



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :
Adrien ROUVIERE

le lundi 3 avril 2023

Titre :

Amélioration des modèles de tolérance de surface pour les couches limites en s'appuyant sur des outils d'intelligence artificielle

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED AA : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Serge GRATTON (directeur de thèse)

M. Fabien MÉRY (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Grégoire CASALIS Professeur ISAE-SUPAERO - Président

M. Serge GRATTON Professeur INP Toulouse - Directeur de thèse

M. Fabien MÉRY Chargé de recherche ONERA Toulouse - Co-directeur de thèse

M. Bijan MOHAMMADI Professeur Université de Montpellier - Rapporteur

M. Jean-Christophe ROBINET Professeur Arts et Métiers ParisTech - Rapporteur

Mme Taraneh SAYADI Chargée de recherche Université Pierre et Marie Curie - Examinateuse

En vue de l'obtention du
Doctorat de l'Université de Toulouse

Délivré par : l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue le 3 avril 2023 par :

Adrien ROUVIERE

**Amélioration des modèles de tolérance de surface pour les couches limites en
s'appuyant sur des outils d'intelligence artificielle**

Date :

3 avril 2023

Pour citer cette thèse :

Adrien ROUVIERE. Amélioration des modèles de tolérance de surface pour les couches limites en s'appuyant sur des outils d'intelligence artificielle. ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, 3 avril 2023.

Entrée BibTeX :

```
@phdthesis{Rouviere2022Amelioration,  
    author = {Rouviere, Adrien},  
    title = {Am\'elioration des mod\`eles de tol\'erance de surface  
            pour les couches limites en s'appuyant sur des outils  
            d'intelligence artificielle},  
    school = {ISAE-SUPAERO, Universit\'e de Toulouse},  
    year = {3 Avril 2023},  
    address = {Toulouse, France}  
}
```

La version numérique de ce document permet une navigation aussi aisée que possible dans les différentes parties : les tables des matières, références aux équations, figures et tableaux, les références bibliographiques ainsi que les symboles du texte listés dans la nomenclature sont des liens hypertextes renvoyant à l'élément adéquat (cliquer sur un symbole dans le texte renvoie à son entrée dans la nomenclature). La plupart des logiciels de lecture proposent des raccourcis clavier pour revenir à la page courante (par exemple Alt+← pour Adobe Reader).

C'est un texte facilement lisible, limpide et assez joliment écrit : je le dis d'autant plus aisément que c'est moi qui l'ai rédigé.

— VALÉRY GISCARD D'ESTAING

Remerciements

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetuer id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

Quisque ullamcorper placerat ipsum. Cras nibh. Morbi vel justo vitae lacus tincidunt ultrices. Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. In hac habitasse platea dictumst. Integer tempus convallis augue. Etiam facilisis. Nunc elementum fermentum wisi. Aenean placerat. Ut imperdiet, enim sed gravida sollicitudin, felis odio placerat quam, ac pulvinar elit purus eget enim. Nunc vitae tortor. Proin tempus nibh sit amet nisl. Vivamus quis tortor vitae risus porta vehicula.

Remerciements (en français)

« It's a miraaacle »

Christian

Pour les non latinistes qui ont préféré, durant leurs années collège, terminer plus tôt l'école plutôt que d'étudier cette belle langue, vous trouverez ci-dessous la traduction de ces remerciements en français. Pour les désormais très chers confrères docteurs, vous pouvez vous rendre directement [page 1](#) si vous souhaitez éviter ce bref panégyrique.

Trois ans et trois mois de thèse peuvent paraître longs mais ceux-là me semblent n'avoir finalement duré qu'une poignée de semaines (cent soixante-huit exactement). Au cours de cette aventure, j'ai pu rencontrer des personnes extraordinaires humainement et/ou scientifiquement que j'aimerais remercier ici. Si certain.e.s lecteur.trice.s relèvent des oubliés quant aux personnes louées dans ce chapitre, adressez-vous aux rapporteurs de ce manuscrit dont les noms sont reportés sur la page de garde et qui auront laissés passer ces erreurs grossières.

Dans un tout premier temps, je souhaite remercier les membres du jury d'avoir pris le temps d'évaluer ce travail avec soin : Grégoire Casalis, Bijan Mohammadi, Jean-Christophe Robinet et Taraneh Sayadi. Je vous suis particulièrement reconnaissant pour la confiance aveugle que vous avez eu dans ma maîtrise de l'anglais, ainsi que pour la discussion de qualité que nous avons mené à l'issu de ma présentation et qui permettra, j'en suis sûr, d'envisager de nouvelles perspectives à cette étude.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans un encadrement au top. Fabien et Lucas, je ne saurais vous remercier assez pour votre disponibilité, vos conseils, votre bonne humeur et la confiance que vous avez su m'apporter tout au long de ces trois ans. Votre enthousiasme et votre pédagogie m'ont constamment aidé à avancer dans les bons comme dans les moins bons moments. Vous avez notamment su être présents au cours de ce drôle de printemps 2020 et m'avez soutenu plus que je ne l'aurai espéré durant cette période compliquée pour tout le monde. Fabien, un énorme merci également pour toute l'énergie que tu as dépensée dans ma recherche de financement en fin de stage, je suis fier d'avoir initié la lignée des doctorants CleanSky de l'Onera. Serge et Ehouarn, nous nous sommes un peu moins vus mais vous avez su être disponibles et de très bons conseils dans les moments décisifs, dans l'approche à suivre et dans les démarches à adopter. Cette thèse ne serait pas allée bien loin sans vous non plus !

Mes remerciements vont également à Pierre Millan et Jérôme Anthoine, directeurs successifs du DMPE, ainsi qu'à Estelle Piot, cheffe de l'unité STAT, pour m'avoir accueilli d'abord en stage, puis pour avoir eu la folie de me garder trois ans supplémentaires.

Je tiens à remercier plus généralement l'ensemble de l'unité STAT pour son accueil chaleureux, la bonne ambiance générale et surtout les *afterworks*¹ et les barbeQ au bord du canal. En particulier, merci à François Chedevergne, Hugues Deniau, Maxime Forte, Rémi Roncen, Julien Troyes et Olivier Vermeersch pour les nombreuses discussions scientifiques — *C'est un N pic ou un N max Max ?* — et celles plus personnelles. Hugues, je te suis particulièrement reconnaissant de m'avoir appris à consommer convenablement une tequila frappée, après 26 ans d'errance. Maxime, je ne te suis absolument pas reconnaissant de m'avoir mis en tête qu'une petite *caisse*² à J-2 de la soutenance pouvait être une bonne idée (si vous lisez ces remerciements, c'est que ce le fut).

Vous savez, dans ma carrière, longue déjà, j'ai vu partir beaucoup de copains. *Eux* c'était spécial... J'aurais pu *rédiger* encore un peu, mais je sais que nous nous reverrons, un jour ou l'autre (Drucker [48]). Je remercie ainsi du fond du cœur l'ensemble des doctorants et alternante que j'ai pu rencontrer à l'Onera et qui auront contribué à me donner la pêche dès le matin tous les jours de cette thèse, notamment lors de la préparation des foies gras, du repas de Noël ou des JDD.

La promo qui fut la mienne aura sans aucun doute été le meilleur millésime de doctorants (au niveau de l'ambiance j'entends) depuis l'après-guerre ! Les nommés sont Alexis A. et sa passion addictive pour les smoothies, Baptiste B., Nicolas mon co-bureau et traiteur de référence, Pierre S. grâce à qui je sais maintenant démonter une serrure de WC, Thomas A. pour les points enneigement, Thomas M., Thomas J. pour ses superbes techniques de drague et Valentin M. qui me doit l'obtention d'un appartement en centre-ville. Bien que cette décision fera sûrement polémique, je profite de ce paragraphe pour également remercier Morgane pour sa bonne humeur lors des récréations et pour les potins quotidiens. Mention spéciale pour Ludovic dont je suis le contact d'urgence en cas de péricardite. Ludo, si tu veux un conseil, oublie que t'as aucune chance, vas-y fonce. On sait jamais, sur un malentendu ça peut marcher. J'ai hâte d'être dans ton jury !

L'ancienne génération n'est pas en reste non plus. Un énorme merci à Arthur pour ce délicieux burger à Montrabé, cette traversée des Pyrénées mémorable, ces belles tentatives de monter Beille gros plateau et cette citation qui accompagnera désormais chaque doctorant dans sa période de rédaction : « *J'ai essayé de travailler ce matin mais il s'est rien passé* ». J'ai également une pensée émue pour Félix, mon compagnon de *Chip's* et seul doctorant à avoir réussi à m'égalier voire à me supplanter dans le 1^{er} degré. *Brrrr*. Merci également à Béatrice, ma seconde co-bureau, Jeanne, ma grande sœur de thèse, Julien pour les balades en vélo et les après-midis Tour de France, Lola pour les nombreux encouragements sur Strava, Loris pour cette soirée mémorable au *Lime*, Pierre D. pour cette soirée mémorable au Biergarten et Victor pour les *afterworks* pâté dans son bureau.

Le flambeau est passé avec confiance aux générations futures, et en particulier à la *Team Luchon* (ou *Team Danu* selon la période). Hippolyte, je te suis extrêmement reconnaissant de m'avoir (r)accompagné lors de ce pèlerinage œnologique à Mont-de-Marsan et, surtout, pour donner la banane à tout le monde tous les jours ! Pour rester dans le thème, un grand merci à Maxime Lalande et al. [84] et à Basile³ pour les sorties vélo/Tonton, ainsi qu'à Chloé, ma paupiette et nouvelle responsable *afterworks*. Ton soutien et ta compagnie en cette fin de thèse et dans les dernières lignes droites avant la soutenance m'ont été plus

1. Apéros en français.

2. Comme *afterwork*, mais en plus long et pas au boulot.

3. Basile tu es remercié après Max car ta PMA est actuellement plus élevée que la mienne ...

que précieux ! Merci également à Léo, plus gros consommateur d'Occitanie de crème solaire, à Mélissa pour faire semblant de rire à mes blagues lourdes, à Erwan, à Maxime S., à Tiffany, Vicky et Yohan pour la bonne ambiance générale, les discussions du midi et bonne chance pour la suite. On compte sur vous !

Hors de l'Onera, il est une petite équipe qui me supporte maintenant depuis un petit bout de temps et qui m'a soutenu tout au long de cette aventure, voire qui, pour certains, m'ont montré la voie en tâtant le terrain quelques mois avant moi. Alors Thibaut, Marion, Bilal, Clément, Alexis M., Loïc, Yohan et Pablo, merci pour tout ! Je ne vais pas trop m'attarder ici tellement il y aurait à dire mais je sais qu'il y dix ans, peu d'entre nous n'auraient imaginés lire (ou écrire) ces pages de remerciements.

S'il en est quelques-uns à qui ce manuscrit doit beaucoup, c'est à Lulu, Val et Alexis M. qui sont à l'origine, mesdames et messieurs, de l'acronyme PIMS2D. Merci à vous pour tous les week-ends festifs et sportifs de ces 3 dernières années, et surtout surtout, à Lucie et Valentin de m'avoir accompagné durant ces trois mois de confinement qui furent parmi les plus beaux mois de ma vie. Heureusement que vous étiez là pour m'éviter d'avancer trop vite. J'en profite pour remercier le petit pot de fleur en pierre du Larzac au fond du jardin à qui je dois trois semaines d'atèle et de repos, et donc l'implémentation de la méthode HLNS dans PIMS2D.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans évoquer celles et ceux qui m'ont permis de m'évader un peu du bureau 222 le temps de quelques soirées, de quelques journées ou de quelques pensées. En premier lieu, un immense merci et bravo à Julian A., double champion du monde, qui m'aura donné du baume au cœur durant toute cette thèse, tout en ayant l'intelligence de ralentir durant la période de rédaction qui requiert toute ma concentration. Merci également à Mamie, Tonton, M. Danu, M. Oz et ses collègues Botaniste et Biergarten pour nous avoir accueillis et supportés (et encaissés) de façon hebdomadaire. Enfin, une énorme ovation à M. Jean Castex pour toute son œuvre, pour m'avoir permis d'éviter toute distraction pendant un petit bout de temps et surtout, grâce à qui j'ai pu rester vivant et soutenir cette thèse en bonne santé en m'évitant de boire ma bière debout dans les endroits susnommés.

Pour finir, je tiens à remercier du fond du cœur ma famille, et en particulier mes parents et mon frère qui m'ont soutenu tout ce temps en faisant semblant de s'intéresser aux couches limites. Papa, à ta question « *Alors, ça converge ?* », sache que non mais j'ai appris de mes pairs (Colombie [34], Ducuffy [50]) que ça n'était pas nécessaire pour être docteur. Un grand merci à tous les cousins, cousines, oncles et tantes pour m'avoir aidé à rédiger cet été en sachant néanmoins me rappeler de faire des petites pauses quotidiennes d'hydratation vers 11h30 et 19h30. Merci particulièrement à Éric qui aura pris un peu de son temps pour me prendre une photo de défauts de surface (voir Figure 4(b)), et à sa fille Lucie parce qu'elle m'a demandé d'apparaître ici. Nettoie mon camel-back stp Lucie ! Enfin, j'ai une pensée pour mes grands-parents qui m'ont toujours suivi dans tout ce que j'entreprendais, thèse comprise, et à qui je dois une bonne partie de mon intérêt pour la science en général et la recherche en particulier.

Pas merci à ChatGPT qui est apparu trop tard et grâce à qui ce manuscrit aurait pu être rédigé bien plus rapidement.

Table des matières

Remerciements	ix
Table des matières	xvi
Nomenclature	xvii
Introduction	1
I État de l'art	9
1 Couche limite, transition et stabilité	11
1.1 Concept de couche limite	12
1.1.1 Couche limite incompressible	12
1.1.2 Grandes caractéristiques de la couche limite	13
1.2 Transition à la turbulence	16
1.2.1 Routes vers la turbulence	17
1.2.2 Transition due aux ondes de Tollmien-Schlichting	18
1.2.3 Facteurs d'influence sur une couche limite bidimensionnelle	19
1.3 Outils de stabilité	22
1.3.1 Formalisme général de la stabilité linéaire	22
1.3.2 Théorie de stabilité linéaire locale	26
1.3.3 Stabilité linéaire non-locale : méthode des PSE	28
1.3.4 Analyse basée sur les équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques	29
1.3.5 Méthode du e^N pour la prévision de la transition	30
1.3.6 Approches issues de l'intelligence artificielle	32
2 Effets des défauts de surface sur la transition	35
2.1 Contrôle de la transition	36
2.1.1 Obtention d'un écoulement naturellement laminaire	37
2.1.2 Approches LFC et hybride	38
2.2 Mécanismes de transition induits par des défauts de surface	39
2.2.1 Marches descendantes (BFS)	40
2.2.2 Marches montantes (FFS)	40
2.2.3 Bosses	41
2.2.4 Rainures	42
2.3 Prévision de la transition en présence de défauts de surface	43
2.3.1 Critères empiriques de transition	44
2.3.2 Méthode du ΔN	46

II HLNS pour les défauts de surface	53
3 Développement et validation d'un code de stabilité incompressible 2D	55
3.1 Formulation forte du problème	56
3.1.1 Configuration d'un défaut de surface générique	57
3.1.2 Écoulement de base	58
3.1.3 Équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques	58
3.2 Résolution numérique	60
3.2.1 FreeFem++	60
3.2.2 Maillage	60
3.2.3 Formulations faibles	61
3.2.4 Discrétisation du problème	63
3.2.5 Méthode de Newton	64
3.2.6 Stratégies de résolution numérique	66
3.2.7 Génération d'un gradient de pression	66
3.3 Validation du code PIMS2D	68
3.3.1 Écoulement de base	68
3.3.2 Étude de stabilité	70
4 Étude de la modification du champ moyen par des défauts de surface 2D	75
4.1 Marches descendantes	76
4.1.1 Influence de la géométrie	76
4.1.2 Effet du nombre de Reynolds	80
4.1.3 Influence d'un gradient de pression	82
4.2 Marches montantes	83
4.2.1 Influence de la géométrie	84
4.2.2 Effet du nombre de Reynolds	87
4.2.3 Influence d'un gradient de pression	88
4.3 Rainures	89
4.3.1 Effet de la largeur	89
4.3.2 Influence du rapport d'aspect sur la recirculation dans la cavité	91
4.4 Bosses	91
4.4.1 Évolution des longueurs de recirculation avec la largeur	91
4.4.2 Comparaison avec une succession de marches	92
5 Analyse de l'influence des défauts de surface sur l'amplification des ondes TS	95
5.1 Étude des marches descendantes	96
5.1.1 Analyse du facteur N enveloppe	96
5.1.2 Distorsion des ondes TS par une marche descendante	100
5.1.3 Influence de la hauteur de marche	101
5.1.4 Influence du nombre de Reynolds	102
5.1.5 Influence d'un gradient de pression	102
5.2 Étude des marches montantes	104
5.2.1 Analyse du facteur N enveloppe	104
5.2.2 Distorsion des ondes TS par une marche montante	106
5.2.3 Influence de la hauteur de marche	108
5.2.4 Influence du nombre de Reynolds	110
5.2.5 Influence d'un gradient de pression	110
5.3 Comparaisons entre défauts	112
5.3.1 Défauts de dimensions équivalentes	112
5.3.2 Cas des cavités asymétriques	114

III Développement d'un modèle de transition par réseaux de neurones	119
6 Création et analyse d'une base de données de calculs HLNS pour les défauts de surface	121
6.1 Génération de la base de données	122
6.1.1 Détermination de la gamme des paramètres étudiés	122
6.1.2 Échantillonnage par une méthode d'hypercubes latins	123
6.1.3 Méthodologie d'obtention de la base de données	125
6.2 Analyse de la base de données	126
6.2.1 Visualisation d'ensemble	126
6.2.2 Corrélation entre les ΔN	129
6.2.3 Influence des paramètres géométriques sur la transition	130
7 Entraînement et validation d'un réseau de neurones pour la prévision de la transition	135
7.1 Définition générale	136
7.1.1 Fonctionnement d'un neurone formel	136
7.1.2 Réseau de neurones à propagation avant	137
7.1.3 Apprentissage d'un réseau de neurones	138
7.2 Entraînement des réseaux de neurones développés	140
7.2.1 Préparation des données	140
7.2.2 Arrêt précoce de l'apprentissage	141
7.2.3 Recherche des hyper-paramètres optimaux	141
7.2.4 Validation croisée	142
7.3 Validation du modèle	143
7.3.1 Comparaison avec les cas de rainures symétriques de Methel et al. [98]	143
7.3.2 Comparaison aux essais STUNTT	143
7.3.3 Validation avec les résultats de Crouch et al. [44]	146
7.3.4 Utilisation du modèle pour des cas de marches descendantes	147
7.3.5 Discussion sur l'utilisation des modèles	148
Conclusion	153
Annexes	157
A Solutions auto-semblables pour les couches limites laminaires incompressibles	159
A.1 Solution exacte de Blasius	160
A.1.1 Formulation du problème	160
A.1.2 Détermination des grandeurs caractéristiques	161
A.2 Équation de Falkner-Skan	162
A.2.1 Formulation du problème	163
A.2.2 Caractéristique des solutions de Falkner-Skan	163
B Détermination des paramètres optimaux pour le code PIMS2D	165
B.1 Convergences en maillage	166
B.1.1 Écoulement de base	166
B.1.2 Équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques	167
B.1.3 Densité de mailles	167
B.1.4 Hauteur du domaine de calcul	168
B.1.5 Hauteur de la zone raffinée	170
B.2 Analyse de stabilité	172
B.2.1 Amplitude et position du forçage	172
B.2.2 Choix de la norme	173

C Modèle de prédiction neuronal pour le déclenchement de la transition d'une couche limite en présence de défauts de surface 2D	175
Bibliographie	210
Liste des figures	216
Liste des tableaux	217

Nomenclature

Acronyms

AFP	Agence France Presse
AHD	Arnal – Habiballah – Delcourt
AHLNS	Adaptive Harmonic Linearized Navier-Stokes
BFS	Backward-Facing Step
BLADE	Breakthrough Laminar Aircraft Demonstrator in Europe
CNN	Convolutional Neural Network
COVID	CoronaVirus Disease
CPU	Central Processing Unit
CRM	Common Research Model
DLR	Deutsches zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direct Numerical Simulation
EASA	European Union Aviation Safety Agency
FFS	Forward-Facing Step
HLFC	Hybrid Laminar Flow Control
HLNS	Harmonic Linearized Navier-Stokes
IATA	International Air Transport Association
INRIA	Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique
LFC	Laminar Flow Control
LST	Local Stability Theory
MSE	Mean Squared Error
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NLF	Natural Laminar Flow
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospace
PIMS2D	Prévision de stabilité des IMperfections de Surface 2D
PSE	Parabolized Stability Equations
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
ReLU	Rectified Linear Unit
RNN	Recurrent Neural Network

RPK	Revenue Passenger Kilometers
STUNTT	Surface imperfection and UNsteady motion impact on Transition onset
TS	Tollmien-Schlichting

Lettres romanes

A	Amplitude des perturbations
b	Largeur du défaut de surface
b^*	Largeur du défaut de surface adimensionnée par $\delta_{1,d}$
b	Biais du réseau de neurones
C_f	Coefficient de frottement pariétal
C_p	Coefficient de pression
c	Corde
\bar{D}	Tenseur des déformations
F	Fréquence réduite
f	Fréquence
f'	Vecteur forçage harmonique
\hat{f}	Fonction d'amplitude de f'
H	Facteur de forme
h	Hauteur du défaut de surface
h^*	Hauteur du défaut de surface adimensionnée par $\delta_{1,d}$
h_1	Hauteur de la première arête du défaut de surface
h_1^*	Hauteur de la première arête h_1 du défaut de surface adimensionnée par $\delta_{1,d}$
h_2	Hauteur de la seconde arête du défaut de surface
h_2^*	Hauteur de la seconde arête h_2 du défaut de surface adimensionnée par $\delta_{1,d}$
\bar{I}	Tenseur identité
\mathcal{J}	Fonction de perte du réseau de neurones
L	Longueur de référence longitudinale
L_r	Longueur de recirculation
\mathcal{L}	Opérateur de Navier-Stokes linéarisé au premier ordre
Ma	Nombre de Mach
m	Paramètre de Hartree
N	Facteur N
N_{sm}	Facteur N pour une configuration lisse sans défaut de surface
N_{tr}	Facteur N de transition
\mathcal{N}	Opérateur de Navier-Stokes
n	Normale unitaire sortante
P	Pression statique de l'écoulement de base
p	Pression statique
p'	Perturbation de pression
\hat{p}	Fonction d'amplitude de p'

