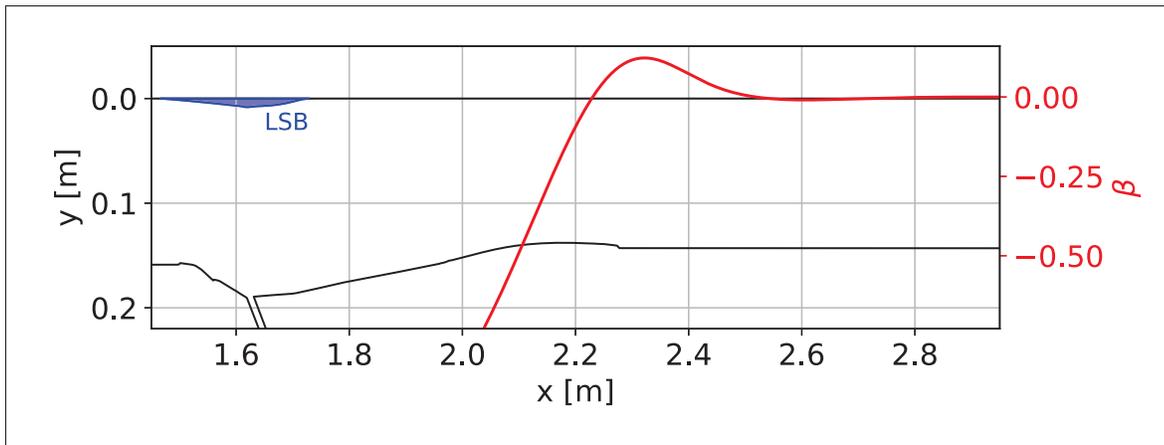


Figure 3.21 Paramètre de Clauser à l'aval de la région décollée. En rouge : le paramètre adimensionnel du gradient de pression de Clauser, en bleu : la bulle de décollement

phénomène est involontaire et ralentit le retour à l'équilibre. La cause éventuelle est la formation d'un décollement sur la plaque inférieure. Sur la figure (3.21), une petite marche est distinguable en $x = 2.28m$, visible sur la photo (3.22) et admet une hauteur de 3 mm. Elle provoque un décollement pariétal ce qui induit un ralentissement et donc un gradient de pression adverse.



Figure 3.22 Photo de la marche présente dans le conduit à $x = 2.28m$

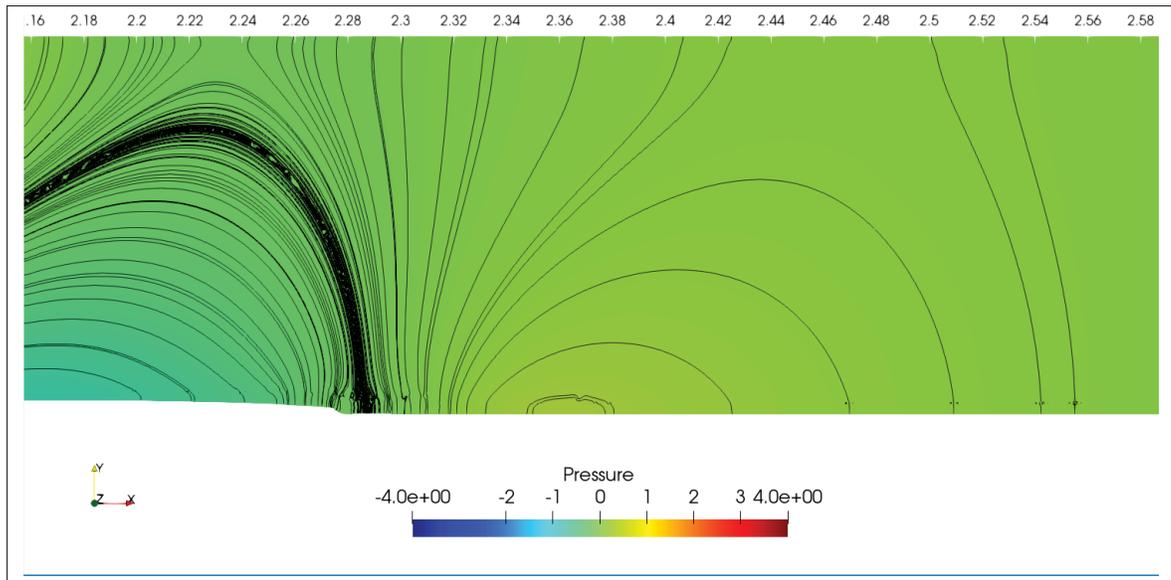


Figure 3.23 Champ de pression proche de la marche. Les traits noirs représentent des isobars