\mathbf{Q}	Vecteur d'état d'un écoulement de base générique
\mathbf{q}	Vecteur d'état générique
\mathbf{q}'	Perturbation d'un vecteur d'état générique
$\hat{\mathbf{q}}$	Fonction d'amplitude de \mathbf{q}'
$\tilde{\mathbf{q}}$	Fonction test $\in L^2(\Omega)$
\mathcal{R}	Opérateur résolvant
Re	Nombre de Reynolds
Re_b	Nombre de Reynolds basé sur la largeur du défaut
Re_c	Nombre de Reynolds basé sur la corde
Re_h	Nombre de Reynolds basé sur la hauteur du défaut
Re_{tr}	Nombre de Reynolds de transition
Re_u	Nombre de Reynolds unitaire
Re_x	Nombre de Reynolds basé sur la distance au bord d'attaque
Re_{δ_1}	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement
$Re_{\delta_{1,d}}$	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement au défaut
$Re_{\delta_{1,in}}$	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement en entrée du domaine de calcul
$Re_{\delta_{1,out}}$	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement en sortie du domaine de calcul
Re_θ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement
Re_{θ_d}	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement au défaut
r	Constante des gaz parfaits
T	Température
Tu	Taux de turbulence extérieure
T_∞	Température de l'écoulement libre
\mathcal{T}_h	Triangulation du maillage
t	Temps
U	Vitesse longitudinale de l'écoulement de base
\mathbf{U}	Vecteur vitesse de l'écoulement de base
U_e	Vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite
U_∞	Vitesse de l'écoulement libre
u	Vitesse longitudinale
\mathbf{u}	Vecteur vitesse
u'	Perturbation de vitesse longitudinale
\mathbf{u}'	Vecteur des perturbations de vitesse
\hat{u}	Fonction d'amplitude de u'
$\hat{\mathbf{u}}$	Vecteur des fonctions d'amplitude de \mathbf{u}'
u_{rms}	Vitesse quadratique moyenne
v	Vitesse normale à la paroi
v'	Perturbation de vitesse normale à la paroi
\hat{v}	Fonction d'amplitude de v'
\tilde{v}	Fonction test $\in H_0^1(\Omega)^2$
w	Poids du réseau de neurones
\mathbf{w}	Vecteur des poids du réseau de neurones
x	Coordonnée longitudinale
\mathbf{x}	Entrée du réseau de neurones
\mathbf{x}	Vecteur d'entrée du réseau de neurones
\mathbf{x}	Vecteur position
x_{crit}	Abscisse du point critique

x_d	Coordonnée longitudinale de l'emplacement du défaut
x_{df}	Coordonnée longitudinale de l'emplacement de fin du défaut
x_f	Coordonnée longitudinale de l'emplacement du forçage
x_{tr}	Abscisse du point de transition
y	Coordonnée normale à la paroi
y	Sortie du réseau de neurones
y^*	Sortie attendue du réseau de neurones
$y_{BF,out}$	Coordonnée normale de sortie du domaine de calcul de l'écoulement de base
$y_{HLNS,out}$	Coordonnée normale de sortie du domaine de calcul HLNS
z	Coordonnée transversale

Lettres grecques

α	Nombre d'onde longitudinal
α_w	Pente de la paroi supérieure du domaine de calcul
β	Nombre d'onde transversal
β_h	Paramètre de gradient de pression de Hartree
δ	Épaisseur de couche limite
δ_{in}	Épaisseur de couche limite en entrée de domaine
δ_1	Épaisseur de déplacement
$\delta_{1,d}$	Épaisseur de déplacement à l'emplacement du défaut
$\delta_{1,i}$	Épaisseur de déplacement en régime incompressible
$\delta_{1,in}$	Épaisseur de déplacement en entrée de domaine de calcul
$\delta_{1,out}$	Épaisseur de déplacement en sortie de domaine de calcul
δ_T	Épaisseur de couche limite thermique
ϵ_{MAE}	Erreur absolue moyenne des réseaux de neurones
η	Hauteur adimensionnée de couche limite
Γ	Frontières du domaine de calcul
γ	Coefficient adiabatique
Λ	Angle de flèche
Λ_2	Paramètre de Pohlhausen
μ	Viscosité dynamique
$\bar{\mu}$	Moyenne des entrées constituant la base d'entraînement des réseaux de neurones
ν	Viscosité cinématique
Ω	Domaine de calcul
ω	Pulsation temporelle
ω^*	Pulsation temporelle adimensionnée
ψ	Fonction de courant
ϕ	Fonctions de forme pour les éléments finis
ρ	Masse volumique
ρ_e	Masse volumique de l'écoulement extérieur à la couche limite

ρ_∞	Masse volumique de l'écoulement libre
σ	Fonction d'activation du réseau de neurones
$\bar{\sigma}$	Écart-type des entrées constituant la base d'entraînement des réseaux de neurones
$\underline{\Sigma}$	Tenseur des contraintes
τ_p	Contrainte pariétale
Θ	Fonction de phase des perturbations
Θ	Angle de pente du défaut de surface
θ	Épaisseur de quantité de mouvement
θ_i	Épaisseur de quantité de mouvement en régime incompressible

Introduction

Contexte

D^E nos jours, l'augmentation constante du trafic aérien constitue un problème écologique crucial dans un monde où les enjeux environnementaux n'ont jamais été aussi importants. L'IATA (International Air Transport Association) estime que le nombre de voyageurs pourrait dépasser les 7 milliards à l'horizon 2035, soit une augmentation de près de 50% depuis 2016. Malgré une forte baisse de fréquentation du transport aérien ces trois dernières années du fait de la pandémie de COVID-19, la tendance mondiale devrait repartir à la hausse et retrouver son niveau d'avant crise rapidement dans les années à venir⁴, comme le montre la Figure 1. Cet essor serait alors responsable d'une hausse d'environ 16% des émissions de gaz à effet de serre depuis 2005 en Europe selon une étude de l'EASA (European Union Aviation Safety Agency) [52]. Les objectifs environnementaux définis par la Commission Européenne visent à revoir cette tendance à la baisse et prévoient une réduction de 75% des émissions de dioxyde de carbone (CO₂) et de 90% des émissions d'oxydes d'azote (NO_x) par kilomètre et par passager d'ici 2050 [71]. Afin de respecter au mieux ces prescriptions, le développement de nouvelles configurations aérodynamiques constitue aujourd'hui un enjeu primordial pour améliorer les performances énergétiques des avions de transport commerciaux.

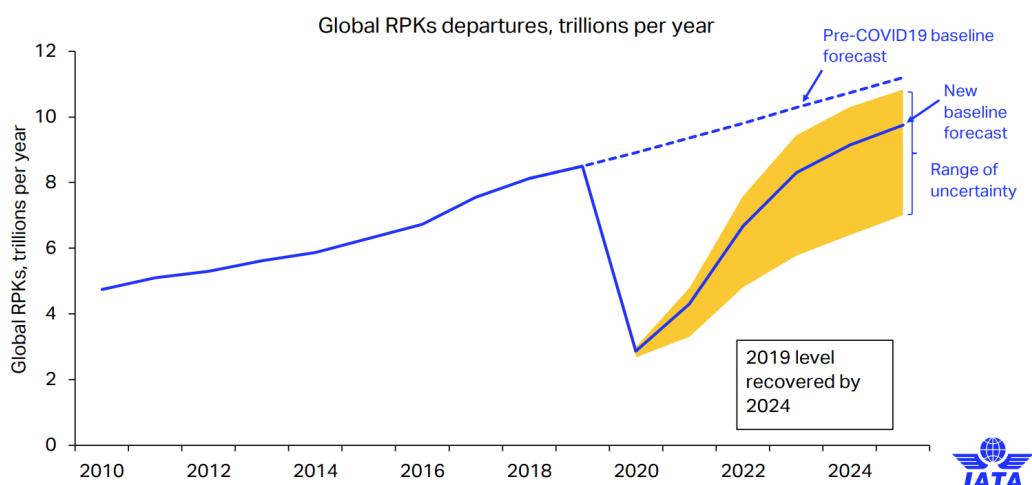


FIGURE 1 – Évolution du trafic aérien au cours la dernière décennie [110]. Le RPK (Revenue Passenger Kilometers) est une mesure indiquant le nombre de kilomètres parcourus par les passagers payants.

4. Ces prévisions s'avèrent pour le moment être plutôt bonnes d'après un rapport de l'IATA de septembre 2022 [77].

Pour un avion de ligne, la principale force s'opposant à l'appareil correspond à la traînée de frottement due aux contraintes pariétales dans l'écoulement. À proximité d'une paroi, les effets de viscosité provoquent l'adhérence du fluide à cette dernière et il se développe alors une zone de faible épaisseur au sein de laquelle la vitesse de l'écoulement est décélérée jusqu'à être nulle à la paroi. Cette zone, appelée *couche limite*, peut-être soit dans un état laminaire dans lequel les variations de l'écoulement sont faibles et régulières, soit dans un état turbulent caractérisé par un comportement tourbillonnaire et aléatoire. Du fait de son fort impact sur l'efficacité énergétique d'un avion, la transition d'une couche limite laminaire vers un état turbulent est une problématique majeure étudiée par les industriels de l'aéronautique. En régime subsonique, il est estimé qu'environ 50% de la traînée totale est due au frottement induit par la couche limite se développant sur les ailes [138]. Celle-ci, d'abord laminaire au niveau du bord d'attaque, transitionne rapidement vers un régime turbulent (Figure 2(a)) du fait de l'amplification d'ondes issues de perturbations extérieures et engendre alors un frottement pariétal bien plus élevé que dans son état laminaire. Ainsi, certains travaux évaluent que le maintien d'un écoulement laminaire le long d'une aile d'avion de transport civil de type A350 aboutirait jusqu'à une économie de carburant d'environ 10% [32]. La compréhension de ce phénomène physique est donc nécessaire pour pouvoir connaître précisément les forces aérodynamiques s'exerçant sur un profil d'aile, mais ne se cantonne pas uniquement au monde aéronautique. Il est par exemple estimé que le frottement turbulent serait responsable de 90% de la traînée totale des sous-marins [94] (Figure 2(b)), tandis que pour d'autres types d'utilisations, comme la conception de balles de golf (Figure 2(c)) ou dans les chambres de combustion, le besoin est au contraire de chercher à augmenter la turbulence. Pour toutes ces applications, la capacité à prédire et à contrôler la turbulence est fondamentale, et la compréhension des mécanismes physiques dominants est nécessaire pour cela.

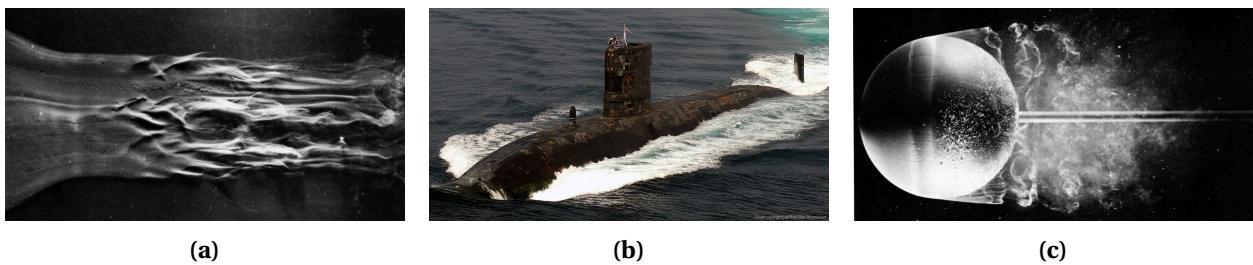


FIGURE 2 – Visualisation d'un écoulement devenant turbulent (a) le long d'une plaque légèrement inclinée (Werlé, ONERA, 1980), (b) autour du sous-marin HMS Tireless (Dan Rosenbaum) et (c) dans le sillage d'une balle (Werlé, ONERA, 1980).

Différentes approches existent pour diminuer la traînée de frottement sur une aile d'avion. La première consiste à réduire la traînée turbulente en modifiant les caractéristiques de l'écoulement turbulent grâce à des dispositifs de jets synthétiques ou par l'utilisation de parois rainurées. La seconde vise plutôt à prolonger l'écoulement laminaire en retardant l'arrivée de la transition, et plusieurs projets et initiatives industrielles cherchent à progresser sur ce point. La campagne d'essais menée par Airbus dans le cadre du programme européen Clean Sky 2, à travers le projet BLADE (Breakthrough Laminar Aircraft Demonstrator in Europe) notamment, vise à explorer le comportement en vol de voiliures laminaires en vue d'une potentielle exploitation sur des avions de transport civil [3]. Une « *amélioration de l'empreinte écologique de l'aviation est espérée* » par l'avionneur, grâce à une baisse de 50% du frottement sur les ailes et jusqu'à une réduction de 5% des émissions de CO₂. Dans le cadre de ce projet, l'A340 Flight Lab

d'Airbus, photographié sur la Figure 3, est le premier avion d'essais à allier un profil de voilure laminaire transsonique sur une structure réelle d'aile et a effectué son premier vol en septembre 2017 à l'aérodrome de Tarbes. Si la connaissance et la caractérisation des profils d'ailes laminaires sont disponibles depuis quelques décennies⁵, la problématique actuelle réside dans les tolérances de fabrication et leur maintien en opération.



FIGURE 3 – A340 Flight Lab équipé d'une section d'aile laminaire (Crédit photo : AFP).

Les difficultés principales concernant le développement d'ailes laminaires (que la laminarité soit obtenue de manière naturelle ou hybride) sont liées à la possible présence d'imperfections sur la peau de l'aile. Des défauts de surface peuvent en effet avoir deux conséquences majeures pour l'écoulement. Lorsqu'ils sont trop imposants, les défauts peuvent déclencher la turbulence immédiatement à leur emplacement. Dans des cas moins critiques, ils peuvent amplifier des perturbations déjà existantes dans la couche limite et/ou en générer de nouvelles, modifiant ainsi la position de la transition. Ces imperfections de surface peuvent se diviser en trois principales catégories : les rugosités réparties telles que du givre, de la pluie ou des dommages surfaciques causés par l'usure naturelle de l'aile, les défauts tridimensionnels isolés comme des rivets, des insectes ou des saletés, et enfin les défauts bidimensionnels localisés tels que des bosses, des marches ou des rainures. Ces derniers sont inhérents aux méthodes de fabrication des ailes lors de leur assemblage, comme on peut le voir sur la Figure 4. Les défauts bidimensionnels localisés seront au cœur de cette thèse, tandis que les rugosités réparties et/ou tridimensionnelles ne seront pas abordées. D'un point de vue strictement aérodynamique, le profil d'aile « idéal » consisterait en une surface continue sans aucune vis, écrou ou jointure, les tolérances de fabrication des profils laminaires étant extrêmement réduites au niveau de l'assemblage des composants pour garder le bénéfice d'un écoulement laminaire. Afin de tenir compte de l'influence de ces défauts sur le déclenchement de la transition, des modèles empiriques ont été développés pour évaluer les dimensions minimales d'un défaut impactant la transition [56, 75, 104].

Les méthodes numériques traditionnellement utilisées pour prévoir la transition, telles que la théorie de la stabilité locale (LST) ou les équations de stabilité parabolisées (PSE), ont donné des résultats

5. Cela est vrai pour des profils d'ailes testés en soufflerie. Pour des avions de ligne en revanche, le CRM-NLF est le premier modèle combinant ailes et fuselage permettant d'obtenir une laminarité naturelle (voir Chapitre 2).

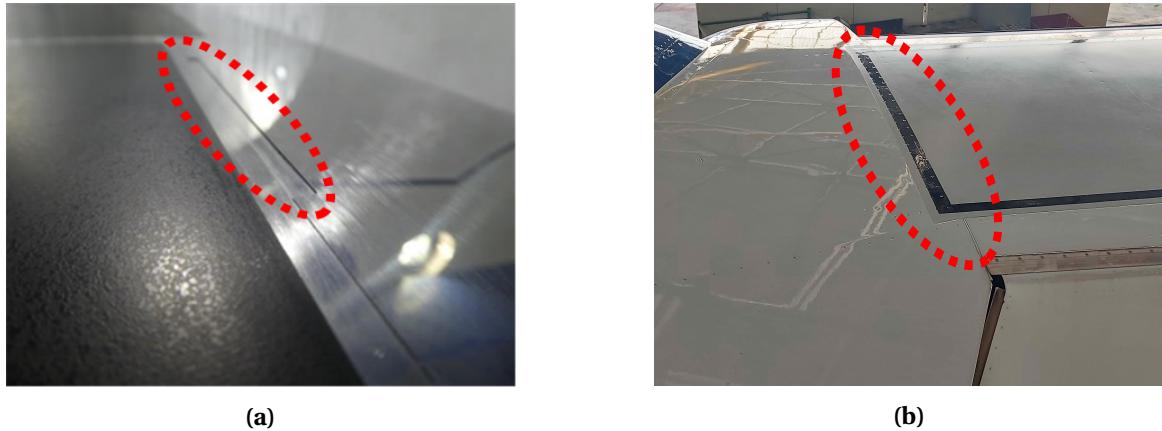


FIGURE 4 – Exemples de défauts de surface bidimensionnels : (a) rainure en soufflerie et (b) marche entre différents panneaux constituant une aile sur un Airbus A330 (Crédits photos : Fabien Méry et tonton Éric).

satisfaisants pour traiter des configurations lisses ou des imperfections de surface de dimensions limitées [116, 155]. Cependant, l'effet d'un défaut de surface sur la transition est généralement mal appréhendé par ces méthodes en raison des hypothèses faites sur l'écoulement de base, supposé parallèle ou quasi-parallèle. Pour surmonter ces limitations, Worner et al. [168] et Edelmann et Rist [53] par exemple ont recouru à des simulations numériques directes (DNS) pour étudier l'impact de bosses et de marches montantes sur la transition. Plus récemment, Franco Sumariva et al. [62] ont couplé une méthode harmonique adaptative (AHLNS) avec des PSE en amont et en aval du défaut pour étudier l'influence des caractéristiques géométriques d'une bosse, telles que sa hauteur, sa largeur ou sa pente, sur la position de transition ainsi que sur le phénomène de transition en lui-même. Une technique similaire a été mise en place par Hildebrand et al. [72] pour étudier des marches descendantes. Ces méthodes ont l'avantage de nécessiter des temps de calcul plus faibles que les DNS mais leur utilisation requiert une certaine expertise humaine. Ainsi, bien qu'efficaces pour traiter un nombre de cas réduit de défauts différents, elles ne sont en revanche pas adaptées à une utilisation intensive destinée à l'obtention d'une base de données la plus exhaustive possible.

En 1956, van Ingen [162] et Smith et Gamberoni [144] proposent la méthode du e^N pour corrélérer le taux d'amplification des ondes responsables du déclenchement de la turbulence à une position de transition. Le facteur N consiste alors en l'intégration des taux d'amplification d'une perturbation à une fréquence particulière, et la transition est déclenchée lorsque l'enveloppe de tous les facteurs N atteint une valeur seuil N_{tr} , généralement comprise entre 6 et 11 selon les configurations. Dans la plupart des cas, les défauts de surface n'ont qu'un effet très localisé sur la couche limite, à proximité du défaut. En s'éloignant de celui-ci, l'écoulement retrouve alors son comportement initial. La présence d'un défaut est ainsi responsable d'un changement du facteur N d'une valeur ΔN qui peut permettre d'atteindre plus en amont la valeur seuil de transition N_{tr} [112, 166].

Que ce soit numériquement ou expérimentalement, plusieurs études ont eu pour but de proposer des corrélations empiriques associant le type de défaut et ses caractéristiques géométriques au ΔN résultant. Des expériences en soufflerie ont par exemple été menées par Crouch et al. [44] sur des rainures et par Wang et Gaster [164] sur des marches descendantes. Ces travaux ont établi des corrélations du type $\Delta N = 0,122 b^* \tanh(36 h_1^*/b^*)$ pour des rainures et $\Delta N = 4h_1^* - 1,4$ pour des marches descendantes, où

h_1^* et b^* désignent respectivement la hauteur et la largeur adimensionnée des défauts. Si ces relations empiriques ont l'avantage d'être très simples d'utilisation, l'inconvénient est qu'il en existe au moins une par auteur et que chacune ne correspond qu'à une géométrie particulière de défaut et ne s'applique souvent que dans une certaine gamme de paramètres.

D'autres modèles de transition, utilisant des bases de données [115, 161], ont été utilisés pour simplifier ou remplacer les méthodes de type e^N . Cependant, ces techniques ne se généralisent pas bien aux grands ensembles de paramètres. Aujourd'hui, l'essor des algorithmes d'intelligence artificielle permet l'utilisation de réseaux de neurones profonds pour prédire les instabilités dans la couche limite en prenant en compte de nombreux paramètres d'entrée. Crouch et al. [43] ont utilisé un réseau de neurones pour déterminer les taux de croissance des instabilités et ainsi calculer les facteurs N . Plus récemment, Zafar et al. [170] ont proposé un modèle de transition basé sur des réseaux de neurones convolutifs (CNN) pour prédire les taux de croissance des instabilités dans des couches limites incompressibles bidimensionnelles. Ces mêmes auteurs ont également développé un modèle de transition basé sur des réseaux de neurones récurrents (RNN) pour prédire l'enveloppe des facteurs N ainsi que la position de transition pour différents profils d'ailes [171]. Si toutes ces études ne traitent que de cas lisses, l'utilisation de réseaux neuronaux artificiels pourrait permettre, de par leur architecture, de prendre en compte des relations plus complexes entre les caractéristiques géométriques d'un défaut dans l'évaluation du ΔN par rapport aux corrélations empiriques déjà existantes.