La variation du paramètre β implique que la couche limite n'est pas établie avant $x = 2.6m$. Toutefois, il est possible de tracer différents profils de vitesse adimensionné par la vitesse de friction u_τ donné à l'équation (1.21), avec les variables U^+ et Y^+ . Sur la figure (3.24), les gradients de pression que subit la couche limite font varier les profils de vitesse. Dans la région logarithmique ($Y^+ \in [30; 100]$), le gradient de pression adverse ralentit la sous-couche en $x = 2.0m$ pour être en suite accélérée lorsque le gradient de pression est favorable ($x = 2.2m$). Enfin, lorsque le gradient de pression est quasi nul après $x=2.6m$, le profil de vitesse se rapproche de la pente théorique du profil turbulent de $1/0.41$, sans pour autant l'atteindre.

Cependant, le solution RANS rejoint bien les simulations numériques de Spalart (1988). En s'appuyant, sur la corrélation de Simpson (1970) (1.24), le $\tilde{\kappa}$ vaut 0.322 pour $Re_\theta = 1061$, la pente en $1/\tilde{\kappa}$ est tracée en pointillée sur la figure (3.25). Le modèle RANS modélise bien la région logarithmique.

Le modèle $\gamma - Re_\theta$ s'avère être une méthode performante pour la modélisation des bulles de décollement laminaire. Les résultats obtenus dans chaque région du conduit sont en accord avec

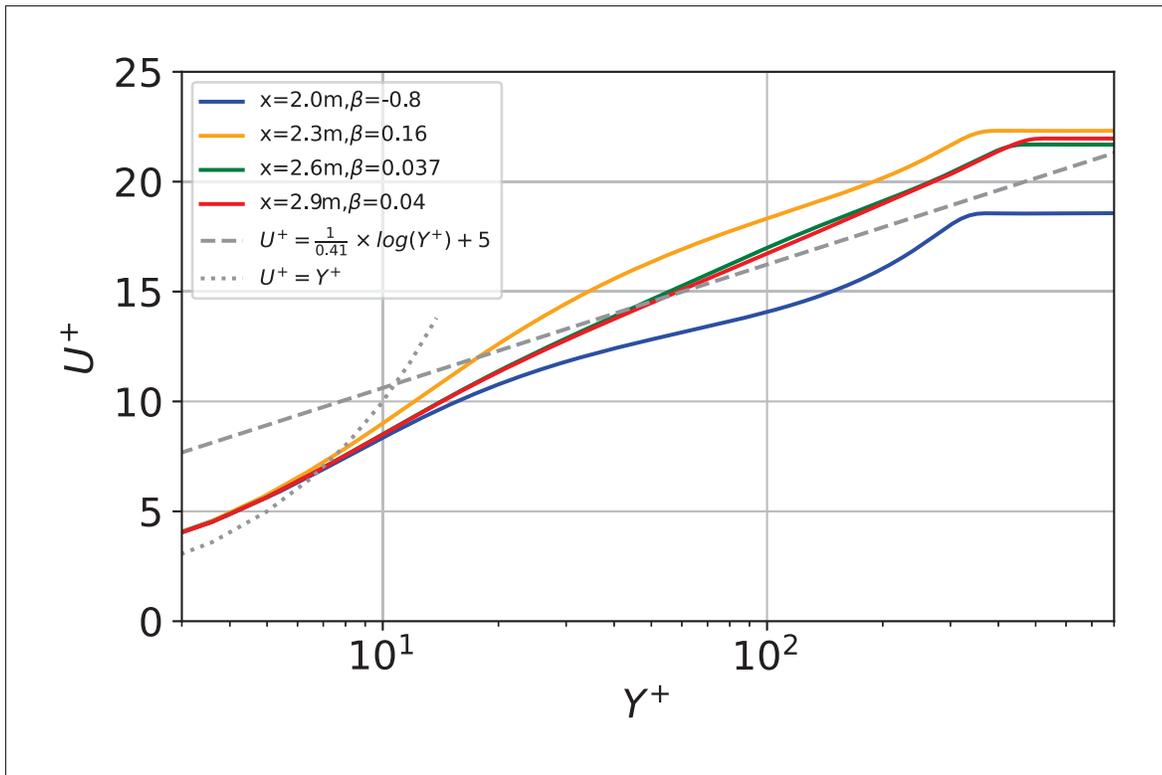


Figure 3.24 Profils de vitesse en aval du recollement à différentes positions

les références de la littérature. De plus, il a été démontré que la taille de la bulle de décollement modélisée est sensible au gradient de pression et au taux de turbulence en dehors de la couche limite.

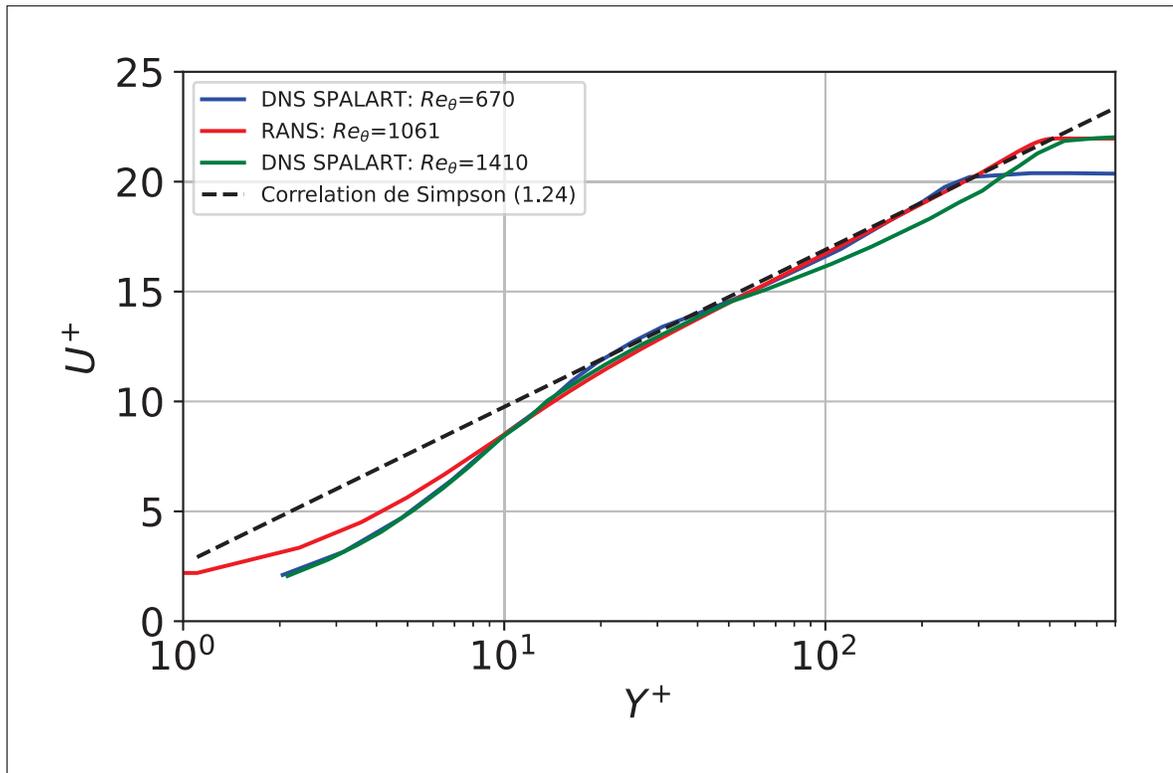


Figure 3.25 Profils de vitesse turbulents en l'absence de gradient de pression

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Les travaux effectués dans cette maîtrise ont permis de confronter la méthode RANS, couramment utilisée dans l'industrie en raison de sa robustesse, à un phénomène complexe d'écoulement, à savoir la formation d'une bulle de décollement laminaire. Pour cela, une revue de littérature a été menée afin de sélectionner le modèle $\gamma - Re_\theta$ qui s'est distingué par sa capacité à modéliser les phénomènes de transition.