Cadre et objectifs

En résumé, il existe de nombreuses méthodes pour évaluer la stabilité d'une couche limite. Parmi celles-ci, certaines approches ont été développées dans le but d'étudier la stabilité de couches limites présentant d'importants gradients longitudinaux provoqués dans l'écoulement par la présence d'un défaut de surface. Actuellement, selon sa géométrie, l'impact global d'un défaut sur la transition est bien connu et de nombreuses corrélations existent dans la littérature pour prédire approximativement la position de transition. Toutefois, les modèles existants restent pour la plupart empiriques et se basent sur des études expérimentales ou numériques qui restent dans les deux cas complexes à mettre en œuvre. Ces modèles sont donc plutôt limités dans leur domaine de validité et ainsi délicats à utiliser en l'état par les industriels dans l'optique du dimensionnement de voitures laminaires. L'essor relativement récent de l'intelligence artificielle, associé à l'augmentation des moyens de calcul, constitue aujourd'hui une alternative aux méthodes de stabilité traditionnelles. Des réseaux de neurones de diverses natures ont déjà été utilisés pour prédire la courbe d'amplification des instabilités présentes dans la couche limite, mais seulement pour des configurations lisses sans défauts de surface.

C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à développer de nouveaux modèles numériques simplifiés permettant de prédire grâce à des réseaux de neurones les effets de différents types de défauts de surface sur la transition à la turbulence de couches limites laminaires incompressibles bidimensionnelles, avec comme perspective d'être facilement implémentables dans des codes industriels de simulation numérique de type RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*).

Organisation du manuscrit

La partie I de ce manuscrit est consacrée à une revue de l'état de l'art disponible. Le Chapitre 1 définit les notions essentielles à ce travail de thèse que sont la couche limite, le phénomène de transition du régime laminaire au régime turbulent, en particulier dû aux ondes de Tollmien-Schlichting, et les différentes méthodes de stabilité disponibles dans la littérature. La méthode du e^N pour la prévision de la transition est également abordée en détails et une lumière particulière est faite sur les techniques d'apprentissage profond appliquées à la détermination du facteur N . Le Chapitre 2 passe ensuite en revue les différents mécanismes physiques mis en jeu par différents types d'irrégularités de surface isolées et bidimensionnelles sur l'écoulement, avant de s'intéresser aux méthodes existantes visant à quantifier l'impact de ces défauts sur le phénomène de transition.

La partie II de cette thèse est consacrée à la présentation et à l'utilisation d'un nouveau code de stabilité pour étudier des défauts de surface. Le Chapitre 3 est ainsi dédié au développement du code de stabilité PIMS2D pour les couches limites incompressibles bidimensionnelles en présence de défauts de surface. Ce code a été conçu de manière à être flexible, quasi-automatique et limitant au maximum les besoins d'interventions humaines. Les équations de Navier-Stokes stationnaires et incompressibles sont résolues par une méthode aux éléments finis en utilisant le solveur FREEFEM++, et l'évolution de perturbations infinitésimales dans la couche limite est calculée par une méthode HLNS en introduisant un forçage volumique dans l'écoulement. L'aptitude de ce nouveau code de stabilité à prévoir correctement l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting a été vérifiée en s'intéressant dans un premier temps à une couche limite de Blasius sur plaque plane, puis à une couche limite autour d'une marche descendante telle qu'étudiée par Hildebrand et al. [72].

Dans le Chapitre 4, ce code est utilisé pour étudier la modification de l'écoulement de base induite par la présence d'imperfections de surface usuelles telles que des marches montantes et descendantes, des rainures et des bosses sur une plaque plane. Dans chacun de ces cas, l'influence de divers paramètres géométriques (hauteur, largeur et pente) et aérodynamique (nombre de Reynolds et gradient de pression) sur l'écoulement est analysée pour comprendre l'origine des sources de suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting.

Le Chapitre 5 expose ensuite les résultats de PIMS2D quant à l'analyse de stabilité des couches limites en présence de ces mêmes défauts. Le profil des perturbations est commenté, et la façon dont la courbe enveloppe des facteurs N est modifiée par les défauts de surface est analysée. Plus précisément, il est montré par exemple que le phénomène d'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting est modifié pour une marche descendante avec l'apparition d'un ΔN_{max} à proximité de l'imperfection de surface et d'un ΔN_{far} plus en aval du défaut, tandis qu'une marche montante aura un impact différent sur la stabilité de la couche limite.

Enfin, la partie III de cette thèse est consacrée au développement d'un modèle de prise en compte de l'effet des défauts de surface sur le facteur N par des outils d'apprentissage profond. Le Chapitre 6 présente dans un premier temps la méthodologie selon laquelle une base de données d'études de stabilité de couches limites en présence de défauts de surface de types rainures et marches descendantes est générée par PIMS2D. Cette base de données est ensuite analysée pour tirer des conclusions physiques sur le déclenchement de la transition par défauts de surface et dégager les paramètres importants.

Pour finir, le Chapitre 7 utilise la base de données pour entraîner des réseaux de neurones à prédire le ΔN_{max} et le ΔN_{far} générés par un défaut de surface générique à partir de quatre données d'entrée : deux hauteurs, une largeur et un nombre de Reynolds. Les prédictions des modèles neuronaux développés sont comparés à des résultats expérimentaux sur des rainures et des marches descendantes et montrent un bon accord. La méthodologie d'utilisation de ces modèles est finalement abordée et leurs limites sont discutées.

Publications

Ces travaux de thèse ont fait l'objet de plusieurs publications et participations à des conférences, répertoriées ci-dessous.

Articles de journaux

Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects. *Flow*, 2022 (*Article soumis pour publication*).

Methel J., Méry F., Vermeersch O., Forte M., Delattre G. et Rouviere A. Laminar-turbulent transition experiment on the effect of surface imperfections on an NLF profile in transonic flow. *Experiments in Fluids*, 2022 (*Article soumis pour publication*).

Conférences & Congrès

Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. [Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects](#). Dans *AIAA SCITECH 2022 Forum*, AIAA SciTech Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Décembre 2021. doi : 10.2514/6.2022-1073 [128]

Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects. Dans *56th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics*, Toulouse, France, Mars 2022 [130]

Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects. Dans *ODAS (ONERA-DLR Aerospace Symposium) 2022*, Hambourg, Allemagne, Juin 2022 [131]

PARTIE I

ÉTAT DE L'ART

Ça n'est pas une erreur de ma part ; seulement une méconnaissance que j'avais.

– HIPPOLYTE CLÉRIS

CHAPITRE 1

Couche limite, transition et stabilité

Le mécanisme de transition d'une couche limite bidimensionnelle d'un état laminaire vers un état turbulent est une thématique largement étudiée depuis ses premières observations par Reynolds en 1883. Ce phénomène est à l'origine d'une série de modifications dans la couche limite qui se traduisent notamment par une diminution de la performance énergétique des avions suite à une augmentation du frottement pariétal. Après avoir défini la notion de couche limite, les différents scénarios de transition à la turbulence seront alors introduits, et une attention particulière sera portée sur la transition due aux ondes de Tollmien-Schlichting. Les différents types d'études de stabilité linéaire seront finalement exposés, et la méthode du e^N utilisée pour corrélérer la position de transition à l'amplification des instabilités dans la couche limite sera présentée.

Sommaire

1.1	Concept de couche limite	12
1.1.1	Couche limite incompressible	12
1.1.2	Grandeur caractéristiques de la couche limite	13
1.2	Transition à la turbulence	16
1.2.1	Routes vers la turbulence	17
1.2.2	Transition due aux ondes de Tollmien-Schlichting	18
1.2.3	Facteurs d'influence sur une couche limite bidimensionnelle	19
1.3	Outils de stabilité	22
1.3.1	Formalisme général de la stabilité linéaire	22
1.3.2	Théorie de stabilité linéaire locale	26
1.3.3	Stabilité linéaire non-locale : méthode des PSE	28
1.3.4	Analyse basée sur les équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques	29
1.3.5	Méthode du e^N pour la prévision de la transition	30
1.3.6	Approches issues de l'intelligence artificielle	32

1.1 Concept de couche limite

En 1904, Prandtl [119] introduit la notion de *couche limite* afin de définir la zone de l'écoulement adjacente à la paroi d'un corps et au sein de laquelle les effets de viscosité ne peuvent plus être négligés. À l'intérieur de cette région, la vitesse longitudinale u passe d'une valeur nulle à la paroi à la vitesse de l'écoulement extérieur U_e ¹, tel que représenté sur la Figure 1.1. Cette variation de vitesse implique la définition d'une épaisseur de couche limite δ à la frontière de laquelle $u/U_e = 0,99$. Un phénomène du même type vaut pour la température et implique la définition d'une épaisseur de couche limite thermique δ_T .

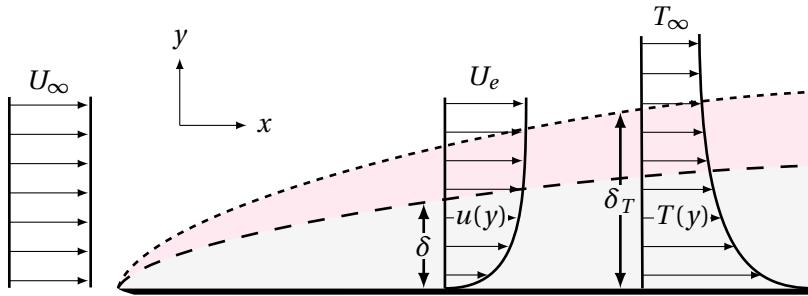


FIGURE 1.1 – Profils de vitesse longitudinale et de température au sein d'une couche limite.

La couche limite étant la région au sein de laquelle les forces d'inertie et les forces de cisaillement visqueux sont à l'équilibre, nous pouvons écrire

$$\frac{\text{forces visqueuses}}{\text{forces inertielles}} \approx \frac{\mu U_\infty / \delta^2}{\rho U_\infty^2 / L} = \frac{\mu}{\rho U_\infty L} \left(\frac{L}{\delta}\right)^2 = 1, \quad (1.1)$$

avec μ la viscosité dynamique, ρ la masse volumique et L la dimension de l'objet d'intérêt placé au sein de l'écoulement. Le rapport de ces deux échelles de longueur peut alors s'écrire en fonction du nombre de Reynolds tel que

$$\frac{\delta}{L} \approx \frac{1}{\sqrt{Re}}, \quad (1.2)$$

où le nombre de Reynolds Re est un nombre sans dimension défini comme

$$Re = \frac{\rho U_\infty L}{\mu}. \quad (1.3)$$

1.1.1 Couche limite incompressible

Les équations de Prandtl sont les équations caractéristiques d'une couche limite. Elles sont obtenues à partir d'une analyse dimensionnelle des équations de Navier-Stokes en négligeant certains termes sous l'hypothèse d'un nombre de Reynolds élevé. Dans le cas d'un écoulement incompressible bidimensionnel au dessus d'une paroi solide et de vecteur d'état $\mathbf{q} = (\mathbf{u}, p)^\top$, avec $\mathbf{u} = (u, v)^\top$ le vecteur vitesse et p la

1. En l'absence de gradient de pression longitudinal dans la couche limite, la vitesse de l'écoulement extérieur U_e est égale à la vitesse infinie amont U_∞ .

pression, ces équations s'écrivent

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (1.4a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1.4b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (1.4c)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'écoulement. Ce système d'équations est complété par les conditions aux limites suivantes :

$$\text{en } y = 0 : \quad u = v = 0, \quad (1.5a)$$

$$\text{en } y \rightarrow \infty : \quad u = U_\infty. \quad (1.5b)$$

Notons que l'équation (1.4c) implique l'absence de gradient de pression dans la direction normale à la paroi. Autrement dit, la connaissance de la pression statique dans l'écoulement libre ou à la paroi suffit pour déterminer le champ de pression au sein de la couche limite. Cette pression statique peut être déterminée à partir de la vitesse en utilisant l'équation de Bernoulli :

$$p + \frac{1}{2} \rho u^2 = \text{cste.} \quad (1.6)$$

1.1.2 Grandeurs caractéristiques de la couche limite

L'épaisseur de couche limite δ étant définie arbitrairement, différentes grandeurs permettant de caractériser une couche limite sont introduites ici et seront utilisées tout au long de ce manuscrit.

Coefficient de frottement

Un des principaux objectifs du calcul d'une couche limite est la connaissance de la contrainte pariétale, qui représente une composante non négligeable de la force de traînée globale. La force de traînée de frottement s'obtient en intégrant suivant la direction longitudinale la contrainte pariétale τ_p , définie comme

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (1.7)$$

Le coefficient de frottement pariétal C_f se calcule alors en adimensionnant la contrainte pariétale par la pression dynamique :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2}. \quad (1.8)$$

Épaisseur de déplacement

La présence d'une couche limite induit un déficit de débit en proche paroi par rapport à l'écoulement extérieur à la couche limite. Cette perte de débit peut être caractérisée par l'épaisseur de déplacement δ_1

qui correspond à la hauteur de laquelle il faudrait surélever la paroi afin d'obtenir le même débit dans la couche limite qu'en fluide parfait, c'est-à-dire sans viscosité. L'épaisseur de déplacement est ainsi définie telle que

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e U_e}\right) dy. \quad (1.9)$$

Autrement dit, comme le montre la Figure 1.2, un écoulement d'épaisseur de couche limite δ aura le même débit massique qu'un écoulement similaire en fluide parfait pour lequel la paroi aurait été relevée d'une hauteur δ_1 :

$$\int_0^{\delta} \rho u dy = \int_{\delta_1}^{\delta} \rho_e U_e dy. \quad (1.10)$$

En régime incompressible, les masses volumiques sont considérées constantes et l'épaisseur de déplacement incompressible $\delta_{1,i}$ pourra s'écrire comme

$$\delta_{1,i} = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy. \quad (1.11)$$

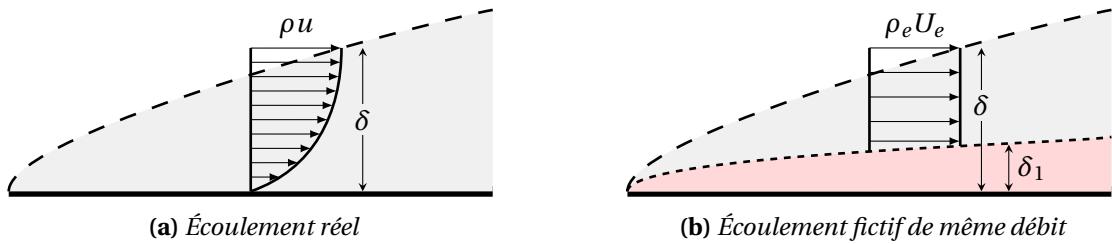


FIGURE 1.2 – Interprétation de l'épaisseur de déplacement δ_1 .

Épaisseur de quantité de mouvement

L'épaisseur de quantité de mouvement θ correspond à la hauteur qu'il faudrait rajouter à l'épaisseur de déplacement δ_1 afin d'obtenir la même valeur de quantité de mouvement dans la couche limite qu'en fluide parfait :

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{\rho u}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy. \quad (1.12)$$

Autrement dit, comme le montre la Figure 1.3, un écoulement d'épaisseur de couche limite δ aura la même quantité de mouvement que le même écoulement en fluide parfait pour lequel la paroi aurait été relevée d'une hauteur $\delta_1 + \theta$:

$$\int_0^{\delta} \rho u^2 dy = \int_{\delta_1+\theta}^{\delta} \rho_e U_e^2 dy. \quad (1.13)$$

En régime incompressible, les masses volumiques sont considérées constantes et l'épaisseur de quantité de mouvement incompressible θ_i pourra s'écrire comme

$$\theta_i = \int_0^\delta \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy. \quad (1.14)$$

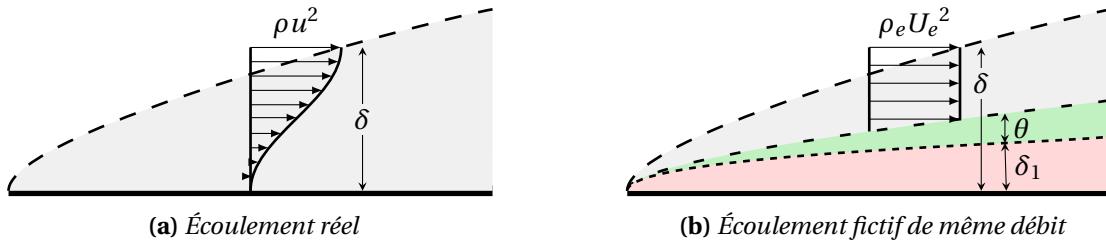


FIGURE 1.3 – Interprétation de l'épaisseur de quantité de mouvement θ .

Dans la suite de ce manuscrit, seul le régime incompressible sera traité et les épaisseurs de déplacement $\delta_{1,i}$ et de quantité de mouvement θ_i incompressibles seront respectivement notées δ_1 et θ .

Facteur de forme

Le facteur de forme H est défini comme le rapport entre l'épaisseur de déplacement δ_1 et l'épaisseur de quantité de mouvement θ :

$$H = \frac{\delta_1}{\theta}. \quad (1.15)$$

Sa valeur diminue pour un écoulement accéléré tandis qu'elle augmente pour un écoulement ralenti. Cette donnée est donc d'importance car elle informe sur la stabilité d'une couche limite, avec des conséquences importantes sur la prévision de la transition à la turbulence.

Équation de von Kàrmàn

L'équation de Von Kàrmàn est obtenue en intégrant l'équation de quantité de mouvement (1.4b) sur la hauteur de couche limite. Elle relie le coefficient de frottement aux différentes grandeurs caractéristiques sous la forme

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\theta}{dx} + \theta \frac{(H+2)}{U_e} \frac{dU_e}{dx}. \quad (1.16)$$

Dans le cas d'une couche limite incompressible sur plaque plane sans gradient de pression, cette équation se réduit alors simplement à

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\theta}{dx}. \quad (1.17)$$

Une couche limite de ce type est appelée *couche limite de Blasius* et est présentée plus en détails dans l'Annexe A.1. Les différentes grandeurs caractéristiques correspondant à une couche limite de Blasius prennent les valeurs reportées dans le Tableau 1.1.

TABLEAU 1.1 – Grandes caractéristiques d'une couche limite de Blasius.

$\delta(x)$	$\delta_1(x)$	$\theta(x)$	$C_f(x)$	H
$4,92 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}$	$1,7208 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}$	$0,664 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}$	$\frac{0,664}{\sqrt{Re_x}}$	2,591

1.2 Transition à la turbulence

Les valeurs des grandeurs caractéristiques répertoriées dans le Tableau 1.1 sont seulement valables lorsque la couche limite est dans un état laminaire. En effet, une couche limite peut se décomposer en trois grandes régions selon la distance au bord d'attaque, comme schématisé sur la Figure 1.4(a) : l'écoulement est dans un premier temps laminaire, puis devient turbulent en s'éloignant du point d'arrêt après une étape de transition. Au cours de cette étape, les différentes grandeurs caractéristiques évoluent fortement. À titre d'exemple, la Figure 1.4(b) montre que dans le cas d'une plaque plane, le coefficient de frottement diminue tant que l'écoulement reste laminaire, puis augmente brutalement au cours de la transition avant de décroître à nouveau lorsque la couche limite devient turbulente, mais avec des valeurs bien plus importantes qu'en régime laminaire. L'intérêt fondamental de pouvoir prédire et retarder l'arrivée de la transition est donc essentiel pour maintenir un frottement pariétal faible le plus longtemps possible.

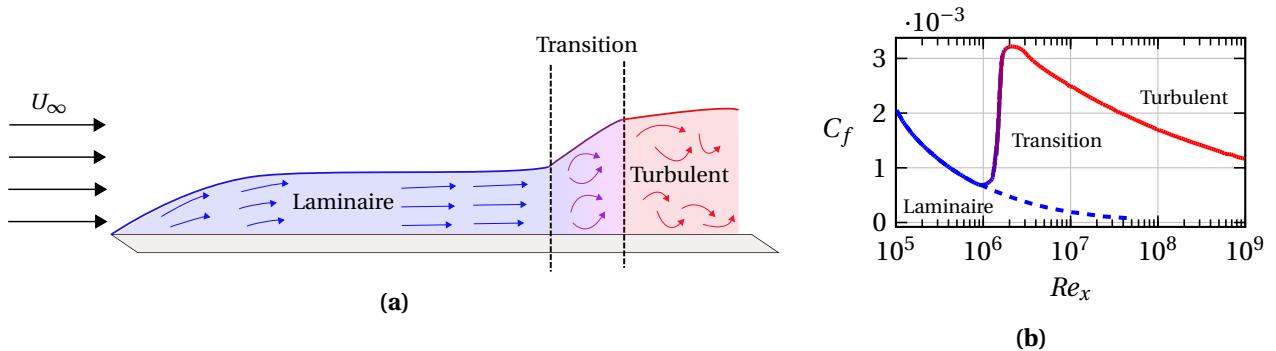


FIGURE 1.4 – (a) Schéma des différents régimes d'une couche limite. (b) Évolution du coefficient de frottement pariétal C_f en fonction du nombre de Reynolds pour une plaque plane, issu de Cousteix [37].

Le premier à avoir observé ce phénomène de transition fut Reynolds [126] en 1883, qui identifia les différents régimes d'une couche limite en introduisant un filet de colorant dans une conduite d'eau pour différentes largeurs de conduite et différents débits d'écoulement. Aux faibles vitesses, le filet reste ordonné sans dispersions : l'écoulement est laminaire (Figure 1.5(a)). Lorsque la vitesse augmente, un régime transitoire apparaît : le colorant se déstructure et se met à osciller (Figure 1.5(b)). L'écoulement devient finalement turbulent sur la Figure 1.5(c), sans organisation apparente et est fortement perturbé aux courtes échelles de temps.

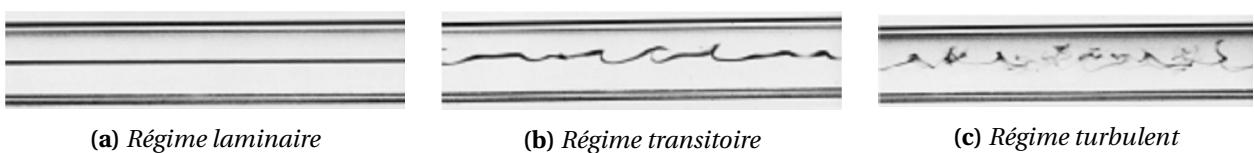


FIGURE 1.5 – Expérience de Reynolds, issu de van Dyke [160].