L'évaluation du modèle a été réalisée à partir d'une configuration expérimentale présente à l'ÉTS. L'utilisation du modèle $\gamma - Re_\theta$ a permis de prendre en compte les phénomènes de transition associés à cette configuration complexe. Les résultats obtenus ont démontré la capacité du modèle à reproduire le développement de la couche laminaire, la formation d'une bulle de décollement laminaire et le rattachement à une couche limite turbulente.

L'analyse approfondie de la solution modélisée a confirmé la pertinence du choix du modèle pour cette configuration à bas Reynolds. Cependant, il convient de noter que cette étude s'est limitée à une approche bidimensionnelle de la configuration expérimentale. Afin de mieux comprendre les phénomènes en jeu, il serait intéressant d'étendre la modélisation à un écoulement tridimensionnel. Ce présent mémoire a ainsi permis de valider l'utilisation du modèle $\gamma - Re_\theta$ pour un l'écoulement à faible nombre de Reynolds. De plus, ce modèle reste relativement très rapide et donc propices aux secteurs industriels, comme par exemple la ventilation automobile, où les décollements affectent les performances.

BIBLIOGRAPHIE

- Abu-Ghannam, B. J. & Shaw, R. (1980). Natural Transition of Boundary Layers—The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 22(5), 213–228. doi : 10.1243/JMES_JOUR_1980_022_043_02.
- Alam, M. & Sandham, N. D. (2000). Direct numerical simulation of ‘short’ laminar separation bubbles with turbulent reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 410, 1–28. doi : 10.1017/S0022112099008976. Publisher : Cambridge University Press.
- Bai, R., Li, J., Zeng, F. & Yan, C. (2022). Mechanism and Performance Differences between the SSG/LRR-w and SST Turbulence Models in Separated Flows. *Aerospace*, 9(1), 20. doi : 10.3390/aerospace9010020. Number : 1 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.
- Blazek, J. (2005). *Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications, Second Edition* (éd. 2). Elsevier.
- Chassaing, P. (2010). *Mécanique des Fluides : Éléments d’un Premier Parcours* (éd. 3). Ed Cepaduéès.
- Cho, J. & Chung, M. (1992). A K—epsilon—gamma Equation Turbulence Model. *Journal of Fluid Mechanics*, 237, 301–322. doi : 10.1017/S0022112092003422.
- Choi, H. & Moin, P. (2012). Grid-point requirements for large eddy simulation : Chapman’s estimates revisited. *Physics of Fluids*, 24(1), 011702. doi : 10.1063/1.3676783. Publisher : American Institute of Physics.
- Clauser, F. H. (1954). Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 21(2), 91–108. doi : 10.2514/8.2938. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Coles, D. (1956). The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1(2), 191–226. doi : 10.1017/S0022112056000135. Publisher : Cambridge University Press.
- Cousteix, J. (1988). *Aérodynamique : couche limite laminaire*. Toulouse : Éd. Cépadués.
- Cousteix, J. (1989). *Aérodynamique : turbulence et couche limite*. Toulouse : Éd. Cépadués.
- Crabtree, L. F. (1957). Effects of Leading-Edge Separation on Thin Wings in Two-Dimensional Incompressible Flow. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 24(8), 597–604. doi : 10.2514/8.3915.

- Dellacasagrande, M., Barsi, D., Lengani, D., Simoni, D. & Verdoya, J. (2020). Response of a flat plate laminar separation bubble to Reynolds number, free-stream turbulence and adverse pressure gradient variation. *Experiments in Fluids*, 61(6), 128. doi : 10.1007/s00348-020-02958-y.
- Despard, R. A. & Miller, J. A. (1971). Separation in oscillating laminar boundary-layer flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 47(1), 21–31. doi : 10.1017/S0022112071000909. Publisher : Cambridge University Press.
- Dhawan, S. & Narasimha, R. (1958). Some properties of boundary layer flow during the transition from laminar to turbulent motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 3(4), 418–436. doi : 10.1017/S0022112058000094. Publisher : Cambridge University Press.
- Dominique, J. Artificial Neural Networks Modelling of Wall Pressure Spectra Beneath Turbulent Boundary Layers. 18.
- Gaster, M. (1967). *The structure and behaviour of separation bubbles*. Repéré le 2023-07-31 à <https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/2862>.
- Gault, D. E. (1955). *An experimental investigation of regions of separated laminar flow*. Repéré le 2023-06-21 à <https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc57524/>.
- Genc, M. S. [ISBN : 9789535104926]. (2012). *Low Reynolds Number Aerodynamics and Transition*. Repéré le 2023-06-21 à <https://www.intechopen.com/books>.
- Hall, D. J. (1968). *Boundary layer transition*. (Ph.D., University of Liverpool). Repéré à Accepted : 1968.
- Horton, H. P. (1968). *Laminar separation bubbles in two and three dimensional incompressible flow*. (Thesis, Queen Mary University of London). Repéré à Accepted : 2011-07-26T16:13:08Z.
- Hosseinverdi, S. (2013). *Influence of Free-Stream Turbulence on Laminar-Turbulent Transition in Long Laminar Separation Bubbles : Direct Numerical Simulations*. (Thèse de doctorat).
- Jones, W. & Launder, B. (1973). The Calculation of Low-Reynolds-Number Phenomena With a Two-Equation Model of Turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16, 1119–1130. doi : 10.1016/0017-9310(73)90125-7.
- Kaynak, U., Bas, O., Cakmakcioglu, S. C., Tuncer, I. H., Kaynak, U., Bas, O., Cakmakcioglu, S. C. & Tuncer, I. H. (2019). Transition Modeling for Low to High Speed Boundary Layer Flows with CFD Applications. Dans *Boundary Layer Flows - Theory, Applications and Numerical Methods*. IntechOpen. doi : 10.5772/intechopen.83520.

- Klewicki, J., Saric, W., Marusic, I. & Eaton, J. (2007). Wall-Bounded Flows. Dans Tropea, C., Yarin, A. L. & Foss, J. F. (Éds.), *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics* (pp. 871–907). Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg. doi : 10.1007/978-3-540-30299-5_12.
- Koromilas, C. A. & Telionis, D. P. (1980). Unsteady laminar separation : an experimental study. *Journal of Fluid Mechanics*, 97(2), 347–384. doi : 10.1017/S0022112080002601. Publisher : Cambridge University Press.
- Kundu, P. K., Cohen, I. M. & Dowling, D. R. (2016a). Chapter 10 - Boundary Layers and Related Topics. Dans Kundu, P. K., Cohen, I. M. & Dowling, D. R. (Éds.), *Fluid Mechanics (Sixth Edition)* (pp. 469–532). Boston : Academic Press. doi : 10.1016/B978-0-12-405935-1.00010-1.
- Kundu, P. K., Cohen, I. M. & Dowling, D. R. (2016b). *FLUID MECHANICS* (éd. 6). Elsevier. Repéré à <https://ndl.ethernet.edu.et/handle/123456789/50293>.
- Langtry, R. & Menter, F. (2005). Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. doi : 10.2514/6.2005-522.
- Lauder, B. E. & Spalding, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2), 269–289. doi : 10.1016/0045-7825(74)90029-2.
- Lauder, B. E., Reece, G. J. & Rodi, W. (1975). Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(3), 537–566. doi : 10.1017/S0022112075001814. Publisher : Cambridge University Press.
- Le Floc’h, A. (2021). *Étude expérimentale d’une famille de bulbes de décollement turbulents*. (phd, École de technologie supérieure). Repéré à <https://espace.etsmtl.ca/id/eprint/2877/>.
- M, M. & Virk. (2023). Steady and Time Dependent Study of Laminar Separation Bubble (LSB) behavior along UAV Airfoil RG-15. 17, 55–76. Repéré à <https://journal.multiphysics.org/index.php/IJM/article/view/17-1-55>.
- Marxen, O. & Henningson, D. S. (2011). The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 671, 1–33. doi : 10.1017/S0022112010004957. Publisher : Cambridge University Press.