1.2.1 Routes vers la turbulence

Le processus de transition est le résultat de la croissance et de l'interaction de perturbations générées à l'intérieur de la couche limite et/ou introduites dans celle-ci depuis l'extérieur. Plusieurs sources de perturbations peuvent affecter la couche limite : de la turbulence extérieure, des défauts ou des rugosités de surface, des ondes acoustiques ou encore du transfert de chaleur. L'influence de ces perturbations sur la transition dépend du degré de réceptivité de la couche limite à leur égard, ainsi que de leur capacité à se développer ou non une fois qu'elles évoluent dans celle-ci. Ce concept de *réceptivité* fut introduit par Morkovin [100] en 1969 et n'est encore que partiellement compris aujourd'hui. De plus, ce mécanisme diffère sensiblement selon que l'écoulement soit subsonique (ou faiblement supersonique) ou hypersonique [59]. Selon le niveau de perturbations auquel la couche limite est exposée, le déroulement de la transition peut alors suivre différents scénarios, tels que schématisés sur la Figure 1.6.

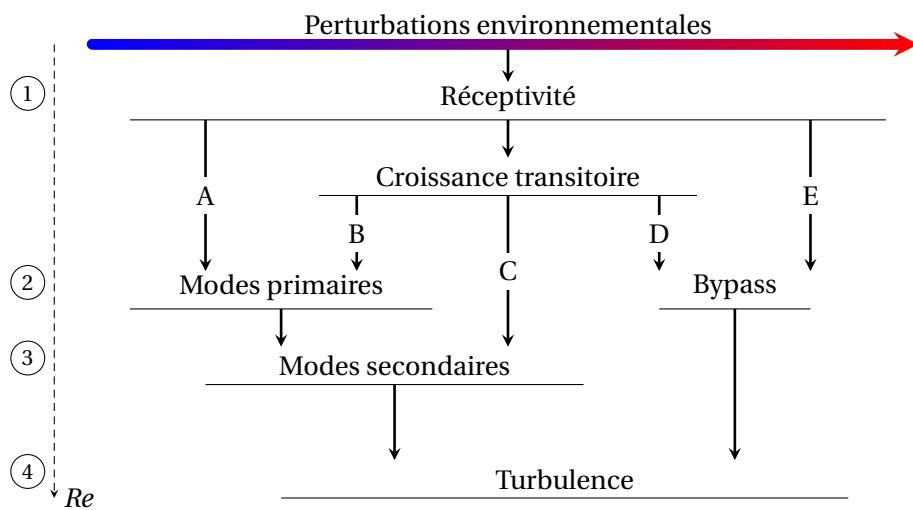


FIGURE 1.6 – Scénarios de transition selon Morkovin et al. [101].

Chemin A Lorsque les perturbations environnementales sont faibles, un scénario de transition dit *naturel* prévaut généralement. Les perturbations sont amplifiées dans un premier temps de façon linéaire à travers une croissance exponentielle sous forme d'ondes. Celles-ci portent le nom d'*ondes de Tollmien-Schlichting* (ou ondes TS) pour un écoulement bidimensionnel, auxquels s'ajoutent des ondes transverses, dites *crossflow*, pour un écoulement tridimensionnel comme c'est le cas par exemple sur les ailes en flèche. Après avoir atteint une certaine amplitude, ces perturbations engendrent des instabilités *secondaires* qui interagissent entre elles et déclenchent rapidement une déstabilisation vers la turbulence. Sur la plupart des voiliures actuelles, la transition est pilotée par les instabilités transverses survenant proche du bord d'attaque plutôt que par les ondes TS. En effet, la flèche de l'aile engendre une couche limite tridimensionnelle et le fort gradient de pression négatif généré au niveau du bord d'attaque favorise le développement d'instabilités *crossflow* tout en stabilisant les ondes TS. Dans certains cas particuliers, d'autres instabilités peuvent néanmoins apparaître, comme les tourbillons de Görtler [67] sur des surfaces concaves ou de Görtler-Hämmerlin [76] sur la ligne de partage.

Chemin B Lorsque le niveau de perturbations environnementales augmente, ces dernières subissent un

phénomène de *croissance transitoire* directement après avoir pénétré la couche limite [122]. Ce mécanisme linéaire génère des perturbations non modales dont la croissance est algébrique, même si toutes les perturbations dans la couche limite sont stables à l'amplification modale. Lors de ce scénario, les perturbations ne connaissent qu'un niveau modéré de croissance transitoire avant que le comportement exponentiel ne reprenne le dessus aux distances ou aux temps longs. Néanmoins les instabilités secondaires se développent plus rapidement que dans le scénario A en raison de la croissance algébrique supplémentaire induite lors de la phase non modale. Cela se traduit généralement par un déplacement vers l'amont de la position de transition.

Chemin C À ce niveau de perturbations environnementales, la croissance transitoire est suffisamment importante pour masquer totalement les instabilités modales et engendrer directement des interactions non-linéaires. La théorie des perturbations optimales [9] montre que les perturbations initiales conduisent à la formations de stries dans la couche limite, connues sous le nom de *modes de Klebanoff* [81] et dues à l'effet *lift-up* [85]. Ce mécanisme met en jeu des tourbillons longitudinaux ayant pour effet de faire remonter les particules de faibles vitesses vers la frontière de la couche limite tout en abaissant les particules de vitesses élevées vers la paroi, conduisant à la formations de stries alternées de hautes et basses vitesses.

Chemin D Lorsque le niveau de perturbations extérieures augmente encore, les modes de Klebanoff connaissent une croissance transitoire trop importante pour pouvoir générer des instabilités secondaires, les stries atteignant une amplitude critique avant que les hautes fréquences des perturbations extérieures n'aient eu le temps d'être filtrées par la couche limite. Celles-ci vont alors interagir avec les modes de Klebanoff et déclencher la transition. Ce processus fortement non-linéaire est connu sous le terme de transition *bypass*².

Chemin E Enfin, si le niveau de perturbations extérieures est trop élevé, un contournement de tous les précédents mécanismes d'amplification peut se produire et la notion même de transition devient discutable. La couche limite apparaît alors comme pleinement turbulente dès sa formation sans qu'aucune étape ne puisse être distinguée.

1.2.2 Transition due aux ondes de Tollmien-Schlichting

Au début du 20^e siècle, Orr [106] et Sommerfeld [145] soumirent un ensemble d'équations modélisant la croissance des ondes bidimensionnelles dans un écoulement parallèle incompressible. Tollmien [158] (1930) et Schlichting [136] (1933) furent les premiers à obtenir une solution en mode normal de l'équation d'Orr-Sommerfeld pour une couche limite sur plaque plane. Leurs résultats montrèrent que la stabilité de la couche limite dépendait à la fois de la fréquence des perturbations et du nombre de Reynolds. Un résultat important de leur théorie est l'existence d'un nombre de Reynolds critique en dessous duquel toutes les perturbations sont amorties. Au delà, la couche limite se déstabilise et des ondes bidimensionnelles, appelées ondes de Tollmien-Schlichting, apparaissent tout en s'amplifiant de manière exponentielle. Les résultats théoriques développés par Tollmien et Schlichting et issus de la stabilité linéaire furent validés en 1948 par Schubauer et Skramstad [139] qui mirent en évidence la propagation de ces ondes dans la couche limite en utilisant un ruban vibrant.

2. La phase de croissance de modes indépendants étant court-circuitée, ou *bypassed* en anglais.

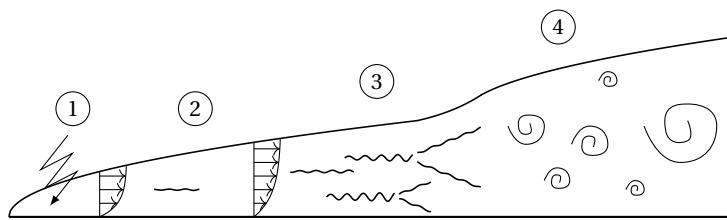


FIGURE 1.7 – Visualisation du développement des ondes TS lors de la transition naturelle.

La propagation des ondes TS dans la direction de l'écoulement est invariante dans le sens de l'envergure et est schématisée sur la Figure 1.7 et photographiée sur la Figure 1.8. Après une première étape de réceptivité (1), le phénomène de transition naturelle débute par la croissance exponentielle des ondes de Tollmien-Schlichting avec des fronts d'ondes parallèles au bord d'attaque de la paroi (2). La phase de croissance des modes propres est la partie la plus longue de ce scénario et l'amplification des perturbations se produit majoritairement durant cette étape. Une fois les ondes TS suffisamment amplifiées, des instabilités secondaires commencent à se développer. Les perturbations deviennent alors tridimensionnelles et produisent des stries (3) qui se décomposent rapidement pour générer des spots turbulents. Ces spots sont composés d'un ensemble de structures tourbillonnaires et s'étendent finalement dans toute la couche limite, conduisant à un écoulement entièrement turbulent (4). Tout au long de la transition, le coefficient de frottement C_f est en constante augmentation. Il en est de même pour l'épaisseur de quantité de mouvement θ , tandis que l'épaisseur de déplacement δ_1 diminue légèrement, provoquant une baisse du facteur de forme H .

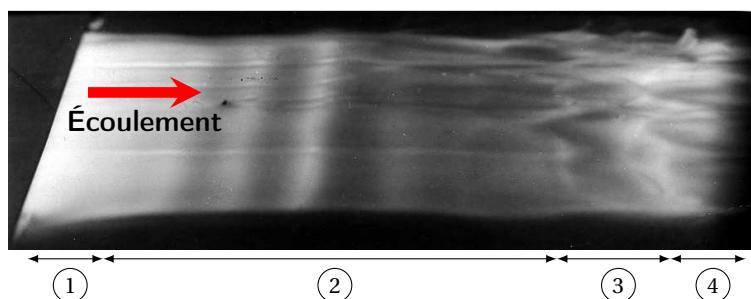


FIGURE 1.8 – Propagation d'une onde TS dans une cuve hydraulique à basse vitesse (Werlé, ONERA 1980).

1.2.3 Facteurs d'influence sur une couche limite bidimensionnelle

La transition à la turbulence d'une couche limite laminaire n'est pas un processus physique figé. Au contraire, ce mécanisme est fortement influencé par divers facteurs pouvant provenir de la physique de l'écoulement ou de perturbations extérieures. Les principaux facteurs d'influence sur la transition sont abordés dans cette section.

Compressibilité

Les effets de compressibilité sont introduits dans l'écoulement à travers le nombre de Mach Ma , qui compare la vitesse de l'écoulement à la célérité du son :

$$Ma = \frac{U_\infty}{\sqrt{\gamma r T_\infty}}, \quad (1.18)$$

avec $\gamma = 1,4$ le rapport des chaleurs spécifiques, r la constante des gaz parfaits égale à $r = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour l'air et T_∞ la température de l'écoulement libre. Aux vitesses subsoniques, la stabilité de l'écoulement ne change pas fondamentalement et les instabilités dominantes, de types visqueuses, correspondent aux ondes de Tollmien-Schlichting. Lorsque le nombre de Mach augmente, des ondes obliques orientées d'un angle $\psi \approx 50 - 70^\circ$ font leur apparition autour de $Ma \approx 1,3$ et conduisent aux taux d'amplifications les plus forts. Finalement, lorsque les vitesses deviennent supersoniques, des modes d'instabilités acoustiques dits *modes de Mack* [91] se développent à partir de $Ma \approx 2,2$. Ceux-ci trouvent leur origine dans le comportement en guide d'ondes acoustiques de la couche limite qui piège ces dernières et les force à se propager entre la paroi et la ligne sonique. La transition apparaît alors pour des nombres de Reynolds plus importants que dans le cas d'écoulements incompressibles et l'étendue de la région de transition augmente. Lorsque le nombre de Mach croît encore, l'amplification de l'instabilité nécessaire à la transition induite par les ondes TS augmente [137]. En régime hypersonique, lorsque $Ma > 4$, le taux de croissance du second mode de Mack dépasse le taux d'amplification du premier mode et provoque la transition.

Modification de l'écoulement moyen à la paroi

Dans le cas d'écoulements bidimensionnels, Saric et al. [134] ont montré que le terme de courbure du profil de vitesse $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ avait un impact non négligeable sur leur stabilité. En effet, l'évaluation de la quantité de mouvement d'une couche limite en proche paroi ($y \rightarrow 0$) donne l'expression suivante :

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{d\mu}{dT} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} + \rho v_0 \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (1.19)$$

avec v_0 la vitesse normale au niveau de la paroi. La couche limite est d'autant plus stable que ce terme de courbure est négatif en proche paroi, ce qui permet l'utilisation de différents moyens techniques pour retarder la transition. Parmi ceux-ci, l'application d'un procédé d'aspiration ($v_0 < 0$) [125] ou de refroidissement — en régime subsonique — à la paroi ($d\mu/dT > 0, \partial T/\partial y > 0$) aura un effet stabilisant sur la couche limite, tandis qu'au contraire une surface chaude, comme c'est par exemple le cas au niveau des dispositifs de dégivrage sur les ailes, sera déstabilisante [174].

Impédance de paroi

Les dispositifs d'aspiration pouvant être présents au niveau des ailes ainsi que les *liners* situés dans les nacelles consistent généralement en la superposition d'une cavité et d'une plaque micro-perforée. Ces surfaces poreuses sont caractérisées par une impédance dont les effets sur la transition peuvent être importants. Carpenter et Porter [30] ont remarqué que l'écoulement à travers les perforations était généralement déphasé par rapport à la pression générée par les ondes TS à travers la paroi poreuse, entraînant un taux de croissance des perturbations plus élevé que pour des surfaces imperméables. De plus, Tilton et Cortelezzi [156] ont démontré que la perméabilité élargissait de manière significative la gamme des fréquences instables. Plus récemment, les travaux de Rouviere et al. [129] se sont intéressés à la fois expérimentalement et numériquement à l'existence d'un effet d'impédance de paroi sur les ondes de Tollmien-Schlichting, avec pour effet un déplacement du point de transition vers l'amont.

Gradient de pression

La présence d'un gradient de pression longitudinal rentre dans le cadre des effets induits par la modification de l'écoulement moyen évoqués plus haut et a une incidence importante sur la stabilité d'une couche limite. Un gradient de pression négatif (ou favorable) permettra de « plaquer » l'écoulement à la paroi et stabilisera les ondes TS tout en amplifiant les tourbillons *crossflow*, tandis que l'effet inverse adviendra pour un gradient de pression positif (ou défavorable) s'opposant à l'écoulement. Lorsque celui-ci devient trop important, l'écoulement peut décoller et former une bulle de recirculation. Les profils de vitesse des couches limites laminaires décollées se caractérisent alors par la présence d'un point d'inflexion dont les conséquences sur la stabilité sont une possible tridimensionnalisation de l'écoulement ou la présence d'une forte croissance transitoire déclenchant prématulement la transition [5]. Le taux de croissance de l'onde présentant la plus forte amplification est également plus important au sein de la zone décollée. L'effet d'un gradient de pression longitudinal dans l'écoulement peut être étudié en s'intéressant aux équations de couches limites dont la vitesse extérieure peut s'écrire sous la forme $U_\infty(x) = Cx^m$, où C est une constante et m représente un paramètre de gradient de pression adimensionné. Ces équations sont dites de *Falkner-Skan* et sont détaillées dans l'Annexe A.2.

Sensibilité aux fluctuations extérieures

Selon les conditions de vol ou les caractéristiques des souffleries, des perturbations turbulentes tridimensionnelles et rotationnelles peuvent exister dans l'écoulement extérieur à la couche limite. L'intensité de cette turbulence extérieure Tu est définie comme le rapport entre la vitesse quadratique moyenne et la vitesse de l'écoulement libre : $Tu = u_{rms}/U_\infty$. De nombreux travaux ont montré que le nombre de Reynolds de transition Re_{tr} diminuait systématiquement avec l'augmentation du Tu . À titre d'exemple, pour une plaque plane, Cousteix [38] indique que le nombre de Reynolds de transition pour $Tu = 1\%$ vaut $Re_{tr} = 0,8 \times 10^6$ tandis qu'il passe à $Re_{tr} = 0,1 \times 10^6$ pour $Tu = 2\%$. L'augmentation du taux de turbulence extérieure a également pour conséquence de modifier le scénario de transition, la phase de croissance linéaire des perturbations à l'intérieur de la couche limite pouvant alors être contournée. En plus de la turbulence extérieure, des perturbations acoustiques constituées d'ondes irrotationnelles et plus ou moins bidimensionnelles peuvent également être présentes dans l'écoulement. Lors de la rencontre entre ces ondes acoustiques et la couche limite, un phénomène de conversion transforme les grandes longueurs d'ondes acoustiques en perturbations hydrodynamiques de courtes longueurs d'ondes. En régime compressible, la transition est d'ailleurs pilotée par des phénomènes acoustiques. Spangler et Wells [147] ont notamment constaté une avancée significative de la position de transition lorsque la fréquence des ondes acoustiques se situait dans une gamme de fréquences identique aux ondes TS.

Rugosités de surface

L'un des facteurs connus affectant de manière importante le processus de transition est la présence d'aspérités de surface du fait de la structure initiale du matériau en question, d'un phénomène érosif ou encore du dépôt de poussières ou d'autres particules sur la surface. Les perturbations engendrées par les rugosités de surface peuvent renforcer la croissance des perturbations entrant dans la couche limite et introduire des mécanismes d'instabilités supplémentaires, conduisant finalement à un déclenchement prématué de la transition. Selon leur forme et le nombre de Reynolds de l'écoulement, il

existe généralement une hauteur critique en dessous de laquelle le défaut n'a pas d'effet sur la transition. Lorsque la taille de la rugosité dépasse cette valeur, la position de transition se déplace vers l'amont jusqu'à atteindre l'emplacement du défaut. Plusieurs types de rugosités peuvent être distinguées : les rugosités isolées et les rugosités réparties. Les rugosités réparties ont des dimensions moins importantes et un effet déstabilisant sur la couche limite *a priori* plus faible que les rugosités discrètes, qui seront étudiées en détail dans le Chapitre 2. Cela étant, bien que chaque rugosité prise individuellement ait un faible impact sur la transition, un effet cumulatif peut néanmoins conduire à la déstabilisation des ondes TS ou *crossflow* [163]. Lorsque les rugosités sont situées proches du point d'amplification des ondes responsables de la transition, elles peuvent augmenter la réceptivité de la couche limite comme étudié par Goldstein [65] ou Raposo et al. [121]. Outre une modification de la réceptivité, Ducaffy et al. [51] ont également montré que les rugosités réparties pouvaient suramplifier les ondes de Tollmien-Schlichting, probablement en raison d'une modification de l'écoulement moyen, bien que ce phénomène soit encore mal compris.

1.3 Outils de stabilité

La stabilité d'une couche limite peut être étudiée par différentes méthodes, toutes reposant sur la linéarisation des équations de Navier-Stokes autour d'un état de base stationnaire. Comme développé dans la section 1.2.1, la transition naturelle débute par une phase de développement linéaire des perturbations. L'étendue de cette région linéaire pour les ondes de Tollmien-Schlichting pouvant atteindre jusqu'à 75% à 85% de la longueur d'une plaque plane [12], cela justifie que nous nous intéressions ici seulement à l'analyse de la phase de croissance linéaire des perturbations.

1.3.1 Formalisme général de la stabilité linéaire

Une étude de stabilité consiste à décrire l'évolution d'un système physique perturbé autour d'un état d'équilibre. Le système sera alors qualifié de stable s'il retourne vers cet état d'équilibre, et instable dans le cas contraire. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux équations générales régissant la dynamique linéaire des perturbations, puis les diverses formes harmoniques des perturbations recherchées seront présentées. Enfin, les principales catégories d'écoulements instables seront détaillées.

Équations de Navier-Stokes linéarisées

Le comportement linéaire des perturbations est décrit par les équations de Navier-Stokes linéarisées, obtenues en décomposant l'écoulement en un champ de base stationnaire de vecteur d'état $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$ sur lequel est superposé un champ de perturbations infinitésimales instationnaires de vecteur d'état $\mathbf{q}'(\mathbf{x}, t)$, tel que

$$\mathbf{q}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{Q}(\mathbf{x}) + \epsilon \mathbf{q}'(\mathbf{x}, t) + \mathcal{O}(\epsilon^2), \quad \text{avec } \epsilon \ll 1. \quad (1.20)$$

L'écoulement de base est ainsi considéré comme l'écoulement de référence au sein duquel des perturbations se développent. Les équations de Navier-Stokes appliquées à un vecteur d'état $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$ peuvent

s'écrire sous la forme

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathcal{N}(\mathbf{q}), \quad (1.21)$$

où $\mathcal{N}(\cdot)$ est l'opérateur non-linéaire du système d'équations de Navier-Stokes. L'écoulement de base stationnaire $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$ vérifie alors la condition

$$\mathcal{N}(\mathbf{Q}) = 0. \quad (1.22)$$

L'insertion de la décomposition (1.20) dans le système (1.21) conduit à l'obtention des équations de Navier-Stokes linéarisées régissant la théorie de la stabilité linéaire et décrivant la dynamique de toutes les perturbations linéaires. L'écoulement total, après linéarisation au premier ordre autour de l'écoulement de base, s'écrit ainsi sous la forme

$$\frac{\partial(\mathbf{Q} + \epsilon \mathbf{q}')}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial t} = \mathcal{N}(\mathbf{Q} + \epsilon \mathbf{q}') = \mathcal{N}(\mathbf{Q}) + \epsilon \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial \mathbf{q}} \Big|_{\mathbf{Q}} \mathbf{q}' + \mathcal{O}(\epsilon^2). \quad (1.23)$$

En notant $\mathcal{L}(\cdot)$ l'opérateur de Navier-Stokes linéarisé au premier ordre (ou matrice jacobienne de \mathcal{N}) et en utilisant la relation (1.22), la dynamique des perturbations est finalement régie par la relation

$$\frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial t} = \mathcal{L}(\mathbf{Q}) \mathbf{q}'. \quad (1.24)$$

Approche modale de la stabilité

Dans la mesure où l'écoulement de base considéré est stationnaire et peut être invariant dans certaines directions spatiales, les perturbations recherchées peuvent subir une transformation de Fourier en temps et en espace dans les directions d'invariance. Par exemple, pour un écoulement de base $\mathbf{Q}(y, z)$ dépendant de deux directions spatiales arbitraires y et z , les solutions de l'équation (1.24) s'expriment au moyen de la transformée de Fourier inverse comme suit :

$$\mathbf{q}'(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{q}}(y, z) e^{i(\alpha x - \omega t)} d\alpha d\omega, \quad (1.25)$$

où $\hat{\mathbf{q}}$ est la fonction d'amplitude de la perturbation en y et en z , α est le nombre d'onde longitudinal et ω est la pulsation temporelle.

En plus d'exprimer les perturbations sous la forme de transformées de Fourier, la solution est également simplifiée en supposant qu'elle consiste en une somme de modes discrets du système, d'où la qualification d'approche *modale*. Cette théorie décrit ainsi le comportement asymptotique de l'écoulement selon le mode le moins stable. Dans le cadre d'une approche temporelle, le nombre d'onde le long de chaque direction d'invariance est fixé et le problème est résolu pour ω . À l'inverse, une approche spatiale de la stabilité fixe la pulsation temporelle et la solution du problème fournit l'évolution spatiale des perturbations le long de la direction d'invariance. Les paramètres fixés selon l'approche considérée seront choisis pour être réels et la caractére stable ou instable est donné par la partie imaginaire du paramètre laissé libre.

Les perturbations peuvent donc s'écrire sous la forme de modes discrets, tels que

$$\mathbf{q}'(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_k A_k \mathbf{q}'_k(x, y, z, t) + c.c, \quad (1.26)$$

où chaque \mathbf{q}'_k est une solution des équations de stabilité et représente la perturbation physique associée au mode discret d'indice k . Dans la littérature, la solution est souvent présentée uniquement sous la forme de modes individuels (discrets) du système, c'est-à-dire \mathbf{q}'_k , généralement formulés en utilisant l'*ansatz* de perturbation suivant³ :

$$\mathbf{q}'(x, y, z, t) = \hat{\mathbf{q}} e^{i\Theta} + c.c, \quad (1.27)$$

où $\hat{\mathbf{q}}$ et Θ représentent respectivement la fonction d'amplitude et la fonction de phase des perturbations. Des détails supplémentaires sur le développement mathématique des formes de perturbations peuvent être trouvés dans les travaux de Groot [66]. La substitution de la relation (1.27) dans l'équation (1.24) permet d'aboutir finalement aux équations de stabilité linéaires régissant la dynamique d'un mode.

Écoulements oscillateurs ou amplificateurs de bruit

Pour les écoulements ouverts cisaillés, deux types d'instabilités peuvent être rencontrés. Lorsque la dynamique des perturbations est auto-entretenue, on parle d'écoulement *oscillateur*. Au contraire, si un écoulement ne possède pas de dynamique temporelle auto-entretenue, on parle d'écoulement *amplificateur de bruit* dans la mesure où il existe une forte sensibilité de celui-ci aux perturbations extérieures.

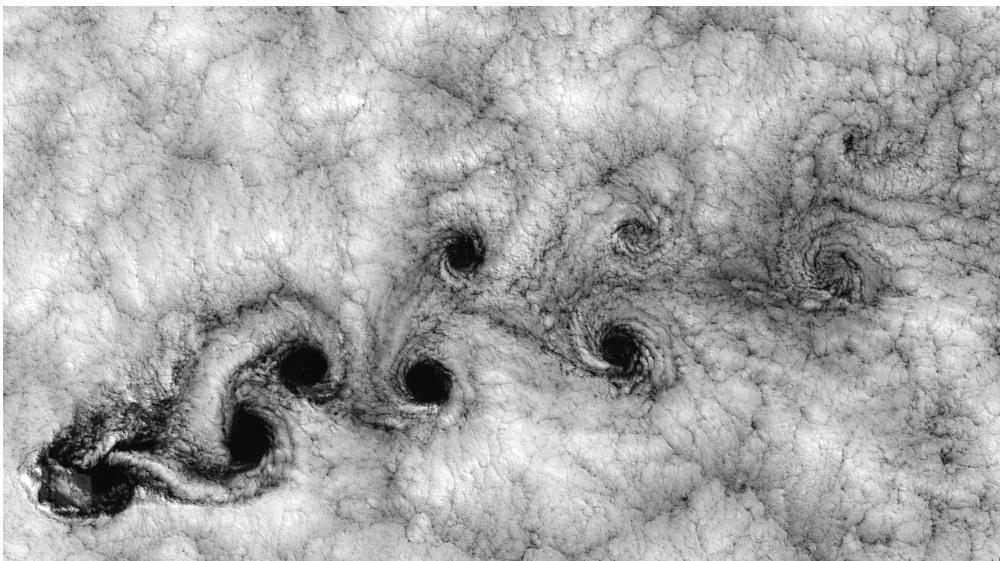


FIGURE 1.9 – Tourbillons de von Kármán derrière une île de l'archipel Juan Fernández, au large des côtes chiliennes (NASA GSFC, 1999).

Un écoulement de type oscillateur est caractérisé par une dynamique intrinsèque très peu sensible au bruit extérieur et par un écoulement de base asymptotiquement instable. L'exemple le plus connu

3. La théorie de stabilité linéaire ne fournit pas une valeur absolue pour l'amplitude des perturbations car les fonctions d'amplitude calculées (vecteurs propres) sont définies à une constante multiplicative complexe près. Ainsi, l'omission de l'amplitude A_k et du facteur $1/4\pi^2$ n'a pas d'incidence sur la signification physique du résultat.

d'écoulement oscillateur est l'écoulement autour d'un cylindre, qui devient asymptotiquement instable lorsque $Re > 47$ [167] et donne lieu à la formation de tourbillons de von Kármán visibles sur la Figure 1.9. Cette instabilité est qualifiée de globale dans la mesure où aucune hypothèse n'est faite sur le champ de base et où le développement des perturbations peut envahir la totalité du domaine d'observation, comme schématisé sur la Figure 1.10(a).

Contrairement aux écoulements oscillateurs, les écoulements amplificateurs de bruit sont sensibles aux perturbations extérieures qui sont alors filtrées et amplifiées spatialement dans la direction de l'écoulement, comme schématisé sur la Figure 1.10(b). Une couche limite est un écoulement de ce type : alors que le cisaillement confère de l'énergie aux perturbations, l'advection transporte celles-ci en aval. Les perturbations alors engendrées sont de nature convective [35] et peuvent être le siège de fortes croissances transitoires. L'étude des écoulements amplificateurs de bruit nécessite alors de s'intéresser à l'amplification spatiale des instabilités.

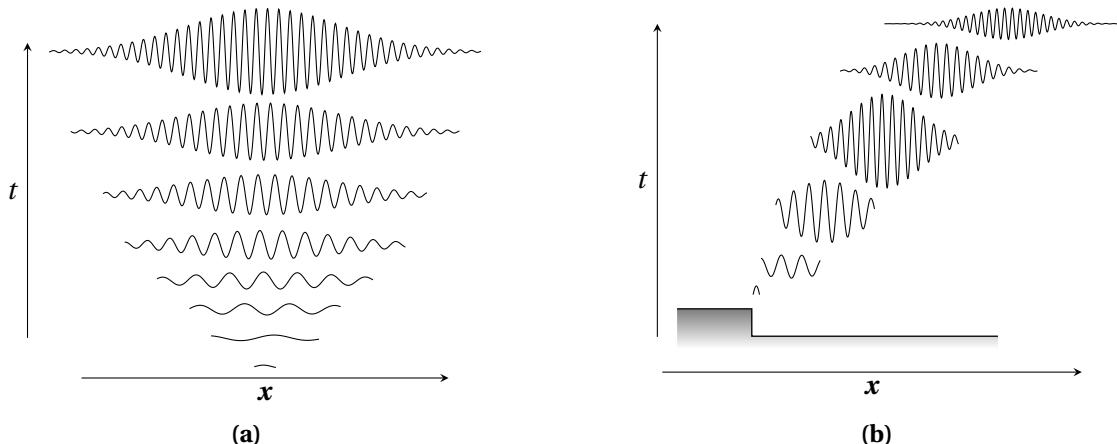


FIGURE 1.10 – Amplification d'une perturbation localisée en espace et en temps dans le cas d'un écoulement (a) absolument instable et (b) convectivement instable.

Selon les hypothèses faites sur l'écoulement de base et sur les fonctions de phase et d'amplitude des perturbations, la théorie de la stabilité linéaire se subdivise en différentes méthodes. Celles applicables aux écoulements amplificateurs de bruit et qui seront utilisées dans ce manuscrit sont résumées dans le Tableau 1.2 et seront détaillées en profondeur dans les sections suivantes. Dans le concept de stabilité locale (LST), les dérivées dans le sens de l'écoulement sont négligées et un problème général aux valeurs propres est résolu. D'autre part, lorsque l'écoulement varie lentement dans l'une des directions spatiales et que la composante de vitesse normale doit être prise en compte, le comportement des perturbations peut être étudié par les équations de stabilité parabolisées (PSE). Les approches par résolution des équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques (HLNS) représentent quant à elles une alternative intéressante à la méthode des PSE dans le cas d'écoulements présentant de fortes variations spatiales.

D'autres méthodologies, non utilisées durant cette thèse, existent pour étudier un écoulement instable. Parmi celles-ci, la théorie de la stabilité globale⁴ permet de décrire de manière appropriée la dynamique des perturbations d'un écoulement oscillateur, là où les hypothèses sur la dépendance spatiale de l'écoulement de base imposées par la théorie locale (LST) ou non locale (PSE) peuvent éventuellement être trop restrictives. Dans ce cadre, les instabilités sont considérées comme périodiques dans le temps mais

4. Au sens bi-globale/tri-globale de Theofolis [153].

aucune hypothèse n'est faite sur leur comportement spatial et un problème aux valeurs propres doit être résolu. L'approche globale n'a connu son essor que récemment grâce à l'augmentation des ressources informatiques et à l'amélioration de l'efficacité des algorithmes de résolution des problèmes aux valeurs propres de grandes tailles. Elle a été utilisée notamment pour étudier la stabilité de couches limites détachées [55], en présence de rugosités [118] ou de défauts tels que des marches [16, 149] ou des cavités [152].

Les simulations numériques directes (DNS) sont un autre exemple de méthodologie et ont été introduites pour les couches limites par les travaux de Fasel [58], puis ont été utilisées par exemple pour décrire l'écoulement d'une couche limite autour de défauts de surface par Tocci et al. [157] ou le phénomène de transition par les deux premiers modes obliques dans une couche limite supersonique par Zhou et al. [173]. Néanmoins, le coût de calcul d'une DNS reste très élevé et les résultats obtenus se font potentiellement au détriment d'informations sur le spectre de valeurs propres.

TABLEAU 1.2 – Classification des différentes théories de stabilité linéaire modales utilisées durant cette thèse, d'après Juniper et al. [79]. L'indice $(\cdot)_s$ désigne une direction spatiale à lente variation.

Dénomination		Écoulement de base	Fonction d'amplitude	Fonction de phase Θ
Local	LST	$\partial_x \mathbf{Q} = \partial_z \mathbf{Q} = 0$	$\hat{\mathbf{q}}(y)$	$\alpha x + \beta z - \omega t$
Non local	PSE	$\partial_x \mathbf{Q} \ll \partial_y \mathbf{Q}; \partial_z \mathbf{Q} = 0$	$\hat{\mathbf{q}}(x_s, y)$	$\int_x \alpha(\xi) d\xi + \beta z - \omega t$
	HLNS	–	$\hat{\mathbf{q}}(x, y, z)$	$-\omega t$

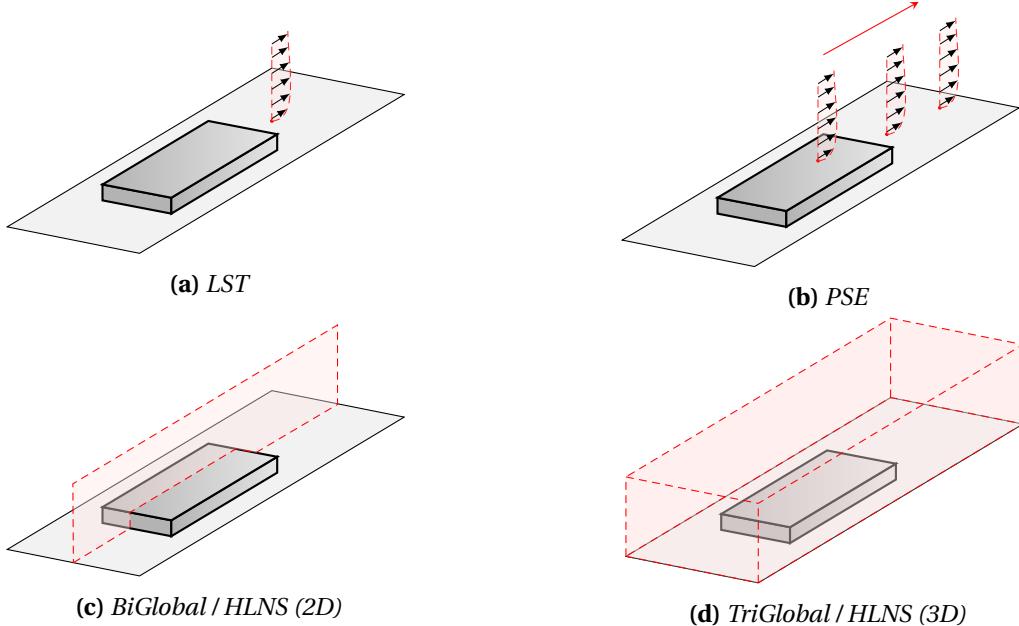


FIGURE 1.11 – Schéma des domaines de calcul correspondant aux différentes méthodes d'instabilités modales (a) locales (LST) et (b)-(c)-(d) non-locales (PSE / HLNS / global), issu de Padilla Montero [107].

1.3.2 Théorie de stabilité linéaire locale

Pour une couche limite de type Blasius, l'évolution de l'écoulement de base dans les directions longitudinale x et transversale z est suffisamment faible pour pouvoir être négligée. L'écoulement de base

ne dépend donc que de la direction normale à la paroi $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}(y)$, ce qui conduit à une théorie de la stabilité linéaire locale unidimensionnelle, également connue sous le nom de LST (Local Stability Theory). Le domaine de calcul d'une telle analyse est schématisé sur la Figure 1.11(a). Dans ce cadre, l'historique des perturbations n'est pas pris en compte et seules les informations locales de l'écoulement sont nécessaires à la résolution du problème aux valeurs propres. Les solutions de l'équation (1.24) peuvent alors être recherchées sous la forme de modes normaux de la forme

$$\mathbf{q}'(x, y, z, t) = \hat{\mathbf{q}}(y) e^{i(\alpha x + \beta z - \omega t)} + c.c., \quad (1.28)$$

où β désigne le nombre d'onde dans le sens de l'envergure. Notons que l'hypothèse selon laquelle $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}(y)$ implique que toute étude de stabilité linéaire locale considère seulement la physique associée à la partie parallèle de l'écoulement de base. En d'autres termes, les analyses LST négligent tous les effets non-parallèles.

Pour des couches limites auto-similaires incompressibles, le théorème de Squire et Southwell [148] permet de se limiter aux cas de perturbations bidimensionnelles, c'est-à-dire $\beta = 0$, dans le cadre d'une approche temporelle⁵. De plus, la perturbation étant de nature convective, une approche spatiale est privilégiée. Ainsi, le nombre d'onde longitudinal $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ est considéré complexe tandis que la pulsation temporelle ω est réelle, et les perturbations s'écrivent sous la forme

$$\mathbf{q}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{q}}(y) e^{-\alpha_i x} e^{i(\alpha_r x - \omega t)} + c.c. \quad (1.29)$$

La stabilité de la couche limite est alors directement reliée au signe de la partie imaginaire de α pour un couple (ω, Re) donné. Si $\alpha_i > 0$ pour toutes les valeurs propres, la couche limite est stable. À l'inverse, elle est instable s'il existe un $\alpha_i < 0$. L'iso-contour $\alpha_i = 0$ dans le plan (ω, Re) délimite le domaine de stabilité et est appelé *courbe neutre*. À titre d'exemple, la courbe neutre d'une couche limite de Blasius est tracée en fonction de la fréquence réduite F sur la Figure 1.12(a) et en fonction de la pulsation adimensionnée ω^* sur la Figure 1.12(b), chacune respectivement définie telle que

$$F = \frac{\omega \nu}{U_\infty^2} \times 10^6, \quad \omega^* = \frac{\omega \delta_1}{U_\infty}, \quad (1.30)$$

et du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement Re_{δ_1} . Une des caractéristiques importantes de la couche limite de Blasius est qu'elle est inconditionnellement stable lorsque $Re_{\delta_1} < 520$. L'intérieur de la courbe neutre correspond à la région instable, c'est-à-dire aux couples (F, Re_{δ_1}) ou (ω, Re_{δ_1}) pour lesquels les ondes de Tollmien-Schlichting se développent. Sur la Figure 1.12, la région grisée correspondant à la zone instable est d'autant plus sombre que le nombre d'onde longitudinal complexe α_i est négatif.

Équation d'Orr-Sommerfeld

La substitution de la forme de perturbations (1.29) dans le système (1.24) permet d'aboutir, en régime incompressible, au système d'équations suivant :

$$i\alpha \hat{u} + \frac{d\hat{v}}{dy} = 0, \quad (1.31a)$$

5. Ce théorème stipule que s'il existe un mode instable tridimensionnel ($\beta \neq 0$) pour un nombre de Reynolds donné, alors il existe un mode instable bidimensionnel ($\beta = 0$) pour un nombre de Reynolds plus faible.

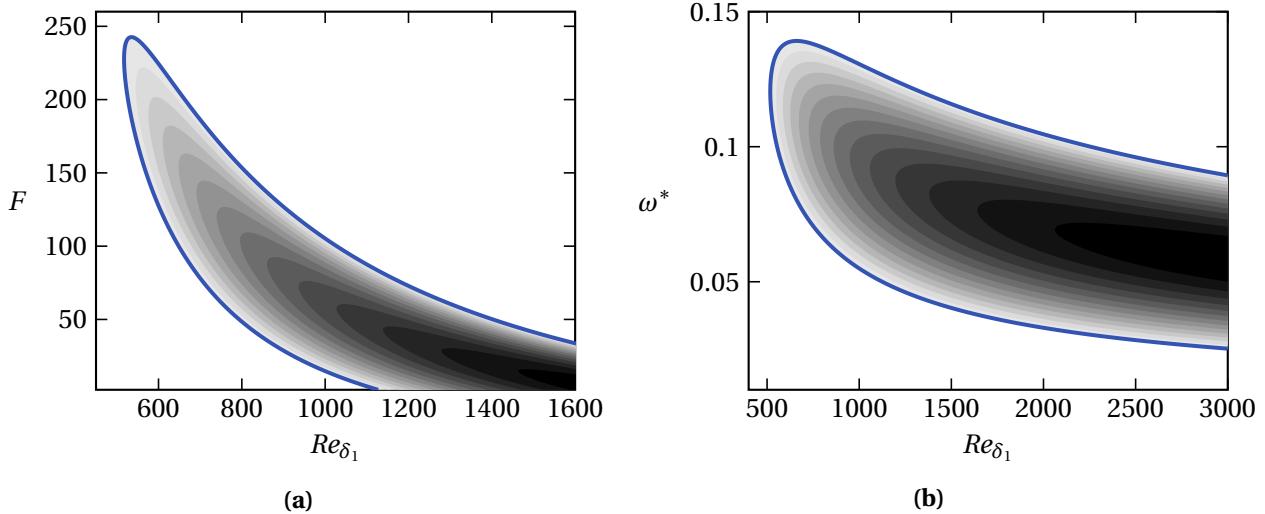


FIGURE 1.12 – Courbe neutre d'une couche limite de Blasius (a) en fonction de la fréquence réduite F et (b) de la pulsation adimensionnée ω^* .

$$-i\omega\hat{u} + i\alpha U\hat{u} + \hat{v}\frac{dU}{dy} + i\alpha\hat{p} - \frac{1}{Re}\left(-\alpha^2\hat{u} + \frac{d^2\hat{u}}{dy^2}\right) = 0, \quad (1.31b)$$

$$-i\omega\hat{v} + i\alpha U\hat{v} + \frac{d\hat{p}}{dy} - \frac{1}{Re} \left(-\alpha^2 \hat{v} + \frac{d^2 \hat{v}}{dy^2} \right) = 0. \quad (1.31c)$$

Ce système peut se réduire à une seule équation, seulement fonction de \hat{v} , connue sous le nom d'*équation d'Orr-Sommerfeld*:

$$\frac{d^4 \hat{\nu}}{dy^4} - 2\alpha^2 \frac{d^2 \hat{\nu}}{dy^2} + \alpha^4 \hat{\nu} - iRe \left[(\alpha U - \omega) \left(\frac{d^2 \hat{\nu}}{dy^2} - \alpha^2 \hat{\nu} \right) - \alpha \hat{\nu} \frac{d^2 U}{dy^2} \right] = 0. \quad (1.32)$$

La résolution de cette équation de dispersion permet d'étudier la stabilité d'un écoulement bidimensionnel parallèle.

1.3.3 Stabilité linéaire non-locale : méthode des PSE

Pour pallier les contraintes d'écoulement parallèle induites par la LST et prendre en compte une faible évolution des profils de perturbations dans le sens de l'écoulement, Bertolotti et al. [18] introduisirent la méthode des PSE (*Parabolized Stability Equations*) en parabolisant les équations de perturbations linéarisées. Les quantités considérées comme locales (indépendantes de x) dans l'approche LST sont désormais des fonctions de x variant lentement et le problème de stabilité est transformé en un problème d'évolution en espace, résolu par une procédure de marche en x . Cette méthode n'est donc pas locale dans le sens où l'historique des perturbations est pris en compte pour le calcul de la solution en aval de l'écoulement, comme schématisé sur la Figure 1.11(b). L'hypothèse fondamentale de la théorie des PSE repose sur une séparation d'échelles entre la faible variation des quantités d'écoulement dans la direction longitudinale et la forte variation dans la direction normale à la paroi :

$$\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0. \quad (1.33)$$

Les perturbations \mathbf{q}' sont alors recherchées sous la forme

$$\mathbf{q}'(x, y, z, t) = \hat{\mathbf{q}}(x, y) \exp \left[i \left(\int_x \alpha(\xi) d\xi + \beta z - \omega t \right) \right] + c.c. \quad (1.34)$$

1.3.4 Analyse basée sur les équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques

Les écoulements amplificateurs de bruit comme les couches limites sont globalement stables. Des perturbations extérieures comme de la turbulence, de l'acoustique ou des éléments de rugosité peuvent néanmoins continuellement entretenir des instabilités dans l'écoulement. Une analyse de stabilité pertinente consiste alors en la caractérisation de la réponse de ces écoulements lorsqu'ils sont soumis à un forçage externe. L'introduction de ce terme de forçage dans l'équation régissant la dynamique des perturbations (1.24) conduit à la relation suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial t} = \mathcal{L}(\mathbf{Q}) \mathbf{q}' + \mathbf{f}', \quad (1.35)$$

où \mathbf{q}' peut être vu comme la réponse de l'écoulement au forçage \mathbf{f}' . Cette méthode sera utilisée dans cette thèse afin d'étudier les phénomènes non-parallèles induits par la présence de défauts de surface dans la couche limite et pouvant difficilement être traités par la méthode des PSE, et encore moins par une analyse de stabilité locale. Dans le cas de champs d'écoulements fortement non-parallèles selon x , l'écoulement de base et les fonctions d'amplitude sont considérés inhomogènes dans le sens de l'écoulement ainsi que dans l'une des deux autres coordonnées spatiales. En deux dimensions, comme cela sera le cas dans ce manuscrit, le domaine de calcul est schématisé sur la Figure 1.11(c) et la théorie implique que les perturbations s'écrivent sous forme harmonique, telles que

$$\mathbf{q}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{q}}(x, y) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.36)$$

Une approche de ce type, dite HLNS (*Harmonic Linearized Navier-Stokes*), a notamment été utilisée pour étudier des problèmes de réceptivité. Collis et Lele [33] ont travaillé sur le bord d'attaque d'une aile en flèche présentant un élément de rugosité et ont montré que les tourbillons transverses obtenus par la méthode des PSE étaient surévalués, tandis que leur résolution par des HLNS était meilleure. Pour des écoulements compressibles, Malik [93] a introduit des perturbations à l'intérieur de la couche limite en simulant un procédé de soufflage/aspiration localisé sur la paroi d'un écoulement en coin à Mach 8. Leurs résultats ont permis de générer des modes acoustiques rapides et lents et ont montré la dominance de l'instabilité du second mode de Mack, en accord avec les PSE ou avec des simulations DNS antérieures. Plus récemment, Thomas et al. [155] se sont intéressés à l'effet de la présence d'une cavité de forme gaussienne sur le développement et la croissance des ondes de Tollmien-Schlichting en utilisant concomitamment une approche HLNS et la méthode des PSE. Kang et al. [80] ont par ailleurs étudié le contrôle des tourbillons *crossflow* par une approche HLNS, montrant un bon accord avec l'expérimental.

Une autre méthodologie, dite AHLNS (*Adaptive Harmonic Linearized Navier-Stokes*), permet de traiter des écoulements présentant de fortes variations dans le sens de l'écoulement mais parallèles dans le sens de l'envergure [61, 62]. La formulation AHLNS est dérivée de l'approche des PSE mais supprime l'hypothèse de lente variation dans le sens de l'écoulement en gardant tous les termes abandonnés durant

le processus de parabolisation de la formulation PSE. Cette technique est donc une extension naturelle de la méthodologie des PSE permettant l'étude des instabilités convectives en présence de gradients dans le sens de l'écoulement.

L'introduction d'un terme de forçage dans les équations de stabilité permet également d'étudier le phénomène de croissance transitoire des perturbations [27, 57, 122], qui peut se révéler plus élevée que la croissance des instabilités prédictes par la théorie de la stabilité linéaire. Ce phénomène s'explique par la non-normalité⁶ de l'opérateur de Navier-Stokes, ce qui entraîne la non-orthogonalité de ses fonctions propres [159]. Cet effet peut être pris en compte par la réponse de perturbations soumises à un forçage harmonique, dont le système d'équations s'écrit sous la forme

$$\hat{\mathbf{q}} = (i\omega - \mathcal{L})^{-1} \hat{\mathbf{f}} = \mathcal{R} \hat{\mathbf{f}}. \quad (1.37)$$

Une décomposition en valeurs singulières de l'opérateur *résolvant* \mathcal{R} permettra alors d'évaluer les forçages optimaux conduisant aux réponses et aux gains d'énergie maximums⁷ qui représentent le pire scénario possible vis-à-vis de la transition. Cette méthode a notamment été utilisée par Sipp et Marquet [143] dans le cas d'une couche limite incompressible. Les auteurs ont alors montré qu'il était possible de relier les densités de forçage et d'énergie cinétique des perturbations aux branches de la courbe neutre de stabilité calculée par analyse locale.

1.3.5 Méthode du e^N pour la prévision de la transition

Bien que les méthodes de stabilité présentées ci-dessus ne décrivent la dynamique des perturbations que durant leur développement linéaire, il est néanmoins possible de corrélérer l'emplacement du début de la transition avec l'amplification linéaire de ces perturbations. La *méthode du e^N* a été introduite dans ce sens par van Ingen [162] et Smith et Gamberoni [144] en 1956 pour les couches limites incompressibles.

Fondements de la méthode

L'amplitude A d'une perturbation de fréquence $f = \omega/2\pi$ peut être déterminée grâce à la théorie de la stabilité linéaire. L'idée sous-jacente à la méthode du e^N est que la transition advient lorsque le logarithme de cette amplitude est augmenté d'un facteur donné $N_f(x)$. Autrement dit,

$$N_f(x) = \ln \left[\frac{A(x, f)}{A_0(f)} \right], \quad (1.38)$$

où A_0 est l'amplitude initiale à l'abscisse critique x_{crit} à partir de laquelle cette perturbation commence à être amplifiée. Ainsi, l'amplitude d'une onde TS de cette fréquence vaudra

$$A(x, f) = A_0(f) e^{N_f(x)}. \quad (1.39)$$

6. Un opérateur \mathcal{L} est défini comme *normal* s'il commute avec son transconjugué : $\mathcal{L}\mathcal{L}^\dagger = \mathcal{L}^\dagger\mathcal{L}$.

7. L'opérateur *résolvant* permet également de prédire une instabilité globale lorsque le gain d'énergie obtenu tend vers l'infini.

En formulation LST, l'amplitude d'une perturbation peut être reliée à son taux d'amplification α_i par la relation

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} = -\alpha_i. \quad (1.40)$$

En considérant une perturbation se propageant à une fréquence donnée, le taux d'amplification total de cette perturbation s'écrit alors

$$N_f(x) = \int_{x_{crit}}^x -\alpha_i(\xi, f) d\xi. \quad (1.41)$$

Dans la mesure où la fréquence responsable du déclenchement de la transition n'est pas connue *a priori*, un balayage en fréquences pour une couche limite donnée est effectué et permet de définir un facteur N enveloppe, défini tel que

$$N(x) = \max_f [N_f(x)]. \quad (1.42)$$

La Figure 1.13 montre par exemple le taux d'amplification de différentes fréquences en fonction du Re_{δ_1} pour une couche limite de Blasius, ainsi que l'enveloppe des facteurs N_f .

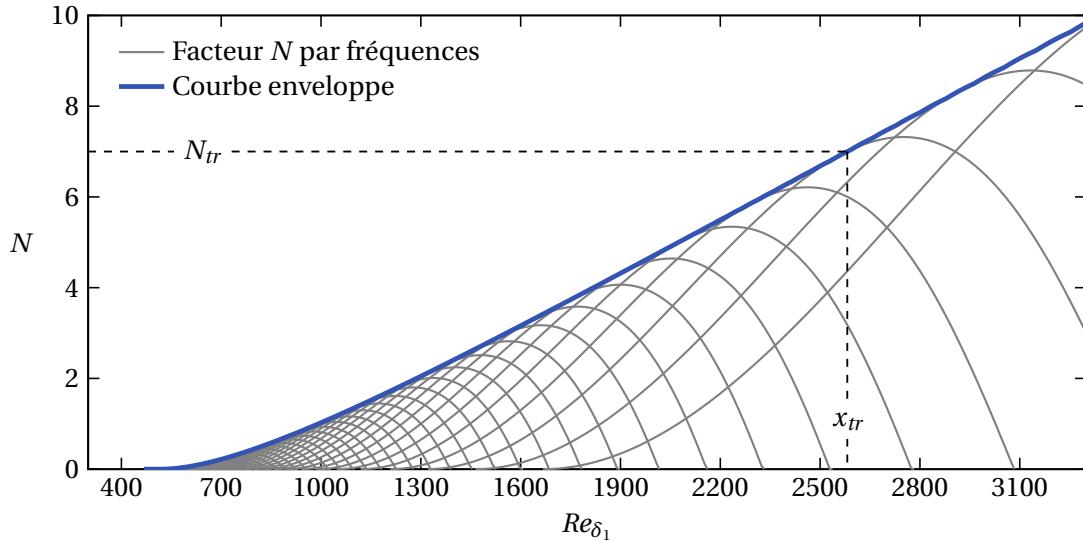


FIGURE 1.13 – Taux d'amplification pour différentes fréquences et courbe enveloppe pour une couche limite de Blasius.

Obtention du facteur N de transition

Bien que le calcul du facteur N soit relativement aisé pour un écoulement bidimensionnel incompressible, les modes obliques qui apparaissent avec l'augmentation du nombre de Mach rendent le problème plus complexe lorsque l'écoulement est compressible et tridimensionnel. Le facteur N enveloppe doit alors prendre également en compte les différents angles ou nombres d'onde.

Pour un scénario de transition naturelle, donc avec de faibles niveaux de turbulence extérieure, la transition advient lorsque le facteur N atteint une valeur prédéfinie N_{tr} , généralement autour de $N_{tr} = 9$ en conditions de vol lorsque la transition est induite par la croissance des ondes de Tollmien-Schlichting. En

soufflerie, il faut s'attendre à des valeurs N_{tr} plus faibles, comprises entre $N_{tr} = 5$ et $N_{tr} = 7$ [12]. Pour des couches limites subsoniques, Mack [92] fournit une corrélation semi-empirique entre le N_{tr} et l'intensité de la turbulence extérieure Tu , en reliant la position de transition d'une multitude de mesures en vol et en soufflerie, avec différents niveaux de turbulence extérieure, à la valeur du facteur N enveloppe calculée par stabilité linéaire locale :

$$N_{tr} = -8,43 - 2,4 \ln(Tu), \quad \text{pour } 10^{-3} < Tu < 10^{-2}. \quad (1.43)$$

Cette relation permet de remonter au facteur N_{tr} de transition avec une précision relativement bonne dans le cas où la transition est pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting, très sensibles à la turbulence extérieure, et que celle-ci n'est pas dominée par des phénomènes acoustiques comme l'ont observé Schubauer et Skramstad [140]. La physique se complique en revanche lorsque des ondes transverses entrent en jeu. Certains travaux, notamment de Crouch et Ng [42] ou d'Archambaud et al. [10], ont tenté de relier un N_{tr} de transition spécifique aux ondes *crossflow* à certains paramètres caractéristiques de surface, mais les résultats de ces tentatives demeurent aujourd'hui moins aboutis que la relation de Mack.

Méthodes simplifiées pour le calcul du facteur N

Les calculs de stabilité exacte qui permettent l'obtention des taux d'amplification se révèlent assez demandeurs en expertise humaine et difficiles à automatiser. De plus, ils s'avèrent peu compatibles avec une intégration dans des solveurs de type RANS, de multiples interactions entre les deux types de codes (RANS et stabilité) étant alors nécessaires et rendant les calculs difficiles à mettre en œuvre.

D'autres méthodes ont été développées pour rendre le calcul du facteur N moins coûteux, voire pour le remplacer. Parmi ces méthodes, certains critères de transition relient l'évolution du facteur N enveloppe et la position de transition à des grandeurs intégrales. Les critères les plus connus sont ceux de Arnal et al. [13] (AHD) pour la transition par ondes TS et de Abu-Ghannam et Shaw [2] (ABS) pour la transition *bypass*. Ces démarches approximent la pente du facteur N enveloppe en s'appuyant sur le paramètre de Pohlhausen Λ_2 et le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de l'écoulement Re_θ .

Un second type d'approche consiste à simplifier le calcul des taux d'amplification des perturbations en les stockant dans une base de données. La méthode des paraboles part du constat que les courbes des taux d'amplification en fonction de Re_{δ_1} ont toujours la forme de deux demi-paraboles dont les expressions analytiques peuvent être déterminées. Arnal [11] a alors répertorié les valeurs des taux d'amplification dans une base de données indexée par le nombre de Mach extérieur Ma et le facteur de forme incompressible H . L'utilisation du critère de transition AHD et de la méthode des paraboles par des équations de transport dans des codes de type RANS a été rendue possible respectivement par Pascal et al. [109] et Bégou [28].

1.3.6 Approches issues de l'intelligence artificielle

Plus récemment, le recours aux algorithmes d'intelligence artificielle a permis l'utilisation de réseaux de neurones pour prendre en compte des relations non-linéaires entre des données d'entrée et de sortie. Fuller et al. [63] furent parmi les premiers à utiliser ce type d'outils pour prédire le taux d'amplification

d'un mode dans la couche de mélange d'un jet à partir de sa pulsation, de son nombre d'onde azimuthal et de l'épaisseur de quantité de mouvement. Pour les couches limites incompressibles sur plaque plane, Crouch et al. [39] ont développé un réseau de neurones prenant en entrée les nombres de Reynolds Re_{δ_1} et Re_{θ} , la fréquence réduite F , ainsi que les profils de vitesse et leurs dérivées premières pour prédire les taux d'amplification, de manière à remplacer la résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld. Ce travail a permis de démontrer la généralisabilité de la méthode des réseaux neuronaux pour les ondes de Tollmien-Schlichting et *crossflow*. Cependant, le réseau de neurones entièrement connecté utilisé ne suppose aucune structure spatiale sur les données d'entrée et peut donc s'avérer mal adapté à d'autres mécanismes d'instabilité impliquant par exemple les instabilités du mode de Mack dans les couches limites supersoniques qui nécessitent, en plus des profils de vitesse les profils d'entrée de quantités thermodynamiques [108].

Des modèles utilisant des réseaux de neurones convolutifs (CNN) ont été proposés par Zafar et al. [170] pour prédire le taux d'amplification des ondes TS dans une couche limite bidimensionnelle incompressible. Ce type de réseaux a permis d'extraire un ensemble de caractéristiques latentes des profils de vitesse avant de les utiliser comme données d'entrée, avec d'autres quantités scalaires telles que ω , Re_{θ} et H , d'un réseau de neurones entièrement connecté, comme illustré sur la Figure 1.14(a). Ce modèle a été entraîné avec une base de données de profils de couches limites auto-similaires de Falkner-Skan et a été appliqué avec succès pour prédire les taux de croissance des instabilités pour des écoulements hypersoniques au-dessus d'un véhicule de rentrée atmosphérique [108]. Néanmoins, les lacunes reprochées également aux méthodes traditionnelles (LST, PSE, etc.) sont partagées par ce modèle de transition. Comme schématisé sur la Figure 1.14(b), l'utilisation d'un CNN implique la prédiction des taux de croissance pour une multitude de fréquences et pour diverses stations de calcul, ainsi que l'intégration de ces taux de croissance pour l'obtention du facteur N et le calcul de l'enveloppe. L'expertise humaine nécessaire à la mise en place de calculs LST est donc également nécessaire à l'utilisation de ce modèle neuronal. Enfin, comme dans les travaux de Crouch et al. [39], les prédictions neuronales ne fournissent aucune information sur l'historique d'une perturbation donnée et ne prennent donc pas en compte les taux de croissance estimés précédemment.

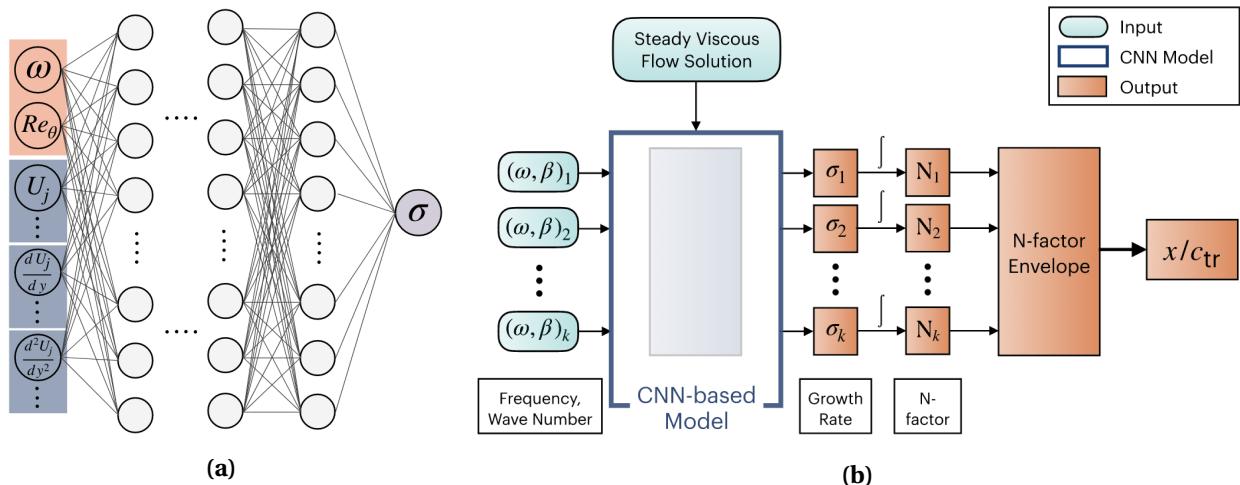


FIGURE 1.14 – (a) CNN développé par Zafar et al. [170] pour la prédiction du taux de croissance des instabilités. (b) Méthodologie pour l'obtention du facteur N en utilisant un CNN, issu de Zafar et al. [171].

Pour palier ces défauts, Zafar et al. [171] ont développé un modèle de transition basé sur un réseau de neurones récurrents (RNN). Cette approche fournit un modèle de transition « de bout en bout », associant la séquence des profils moyens de la couche limite aux taux de croissance correspondants le long du facteur N enveloppe, puis à l'emplacement estimé de la transition. Ce RNN a été entraîné sur une base de données comprenant les caractéristiques de croissance linéaire de plus de 33 000 écoulements de couches limites sur 53 profils aérodynamiques. Un avantage significatif du modèle RNN par rapport aux modèles de transition basés sur les réseaux neuronaux décrits précédemment est qu'il est capable de prédire directement les informations requises au calcul du facteur N enveloppe et de la position de transition sans que l'utilisateur n'ait à définir une plage de fréquences critiques, ni à prédire les taux de croissance d'un certain nombre de fréquences à l'intérieur de cette plage.

Bilan

Ce chapitre a permis d'introduire les notions de couche limite et de transition à la turbulence. Celle-ci survient dès lors que des perturbations infinitésimales de l'écoulement engendrent des instabilités, connues sous le nom d'ondes de Tollmien-Schlichting pour un écoulement bidimensionnel, dans la couche limite. Une fois celle-ci turbulente, les grandeurs intégrales varient fortement et le coefficient de frottement engendré par la couche limite sur une paroi est bien plus important qu'en régime laminaire. Cela engendre une nette augmentation de la traînée des avions qu'il convient au maximum de limiter, tant pour des motivations économiques qu'écologiques.

Des méthodes numériques de stabilité linéaire comme la théorie de la stabilité locale (LST) ou la méthode des PSE ont été présentées. Ces outils permettent d'étudier efficacement la stabilité d'une couche limite laminaire dans le cas où l'écoulement moyen est considéré comme quasi-parallèle dans la direction longitudinale. Ils demeurent donc relativement mal adaptés à l'étude de couches limites autour de défauts de surface. Ce problème peut néanmoins être traité en utilisant une approche HLNS bidimensionnelle avec forçage, comme cela sera le cas dans les prochains chapitres.

Enfin, la méthode du e^N a été exposée et permet de lier le taux d'amplification des instabilités à une position de transition. Cette méthode repose sur l'intégration des taux d'amplification des perturbations de différentes fréquences pour aboutir à une grandeur unique appelée facteur N qui, s'il dépasse une valeur seuil dépendant des conditions de l'écoulement, correspond à la position de transition.

Récemment, le recours aux algorithmes d'intelligence artificielle, et notamment d'apprentissage profond comme les réseaux de neurones, a permis de prendre en compte des relations fortement non linéaires entre plusieurs paramètres pour prédire les taux d'amplification des instabilités et le facteur N sans passer par un calcul de stabilité traditionnel. Néanmoins, ces outils ne prennent aujourd'hui pas encore en compte l'influence d'un défaut de surface dans l'écoulement et ne sont ainsi pas toujours utilisables en conditions réelles. Cette sensibilité de l'écoulement et des ondes de Tollmien-Schlichting à la présence d'imperfections de surface sera étudiée dans le Chapitre 2.

CHAPITRE 2

Effets des défauts de surface sur la transition

ES contraintes économiques et environnementales dont l'industrie aéronautique doit actuellement tenir compte conduisent au développement de moyens technologiques permettant une meilleure performance énergétique des appareils afin de réduire leur consommation de carburant. Pour cela, un des moyens consiste à réduire la traînée de frottement des voilures des avions en adaptant par exemple leur géométrie ou en utilisant des procédés technologiques de manière à retarder la transition, tel que nous le verrons dans la première partie de ce chapitre. Néanmoins, le succès de ce type de méthode peut-être fortement impacté par la présence de défauts sur la surface de l'aile, ayant pour effet de précipiter la transition. Les mécanismes physiques mis en jeu par différents types d'irrégularités de surface bidimensionnelles et localisées seront alors étudiés, avant de s'intéresser aux méthodes existantes visant à quantifier leur impact sur le phénomène de transition.

Sommaire

2.1	Contrôle de la transition	36
2.1.1	Obtention d'un écoulement naturellement laminaire	37
2.1.2	Approches LFC et hybride	38
2.2	Mécanismes de transition induits par des défauts de surface	39
2.2.1	Marches descendantes (BFS)	40
2.2.2	Marches montantes (FFS)	40
2.2.3	Bosses	41
2.2.4	Rainures	42
2.3	Prévision de la transition en présence de défauts de surface	43
2.3.1	Critères empiriques de transition	44
2.3.2	Méthode du ΔN	46

2.1 Contrôle de la transition

Le contrôle des écoulements est défini par Liddle et al. [89] comme « la modification des paramètres locaux de l'écoulement sans changements géométriques externes ». Il constitue l'un des moyens de réduire la consommation de carburant et donc les émissions de polluants de l'industrie aéronautique, en parallèle de l'amélioration énergétique des moteurs et de l'intégration des systèmes. Les méthodes existantes de contrôle d'écoulements peuvent être divisées en deux catégories. La première consiste dans la maîtrise de la turbulence, que ce soit de manière active au moyen d'actionneurs, ou passive à l'aide de *riblets* pour réduire le frottement turbulent et/ou de générateurs de vortex pour contrôler les décollements. La seconde approche réside plutôt dans le prolongement maximal de la région laminaire au niveau des ailes, de l'empennage et des nacelles afin de limiter la traînée globale des aéronefs.

Méthodes de prolongement de la laminarité

Plusieurs stratégies coexistent pour prolonger l'étendue d'une couche limite laminaire : la méthode LFC (Laminar Flow Control), la méthode NLF (Natural Laminar Flow) et la méthode HLFC (Hybrid Laminar Flow Control). La LFC consiste à modifier activement la couche limite par des procédés technologiques en vue de modifier l'écoulement moyen, comme développé dans la section 1.2.3. À l'inverse, la NLF repose sur l'optimisation des gradients de pression de manière à amortir les instabilités dans la couche limite. Enfin, l'approche HLFC combine l'utilisation des deux méthodes précédentes en adoptant des solutions issues de la LFC aux endroits où la NLF seule n'est plus performante. Ces trois approches sont chacune schématisées sur la Figure 2.1.

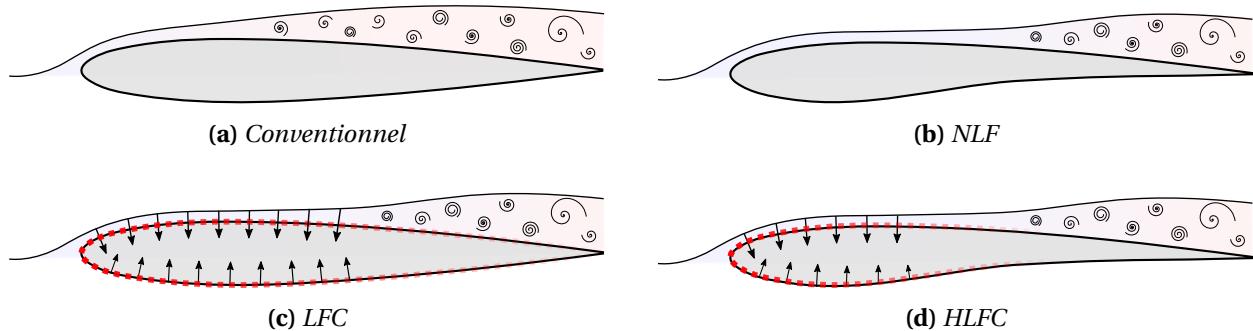


FIGURE 2.1 – Schéma des différentes méthodes de contrôle de la transition. L'approche NLF (b) optimise la forme du profil d'aile tandis que l'approche LFC (c) ne fait que rajouter des procédés technologiques à un profil conventionnel. L'approche HLFC (d) est une combinaison des deux précédentes.

Bref historique du contrôle de la transition

Plusieurs travaux de recherche en vol et en soufflerie sur ces différentes stratégies furent menés en Europe au cours des quarante dernières années [78, 83, 123]. Dès la fin des années 1980, Dassault Aviation réalisa des essais en vol d'un bord d'attaque laminaire sur un Falcon 50, avant d'y intégrer un système HLFC [26]. L'objectif de l'avionneur était de concevoir un avion HLFC fonctionnel. Dans le même temps, Airbus lança un programme d'aileron laminaire en coopération avec le DLR et l'ONERA [154]. Un système d'aspiration fut monté sur l'aileron d'un A320, visible sur la Figure 2.2(a), et donna lieu à une étendue plus importante de la région laminaire, associée à une diminution de 40% de la traînée au niveau

de l'aileron et de 1,3% de la traînée totale de l'avion. À ce jour, les derniers essais en vol furent menés par Airbus en 2017 dans le cadre du projet BLADE avec le test d'un A340 dont l'extrémité des ailes fut équipée de sections NLF d'environ 10 m de long, photographiées sur la Figure 2.2(b). Cet appareil fut conçu dans le but de démontrer la faisabilité d'une aile laminaire destinée à être utilisée sur un avion commercial dans des conditions transsoniques. Les vols eurent alors divers objectifs tels que l'évaluation de la laminarité de base, de la réceptivité au bruit ou encore de l'impact d'imperfections de surface sur la transition.



FIGURE 2.2 – Exemples de différents moyens de contrôle de la laminarité exploitables en conditions réelles. (a) Test en vol d'un aileron HLFC muni d'un système d'aspiration sur un Airbus A320. (b) Section d'aile NLF sur l'A340 d'Airbus du projet BLADE [117].

2.1.1 Obtention d'un écoulement naturellement laminaire

La clé de voûte de la conception d'une voilure NLF réside dans l'adaptation du gradient de pression généré par l'aérodynamique de l'aile afin d'amortir la croissance des instabilités dans la couche limite. Les ondes de Tollmien-Schlichting sont fortement atténuées par la présence d'un gradient de pression favorable, qui aura en revanche comme effet d'amplifier les modes transverses, notamment à proximité du bord d'attaque. Ceux-ci seront néanmoins amortis par un léger gradient de pression défavorable [20]. À titre d'exemple, la Figure 2.2(b) montre que la flèche de la section laminaire de l'A340 BLADE d'Airbus est plus faible (20°) que celle de la partie en amont (30°) dans le but de contenir la transition due aux ondes *crossflow*. Les distributions de pression optimales pour chacune de ces instabilités sont schématisées sur la Figure 2.3(a). Ainsi, l'A340 BLADE voit sa traînée de frottement totale diminuer de 10 à 15% par rapport à un A340 standard, tandis que cette baisse est estimée à 9% pour un A320 [74].

Jusqu'à peu, l'approche NLF ne pouvait s'appliquer qu'à des composants à faibles flèches de bord d'attaque et/ou soumis à des nombres de Reynolds limités. La couverture actuelle du NLF en termes de nombre de Reynolds de transition Re_{tr} et d'angle de flèche Λ est schématisée par la zone bleue sur la Figure 2.3(b). Celle-ci montre les données issues d'essais en vol effectués par la NASA sur un F-14 et constituant l'une des plus grandes bases de données publiées de combinaisons (Re_{tr}, Λ) utilisant la technologie NLF [8]. Afin d'étendre ces limites d'utilisation, Lynde et Campbell [90] ont conçu une nouvelle géométrie de voilure, dite CRM-NLF, qui permettrait d'atteindre 56% d'écoulement laminaire sur l'extrados de l'aile et de réduire la traînée totale d'environ 6,8%. Les configurations du CRM-NLF sont

également représentées sur la Figure 2.3(b).

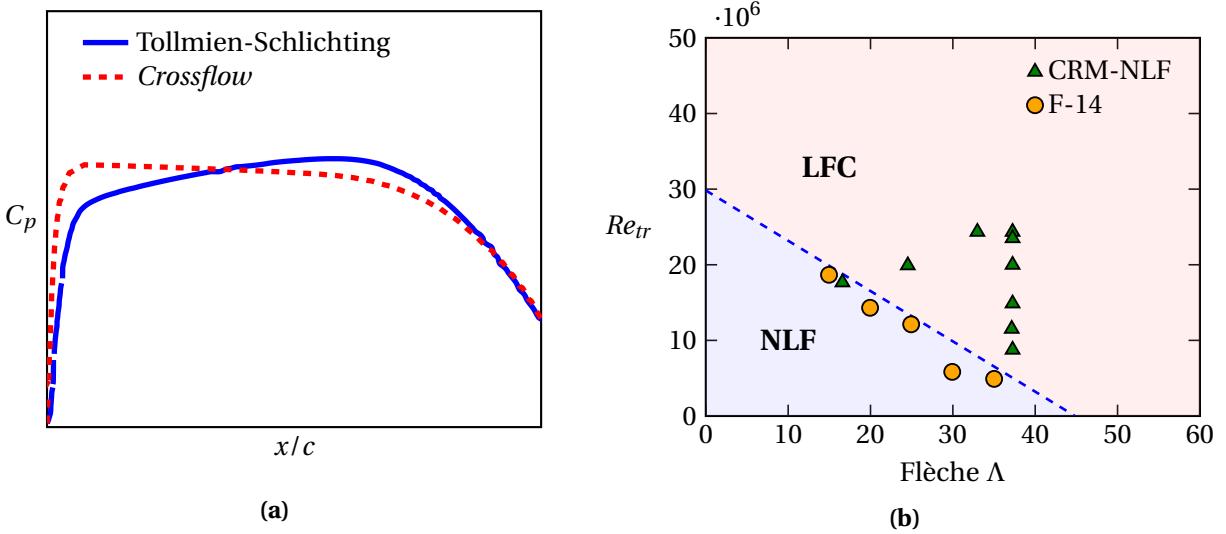


FIGURE 2.3 – (a) Distributions de pression optimales dans le cadre d'une approche NLF afin d'atténuer les ondes TS et crossflow, issu de Boeing [20]. **(b)** Frontière NLF / LFC actuelle en termes de nombre de Reynolds de transition et d'angle de flèche, issu de Lynde et Campbell [90].

2.1.2 Approches LFC et hybride

En régime subsonique, l'utilisation d'ailes à faible flèche permet de se limiter à la présence d'instabilités de Tollmien-Schlichting, pouvant alors être efficacement atténuées par l'utilisation d'un gradient de pression favorable comme évoqué plus haut. En revanche, le passage aux régimes transsoniques et supersoniques implique une augmentation de la flèche pour éviter la formation de chocs et l'apparition d'une forte traînée d'onde. Cela a alors pour conséquence d'amplifier les ondes *crossflow* qui seront difficiles à supprimer avec la seule utilisation de géométries NLF.

Pour contourner ces difficultés, l'usage de techniques actives comme une aspiration ou un refroidissement pariétal peut être mis en place. On parle alors d'approche LFC. Ces procédés auront pour effet d'amortir les mécanismes d'instabilités en modifiant les profils de vitesse dans la couche limite et en réduisant l'épaisseur de celle-ci pour maintenir alors l'écoulement laminaire sur toute la corde de l'aile [24, 78, 83]. Les systèmes d'aspiration sont généralement composés d'un panneau en titane micro-perforé au laser surplombant des chambres d'aspiration contrôlées par des conduits indépendants. Les caractéristiques géométriques des panneaux et des chambres d'aspiration sont généralement calculées par une analyse de stabilité pour diverses conditions aérodynamiques.

Toutefois, ces systèmes de contrôle génèrent une dépense d'énergie supplémentaire, peuvent engendrer des problèmes structurels et rajoutent de la masse à l'avion et donc un surplus de consommation énergétique. Une solution est donc de combiner les approches NLF et LFC en une méthode hybride, dite HLFC. Une aspiration pariétale est alors mise en place au niveau du bord d'attaque afin d'amortir les instabilités *crossflow*, tout en générant un gradient de pression favorable sur le reste de la voilure pour atténuer les ondes TS. Un tronçon d'aile HLFC à grande échelle a par exemple été présenté par Méry et al. [102] pour être étudié en soufflerie. Des études menées à l'ONERA ont montré qu'une réduction de la traînée d'environ 7% pouvait être obtenue grâce à cette méthode [124]. En appliquant également une

approche HLFC au niveau de l'empennage horizontal, des nacelles et de la dérive, la réduction de traînée pourrait même atteindre les 11%.

2.2 Mécanismes de transition induits par des défauts de surface

Quelle que soit l'approche utilisée pour retarder l'arrivée de la turbulence, la difficulté réside dans l'extrême sensibilité du phénomène de transition à la qualité de la paroi. La région laminaire peut en effet se retrouver extrêmement réduite du fait de la présence d'imperfections de surface dont les causes peuvent être assez diverses. Ces imperfections de surface se répartissent en deux catégories principales. La première rassemble les rugosités réparties telles que de l'accrétion de givre, la pluie ou encore des dommages surfaciques survenant durant le vol. Celles-ci ne seront pas traitées dans cette thèse. Le second type d'imperfections pouvant être rencontrées englobe tous les défauts bidimensionnels localisés tels que ceux schématisés sur la Figure 2.4, comme des bosses, des marches ou des rainures, inhérentes aux contraintes de fabrication ou de maintenance des appareils. La conception d'une aile nécessite en effet l'assemblage de panneaux induisant la présence de rivets ou de jointures dont l'impact sur la couche limite n'est pas neutre. De faibles irrégularités de surface peuvent ainsi augmenter l'amplitude initiale des perturbations en augmentant la réceptivité et accroître le taux d'amplification, voire amener la transition à se déclencher à l'emplacement des défauts si ceux-ci sont de tailles trop importantes. Pour que des ailes laminaires soient exploitables sur les appareils modernes, elles doivent donc être conçues de manière à limiter les facteurs affectant la transition dont font partie les défauts de surface.

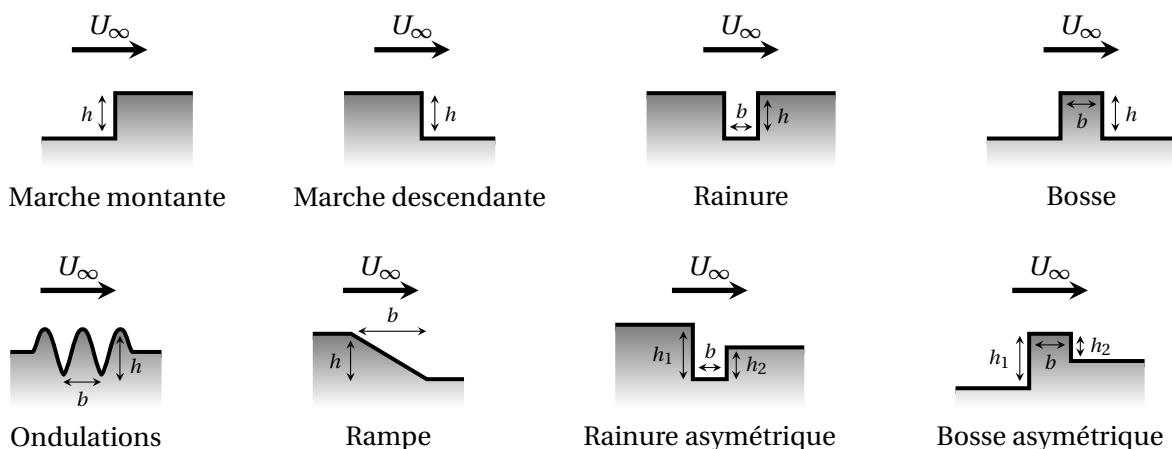


FIGURE 2.4 – Exemples de défauts de surface bidimensionnels.

Selon les paramètres de l'écoulement et la géométrie du défaut considéré, deux scénarios sont envisageables. La position de transition peut être avancée modérément par rapport à un cas sans défaut, auquel cas aucun mécanisme d'instabilité supplémentaire aux ondes TS n'est généré dans l'écoulement [82]. Le défaut est alors dit *sous-critique*. Cette relative avancée de la position de transition peut s'expliquer par une modification locale de la réceptivité du fait de la rugosité ou par une modification de l'écoulement moyen (pouvant également jouer sur la réceptivité). Lorsque le nombre de Reynolds est trop élevé ou le défaut trop imposant, la transition peut également être déclenchée immédiatement à l'emplacement de l'imperfection de surface. Les ondes de Tollmien-Schlichting ne sont alors plus en cause et un mécanisme d'instabilité global est responsable de la transition, comme étudié par exemple par Lanzerstorfer et

Kuhlmann [86] dans le cas de marches descendantes. Le défaut est considéré alors comme *critique*¹. Dans les deux cas, un décollement de l'écoulement peut avoir lieu dans le voisinage du défaut. La présence de bulles de recirculation vient alors créer des points d'inflexion dans les profils de vitesse moyenne, ce qui rend la couche limite plus instable. Nayfeh et al. [103] ont par ailleurs montré que l'amplification des instabilités primaires et secondaires était nettement plus importante dans le cas d'un écoulement décollé en aval du défaut que sans séparation. Methel [97] a également mis en évidence durant ses travaux de thèse que les dimensions critiques des défauts restaient inchangées avec ou sans aspiration pariétale, même si les systèmes utilisés par l'approche HLFC permettaient toujours de retarder la transition dans le cas de défauts sous-critiques.

Les effets sur l'écoulement moyen et la transition à la turbulence de différents types de défauts de surface tels que des marches montantes ou descendantes, des bosses et des rainures sont présentés ici. Comme schématisé sur la Figure 2.4, la hauteur de chaque défaut sera notée h et leur largeur b .

2.2.1 Marches descendantes (BFS)

Les marches descendantes — ou BFS (Backward-Facing Steps) — ont un effet d'autant plus déstabilisant sur la couche limite que leur hauteur est importante. Selon Perraud et Seraudie [113], une bulle de recirculation dont la longueur augmente proportionnellement avec le nombre de Reynolds se forme dans leur sillage et peut atteindre jusqu'à 30 hauteurs de marche, comme illustré sur la Figure 2.5(a). Hildebrand et al. [73] ont également constaté que la longueur du décollement suivait une relation cubique, fonction de la hauteur de la marche adimensionnée par l'épaisseur de déplacement au niveau du défaut, et ce quelque soit la vitesse de l'écoulement. Des simulations numériques de ces mêmes auteurs ont montré qu'une BFS générât un amortissement des instabilités juste en amont de celle-ci, suivi par une forte déstabilisation des perturbations immédiatement en aval avant d'être faiblement stabilisées de nouveau par la suite. Ces modifications du taux d'amplification local sont en accord avec les modifications du champ de pression induites par la marche et l'influence stabilisatrice (resp. déstabilisatrice) d'un gradient de pression favorable (resp. défavorable). Une série d'expériences menées par Drake et al. [47] a par ailleurs montré que la présence d'un gradient de pression négatif avait pour effet d'augmenter la hauteur des marches descendantes admissibles pour lesquelles le processus de transition n'était pas affecté. Ces résultats sont donc particulièrement encourageants en vue d'une application aux voilures NLF, qui ont pour but d'induire un gradient de pression favorable pour stabiliser les ondes TS.

2.2.2 Marches montantes (FFS)

D'après Perraud et al. [114], les marches montantes — ou FFS (Forward-Facing Steps) — affectent le processus de transition de manière plus abrupte que les marches descendantes, dans la mesure où la position de transition ne semble pas évoluer significativement jusqu'à une certaine valeur critique de hauteur de marche. À partir de celle-ci, le point de transition se déplace alors vers l'amont jusqu'à gagner l'emplacement du défaut. Une étude de Klebanoff et Tidstrom [82] postule que la transition est déclenchée par des mécanismes d'instabilités globales dues aux points d'inflexion introduits dans l'écoulement par le défaut. Cependant, si cela peut amener à ce que la transition apparaisse immédiatement au niveau de la marche lorsque celle-ci est de taille trop importante, l'avancée progressive du point de transition

1. Le terme *super-critique* est également rencontré dans la littérature.

dans le cas de marches de tailles modérées n'est pas démontrée par cette explication. Les travaux de Shahzad [141] ont montré par des DNS que l'amplification des perturbations en amont de la marche et dans le champ lointain aval était due à une modification de l'écoulement de base. Immédiatement après l'arête du défaut, une structure tourbillonnaire est observée et se manifeste par l'apparition d'un second maximum dans la fonction de forme des ondes TS.

Comme schématisé sur la Figure 2.5(b), une bulle de décollement d'une longueur variant entre 2 et 6 hauteurs de marche se forme en amont d'une FFS. Lorsque le défaut est suffisamment important, il se forme également une seconde région de recirculation en aval de celui-ci, d'une longueur comprise entre 6 et 12 hauteurs de marche, qui induit des effets déstabilisants importants à l'emplacement du défaut [15]. L'épaisseur de la couche limite diminuant lors du passage d'une marche montante du fait de la création d'un gradient de pression favorable, les ondes TS responsables de la transition glissent vers les hautes fréquences et leur amplitude est réduite. Ainsi, comme pour les marches descendantes, une forte corrélation entre le gradient de pression et la hauteur des marches critiques est observée.

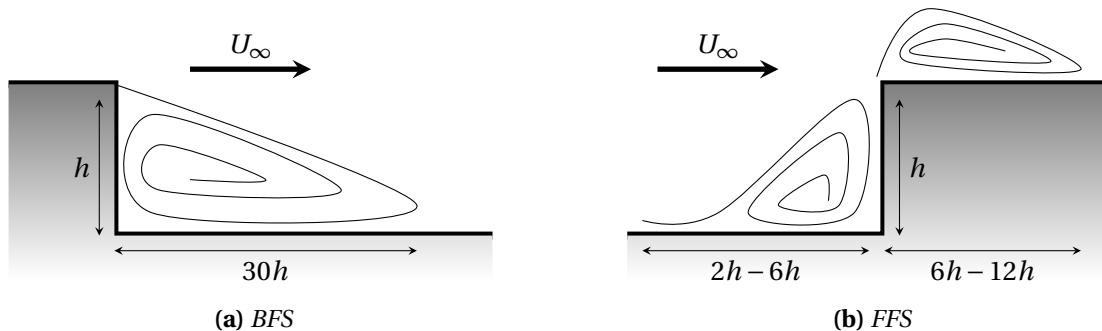


FIGURE 2.5 – Schéma des bulles de décollement autour (a) d'une marche descendante et (b) d'une marche montante, issu de Methel [97].

La différence de longueur des bulles de recirculation semble indiquer qu'une marche descendante aura un effet plus déstabilisant sur la couche limite qu'une marche montante. Cela a été confirmé notamment par Wang et Gaster [164] qui ont étudié expérimentalement l'effet d'une BFS et d'une FFS sur la transition. Cette étude a montré que la hauteur critique à partir de laquelle une marche commence à affecter la position de transition était plus faible pour une marche descendante que pour une marche montante, à tel point que cette dernière configuration peut parfois être plus stable qu'une couche limite sur plaque plane, comme souligné également dans les travaux de Worner et al. [168].

2.2.3 Bosses

Les défauts de type bosses peuvent être assimilés à la succession d'une marche montante et d'une marche descendante. Tani [151] a synthétisé différents travaux expérimentaux menés sur des rugosités cylindriques sur plaque plane sans gradient de pression et a noté une diminution du nombre de Reynolds de transition avec l'augmentation de la taille du défaut. De plus, l'influence du taux de turbulence extérieur sur la transition semble se limiter aux bosses de faibles hauteurs. Les résultats numériques de Worner et al. [168] ont également montré à l'aide de DNS que la hauteur de la bosse avait un effet prédominant sur la transition, tandis que sa largeur jouait un rôle moindre. Bien que ce type de défaut de surface ait un effet globalement déstabilisant, ce dernier est principalement dû à l'effet de la marche descendante à l'arrière de la bosse. En effet, comme pour une marche montante, la couche limite a tendance à se désépaissir et

donc à se stabiliser au passage de la première arête, tandis que les ondes TS sont amplifiées dans la région décollée suivant la marche descendante.

Nayfeh et al. [103] ont également constaté que le taux de croissance de l'instabilité à la fréquence la plus instable diminuait en amont de la bosse lorsque la couche limite est soumise à un gradient de pression favorable, tandis qu'il augmentait après le passage de l'arête arrière du défaut lorsque la couche limite rencontre un gradient de pression défavorable. Cela fut confirmé par McKeon et al. [96] qui ont constaté expérimentalement que des gradients de pression favorables conduisaient à une relaxation significative de la hauteur critique de la bosse.

2.2.4 Rainures

À l'inverse des bosses, les rainures peuvent être vues comme l'association d'une marche descendante suivie d'une marche montante. Ces défauts sont toujours caractérisés par une zone de recirculation limitée par la largeur de la rainure. Selon le rapport d'aspect h/b , différentes topologies d'écoulements peuvent être rencontrées. Sinha et al. [142] ont notamment montré que pour de faibles rapports d'aspect ($h/b < 0,1$) une rainure était équivalente à la succession de deux marches opposées indépendantes présentant une zone de recirculation dans chaque coin, tandis que pour des valeurs plus importantes, l'écoulement se caractérisait par la présence d'un tourbillon principal et éventuellement secondaire dans les recoins. Enfin, les rainures les plus profondes ($h/b > 1,5$) présentent plusieurs tourbillons laminaires s'enroulant les uns sur les autres. Ces différentes configurations sont schématisées sur la Figure 2.6 et n'auront pas le même impact sur le mécanisme de transition. Les cavités profondes, notamment, montrent un comportement de type résonateur, tandis que les cavités peu profondes agiront plutôt comme des amplificateurs de perturbations à l'intérieur de la couche de cisaillement [135].

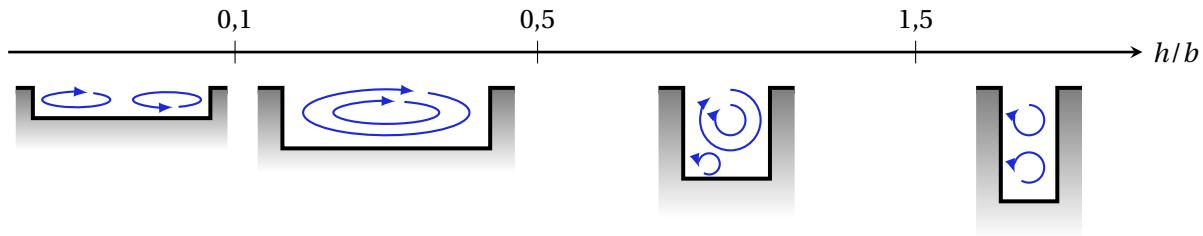


FIGURE 2.6 – Représentation des différents types d'écoulements possibles en présence d'une cavité selon le rapport d'aspect h/b , issu de Beguet et al. [17].

La Figure 2.7, issue de Beguet et al. [17], compare les résultats expérimentaux de plusieurs travaux menés à l'ONERA [64, 105, 150] sur des rainures de rapports d'aspect différents et classe ces dernières selon leur criticité. Une délimitation en forme de L apparaît et indique que la transition est déclenchée pour des défauts de dimensions $h/\delta_{1,d} \geq 2$ et $b/\delta_{1,d} \geq 18$, où $\delta_{1,d}$ correspond à l'épaisseur de déplacement de la couche limite à la position du défaut pour une couche limite de Blasius équivalente. De plus, l'effet de la hauteur sur la transition semble prépondérant lorsque $h/b < 0,2$, tandis qu'un effet de largeur prédomine pour des rapports d'aspect plus importants. Un comportement de ce type a également été observé par Crouch et al. [44] qui ont étudié expérimentalement des rainures de différentes largeurs et hauteurs. Ces auteurs ont alors mis en évidence deux comportements limites distincts selon le rapport d'aspect. Pour des valeurs de h/b faibles, le phénomène de transition est similaire à celui d'une marche descendante et est piloté majoritairement par sa hauteur. Pour des rainures plus profondes en revanche ($h/b > 0,028$), la

largeur du défaut prend le dessus. Forte et al. [60] ont par ailleurs montré qu'en présence d'un gradient de pression favorable stabilisant la couche limite, la position de transition en présence d'une rainure n'évoluait pas par rapport à un cas lisse que lorsque les conditions de criticité étaient atteintes, pour se déplacer alors juste en aval du défaut. En revanche, un gradient de pression défavorable permet au point de transition d'être déplacé vers l'amont plus progressivement, comme c'est le cas sans gradient de pression.

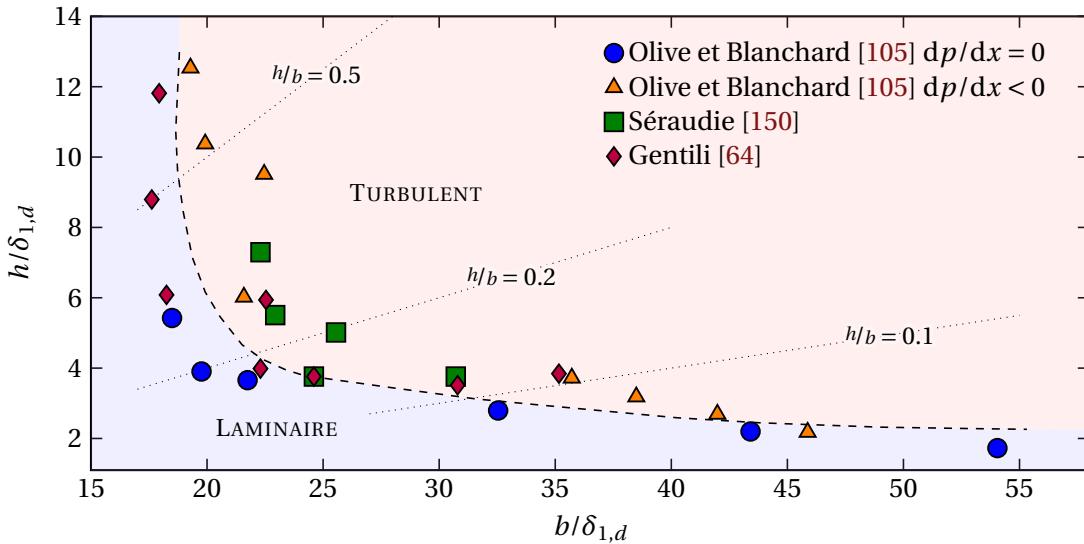


FIGURE 2.7 – Synthèse des études expérimentales menées à l'ONERA sur des rainures, issu de Beguet et al. [17].

Les phénomènes acoustiques pouvant survenir à l'intérieur d'une rainure ont été étudiés par Zahn et Rist [172] en réalisant des DNS de cavités très profondes ($h/b > 5$) sur une plaque plane sans gradient de pression et pour un écoulement incompressible. Ils ont ainsi pu montrer que les ondes acoustiques présentes dans la rainure pouvaient générer de nouvelles ondes TS en aval. Le couplage de ces dernières aux ondes de Tollmien-Schlichting déjà existantes, ainsi que l'effet de résonance à l'intérieur de la cavité, permettent d'expliquer la suramplification des modes instables par un défaut de ce type. Ces auteurs ont également constaté une stabilisation de l'écoulement lorsque une rainure est située en amont d'une marche montante. En effet, la nouvelle onde TS produite dans l'interstice peut être en opposition de phase avec l'onde TS « originale », mais présenter une amplitude similaire, et leur superposition pourrait alors être destructrice dans une certaine gamme de fréquences.

2.3 Prévision de la transition en présence de défauts de surface

Diverses méthodes existent pour prévoir la position de transition en présence d'un défaut de surface et évaluer sa criticité. Les critères empiriques développés depuis le milieu du 20^e siècle offrent l'avantage d'être relativement simples d'utilisation et se prêtent bien à une première évaluation. Ceux-ci sont principalement issus de données expérimentales et sont majoritairement basés sur l'une des dimensions de la rugosité qui servira à définir un nombre de Reynolds critique. Ils seront présentés dans une première partie. Cependant, ils restent trop conservatifs et l'avantage de la simplicité est rapidement contrebalancé par une perte de précision quant à la position de transition ou au résultat en lui-même. Pour remédier

à cela, la méthode du ΔN a été développée pour pouvoir quantifier l'effet d'un défaut de surface sur le facteur N avec des résultats issus de simulations numériques et sera présentée dans un deuxième temps.

2.3.1 Critères empiriques de transition

Fage [56] fut l'un des premiers à étudier expérimentalement l'effet de différents défauts de surface de type bosses et cavités sur la transition et à établir plusieurs corrélations empiriques pour évaluer les dimensions minimales d'un défaut impactant la transition. Une méta-analyse des études disponibles alors fut menée par Dryden [49] qui détermina une relation entre le nombre de Reynolds de transition et la hauteur relative du défaut par rapport à l'épaisseur locale de la couche limite.

Marches montantes et descendantes

À partir d'essais en vol, Nenni et Gluyas [104] ont déterminé les critères de transition suivants pour les marches montantes et descendantes « rectangulaires », en utilisant le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du défaut :

$$\text{marche montante : } Re_h = \frac{U_\infty h}{\nu} = 1800, \quad (2.1)$$

$$\text{marche descendante : } Re_h = \frac{U_\infty h}{\nu} = 900. \quad (2.2)$$

Pour une marche montante dont l'arête serait plus « arrondie », avec un rayon approximativement égal à la hauteur du défaut, le critère de transition précédent est modifié par Holmes et al. [75] sous la forme :

$$\text{marche montante « arrondie » : } Re_h = 2700. \quad (2.3)$$

Ces mêmes auteurs ont également défini les critères suivants pour des défauts de types rampes montantes et descendantes :

$$\text{rampe montante : } Re_h = 4024, \quad (2.4)$$

$$\text{rampe descendante : } Re_h = 4110. \quad (2.5)$$

De plus, ces valeurs semblent s'appliquer aux marches montantes et descendantes présentant un angle de 45° par rapport à la direction de l'écoulement.

Tous ces critères, comme ceux qui seront présentés par la suite dans cette section, permettent d'évaluer les dimensions minimales d'un défaut critique, c'est-à-dire en présence duquel la position de transition est avancée à son emplacement, dans une large gamme de conditions de vol. Malgré leur caractère relativement flou, ils confirment bien cependant qu'une marche descendante a un effet déstabilisant sur la couche limite bien plus important qu'une marche montante. Du fait de la présence d'une zone de recirculation plus longue en aval du défaut, la hauteur acceptable d'une BFS est alors deux fois moins importante que celle d'une FFS. Bien que ces critères soient toujours pris pour référence, il a été montré que l'utilisation des propriétés locales de l'écoulement, comme la vitesse locale, était plus adéquate à la définition d'un nombre de Reynolds de transition que l'utilisation des propriétés de l'écoulement infini amont [17, 36].

Bosses et rainures

Comme explicité plus haut, un défaut de type bosse peut être vu comme la succession d'une marche montante puis descendante. Cette dernière ayant l'effet déstabilisant dominant sur la couche limite, le critère de transition pour une bosse rectangulaire est identique à celui d'une marche descendante et correspond à la relation (2.2) :

$$\text{bosse : } Re_h = 900. \quad (2.6)$$

En revanche, un raisonnement identique ne peut pas être tenu pour les défauts de type rainures, qui offrent un environnement plus défavorable à la couche limite. Nenni et Gluyas [104] ont donc défini le critère de transition suivant pour les rainures, à partir du nombre de Reynolds basé sur la largeur de celle-ci :

$$\text{rainure : } Re_b = \frac{U_\infty b}{\nu} = 15\,000. \quad (2.7)$$

Cependant, ce critère ne prend pas en compte la hauteur du défaut tandis que les travaux de Forte et al. [60] ou de Crouch et al. [44] ont montré que celle-ci était primordiale dès lors que le rapport d'aspect de la rainure était faible, comme cela est visible sur la Figure 2.7. Pour preuve d'exemple, considérons les points expérimentaux déterminés par Olive et Blanchard [105]. Ceux-ci ayant été obtenus pour un nombre de Reynolds proche de $Re_{\delta_1} = 860$, la relation (2.7) se réduit alors à $b/\delta_1 = 17,5$. Cette grandeur théorique semble donc être en relativement bon accord avec les résultats expérimentaux tant que $h/\delta_1 > 4$, mais se retrouve complètement erronée pour de plus faibles valeurs du rapport d'aspect. Pour remédier à cela, Beguet et al. [17] ont alors défini les deux critères suivants, devant être remplis conjointement pour déclencher la transition à l'emplacement du défaut :

$$\frac{b}{\delta_{1,d}} \geq 18 \quad \text{et} \quad \frac{h}{\delta_{1,d}} \geq 2. \quad (2.8)$$

Lorsque les bosses et rainures ne sont plus rectangulaires mais de formes plus ondulées, d'autres relations sont plus adaptées. Fage [56] fut par exemple le premier à définir un critère pour les ondulations de surface (bosses ou creux) à partir de données expérimentales sur une plaque plane sans gradient de pression en écoulement incompressible. Ce critère détermine la hauteur minimale du défaut au-delà de laquelle la position de transition est impactée :

$$\frac{h}{x_{tr}} = 9 \times 10^6 \sqrt{\frac{b}{x_{tr}} Re_{tr}^{-3/2}}. \quad (2.9)$$

Un second critère fut défini par Carmichael [29] et tient compte des effets de compressibilité, de l'angle de flèche Λ et d'un gradient de pression favorable :

$$\frac{h}{b} = \sqrt{\frac{59\,000 c \cos(\Lambda)^2}{b Re_c^{-3/2}}}. \quad (2.10)$$

Dans le cas d'un défaut sinusoïdal comme ici, h représentera alors l'amplitude totale de la sinusoïde et b sa longueur d'onde.

Pour résumer tous ces résultats, la Figure 2.8, issue de Holmes et al. [75], représente les hauteurs de marches montantes h et les largeurs b de rainures admissibles en fonction de l'altitude de vol pour un nombre de Mach $Ma = 0,7$. Lorsque l'altitude augmente, le nombre de Reynolds unitaire décroît et la taille des défauts critiques devient plus importante. Notons que la plupart de ces critères empiriques sont basés sur la vitesse de l'écoulement extérieur et ne prennent donc pas en compte la position du défaut. Ces corrélations sont en fait seulement valides pour des nombres de Reynolds locaux relativement faibles, comme c'est le cas par exemple proche du bord d'attaque.

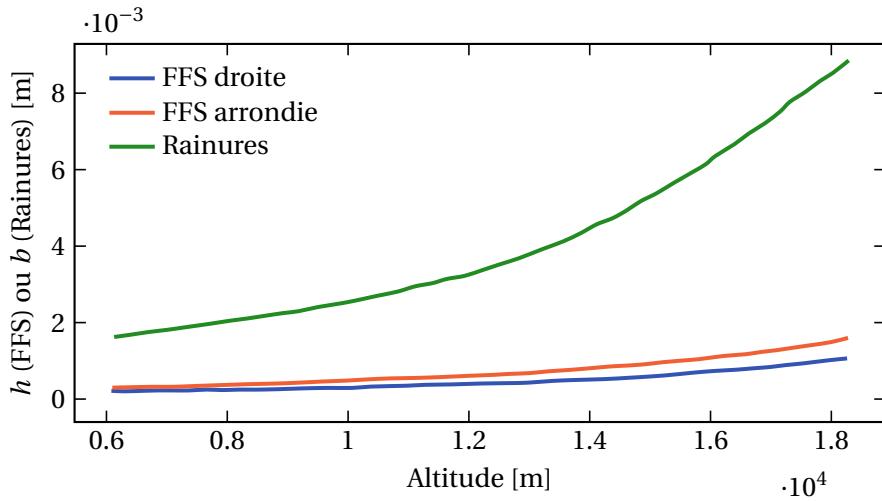


FIGURE 2.8 – Hauteurs de marches et largeurs de rainures admissibles en fonction de l'altitude de vol à $Ma = 0,7$, issu de Holmes et al. [75].

2.3.2 Méthode du ΔN

L'approche du ΔN a été proposée en 1998 à la fois par Wie et Malik [166] et Perraud [112], respectivement avec l'étude de surfaces ondulées et de bosses. Cette méthode se base sur le principe du e^N et permet de quantifier l'effet d'un défaut de surface critique ou sous-critique sur la transition, sous réserve que l'écoulement ne présente pas d'instabilité globale. Le principe est d'augmenter artificiellement le facteur N d'une configuration lisse sans défaut de surface N_{sm} d'une valeur ΔN en fonction des caractéristiques du défaut considéré et de l'écoulement. Autrement dit :

$$N = N_{sm} + \Delta N. \quad (2.11)$$

Cette modification du facteur N peut globalement se dissocier en deux composantes : un N_{peak} et un ΔN , comme schématisés sur la Figure 2.9(a). Immédiatement en aval du défaut, les perturbations de hautes fréquences sont localement amplifiées et sont responsables du N_{peak} . Si celui-ci dépasse le facteur N_{tr} critique, la transition est alors déclenchée à l'emplacement du défaut. Les ondes TS de plus basses fréquences sont également amplifiées par la présence du défaut de surface mais dans une moindre mesure. À l'infini aval du défaut, le facteur N retrouve un comportement similaire à celui d'un cas lisse, mais simplement augmenté d'un facteur ΔN . Du fait de cet accroissement, la valeur seuil N_{tr} à laquelle la transition est déclenchée peut alors être atteinte plus rapidement. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne requiert aucun calcul supplémentaire à celui nécessaire à l'obtention du facteur N sur une surface lisse, la valeur du ΔN pouvant être prédite par diverses corrélations existantes dans la littérature.

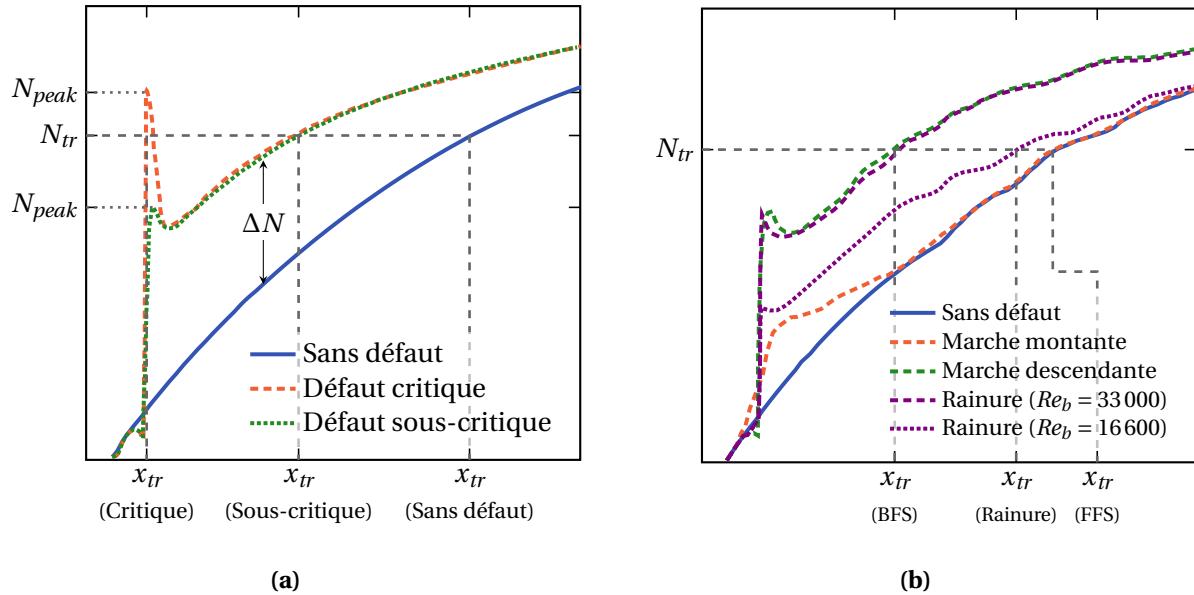


FIGURE 2.9 – (a) Définition graphique de la méthode du ΔN dans les cas d'un défaut critique et sous-critique, issu de Methel [97]. **(b)** Effets de différents défauts de surface modélisés par la méthode du ΔN , issu de Perraud [111]. Tous les défauts sur cette figure sont tels que $Re_h = 1300$.

La Figure 2.9(b) illustre l'effet de différentes géométries de défauts de surface sur la courbe enveloppe des facteurs N pour des positions dans l'écoulement et des hauteurs équivalentes. Il apparaît clairement qu'une marche descendante aura l'effet le plus déstabilisant, tandis qu'une marche montante aura tendance à avoir un impact moindre sur la suramplification des ondes TS, avec quasiment aucune influence sur la position de transition. Les courbes enveloppes du cas sans défaut et pour la marche montante recollent d'ailleurs assez tôt. Cette différence de comportement entre les deux types de marche est principalement due au fait qu'une BFS aura tendance à épaisseur la couche limite, promouvant ainsi les instabilités aux faibles fréquences qui resteront amplifiées sur une longue distance, tandis qu'une FFS affinera la couche limite, ce qui profitera aux instabilités de fréquences plus hautes mais s'atténuant plus rapidement. Concernant les rainures, deux comportements bien distincts selon le Re_b ressortent et confirment que ce type de défaut ne peut pas être caractérisé uniquement par sa hauteur mais également par sa largeur. Chaque type de défaut a donc une répercussion différente sur la transition et de nombreuses études ont tenté de relier les paramètres aérodynamiques de l'écoulement et géométriques des défauts aux ΔN résultants.

Marches montantes et descendantes

Les résultats expérimentaux de Crouch et al. [40] ont permis d'évaluer l'impact de marches montantes et descendantes sur le facteur N dans des conditions à la fois de gradients de pression favorables et défavorables. La valeur des ΔN obtenue est alors exprimée linéairement en fonction de la hauteur adimensionnée de la marche :

$$\text{marche montante : } \Delta N = 1,6 \frac{h}{\delta_{1,d}}, \quad (2.12a)$$

$$\text{marche descendante : } \Delta N = 4,4 \frac{h}{\delta_{1,d}}. \quad (2.