- Mayle, R. E. (1991). The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines. *Volume 5 : Manufacturing Materials and Metallurgy; Ceramics; Structures and Dynamics; Controls, Diagnostics and Instrumentation; Education; IGTI Scholar Award; General*, pp. V005T17A001. doi : 10.1115/91-GT-261.
- McAuliffe, B. R. & Yaras, M. I. (2009). Transition Mechanisms in Separation Bubbles Under Low- and Elevated-Freestream Turbulence. *Journal of Turbomachinery*, 132(1). doi : 10.1115/1.2812949.
- Mellor & Gibson. (1965). Equilibrium turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 225–253.
- Menter, F. R. & Langtry, R. B. (2012). Transition Modelling for Turbomachinery Flows. Dans *Low Reynolds Number Aerodynamics and Transition*. IntechOpen.
- Menter, F., Langtry, R., Likki, S., Suzen, Y., Huang, P. & Völker, S. (2006). A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I : Model Formulation. *ASME J. Turbomach*, 128. doi : 10.1115/1.2184352.
- Menter, F. R. (1992). *Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows* (Rapport n°A-92183). Repéré le 2022-10-19 à <https://ntrs.nasa.gov/citations/19930013620>.
- Menter, F. R., Smirnov, P. E., Liu, T. & Avancha, R. (2015). A One-Equation Local Correlation-Based Transition Model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 95(4), 583–619. doi : 10.1007/s10494-015-9622-4.
- Mohammed-Taifour, A., Schwaab, Q., Pionon, J. & Weiss, J. (2015a). A new wind tunnel for the study of pressure-induced separating and reattaching flows. *The Aeronautical Journal*, 119(1211), 91–108. doi : 10.1017/S0001924000010265.
- Mohammed-Taifour, A., Sanjose, M. & Weiss, J. (2021). Unsteadiness in a Pressure-Induced Laminar Separation Bubble. *The 13th International ERCOFTAC symposium on engineering, turbulence, modelling and measurements*, pp. 6.
- Mohammed-Taifour, A. (2017). *Instationnarités dans une bulle de décollement turbulente : étude expérimentale*. (phd, École de technologie supérieure, Montréal). Repéré à <https://espace.etsmtl.ca/id/eprint/1881/>.
- Mohammed-Taifour, A., Weiss, J., Sadeghi, A., Vétel, J., Jondeau, E. & Comte-Bellot, G. (2015b). A detailed procedure for measuring turbulent velocity fluctuations using constant-voltage anemometry. *Experiments in Fluids*, 56(9), 174. doi : 10.1007/s00348-015-2045-0.

- Owen, P. R. & Klanfer, L. On the Laminar Boundary Layer Separation from the Leading edge of a Thin Aerofoil.
- Pauley, L. L., Moin, P. & Reynolds, W. C. (1989). The Instability of Two-Dimensional Laminar Separation. *Low Reynolds Number Aerodynamics*, (Lecture Notes in Engineering), 82–92. doi : 10.1007/978-3-642-84010-4_7.
- Roberts, W. B. (1991). Discussion : “The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines” (Mayle, Robert Edward, 1991, ASME J. Turbomach., 113, pp. 509–536). *Journal of Turbomachinery*, 113(4), 536–537. doi : 10.1115/1.2929111.
- Robinet, J.-C. (2013). Instabilities in laminar separation bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 732, 1–4. doi : 10.1017/jfm.2013.355. Publisher : Cambridge University Press.
- Savill, A. (1993). Further progress in the turbulence modelling of by-pass transition. pp. 583–592. doi : 10.1016/B978-0-444-89802-9.50059-9.
- Schlichting, H. & Gersten, K. (2017). *Boundary-Layer Theory*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg. doi : 10.1007/978-3-662-52919-5.
- Sillero, J., Jiménez, J., Moser, R. D. & Malaya, N. P. (2011). Direct simulation of a zero-pressure-gradient turbulent boundary layer up to $Re_0 = 6650$. *Journal of Physics : Conference Series*, 318(2), 022023. doi : 10.1088/1742-6596/318/2/022023.
- Simpson, R. L. (1970). Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration. *Journal of Fluid Mechanics*, 42(4), 769–802. doi : 10.1017/S002211207000160X.
- Singh, N. K. (2019). Large-Eddy Simulation of a Laminar Separation Bubble. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 12(3), 777–788. doi : 10.29252/jafm.12.03.29302.
- Slotnick, J. P., Khodadoust, A., Alonso, J. J., Darmofal, D. L., Gropp, W. D., Lurie, E. A., Mavriplis, D. J. & Venkatakrishnan, V. (2014). Enabling the environmentally clean air transportation of the future : a vision of computational fluid dynamics in 2030. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 372(2022), 20130317. doi : 10.1098/rsta.2013.0317. Publisher : Royal Society.
- Spalart, P. & Strelets, M. (2000). Mechanisms of transition and heat transfer in a separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 403, 329–349. doi : 10.1017/S0022112099007077.
- Spalart, P. R. (1988). Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re = 1410$. *Journal of Fluid Mechanics*, 187, 61–98. doi : 10.1017/S0022112088000345. Publisher : Cambridge University Press.

- Suryanarayana, G. K. & Prabhu, A. (2000). Effect of natural ventilation on the boundary layer separation and near-wake vortex shedding characteristics of a sphere. *Experiments in Fluids*, 29(6), 582–591. doi : 10.1007/s003480000126.
- Suzen, Y. B. & Huang, P. G. (2000). Modeling of Flow Transition Using an Intermittency Transport Equation. *Journal of Fluids Engineering*, 122(2), 273–284. doi : 10.1115/1.483255.
- Tani, I. (1964). Low-speed flows involving bubble separations. *Progress in Aerospace Sciences*, 5, 70–103. doi : 10.1016/0376-0421(64)90004-1.
- Versteeg, H. K. & Malalasekera, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method* (éd. 2nd ed). Harlow, England ; New York : Pearson Education Ltd.
- Von Doenhoff, A. E. [NTRS Author Affiliations : NTRS Report/Patent Number : NACA-TN-639 NTRS Document ID : 19930081504 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS)]. (1938). A preliminary investigation of boundary-layer transition along a flat plate with adverse pressure gradient. Repéré le 2023-06-12 à <https://ntrs.nasa.gov/citations/19930081504>.
- Walters, D. K. & Cokljat, D. (2008a). A Three-Equation Eddy-Viscosity Model for Reynolds-Averaged Navier–Stokes Simulations of Transitional Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 130(121401). doi : 10.1115/1.2979230.
- Walters, D. K. & Cokljat, D. (2008b). A Three-Equation Eddy-Viscosity Model for Reynolds-Averaged Navier–Stokes Simulations of Transitional Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 130(12), 121401. doi : 10.1115/1.2979230.
- Walters, D. K. & Leylek, J. H. (2004). A New Model for Boundary Layer Transition Using a Single-Point RANS Approach. *Journal of Turbomachinery*, 126(1), 193–202. doi : 10.1115/1.1622709.
- Weiss, J., Jondeau, E., Giani, A., Charlot, B. & Combette, P. (2017). Static and dynamic calibration of a MEMS calorimetric shear-stress sensor. *Sensors and Actuators A : Physical*, 265, 211–216. doi : 10.1016/j.sna.2017.08.048.
- White, F. M. (1991). *Viscous fluid flow*. (éd. 2nd ed). New York ; : McGraw-Hill. Repéré à <http://catalogue.bnf.fr/ark:/12148/cb37413481w>.
- Wilcox, D. C. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11), 1299–1310. doi : 10.2514/3.10041. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics.

Wilcox, D. C. (1994). Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model. *AIAA Journal*, 32(2), 247–255. doi : 10.2514/3.59994. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics.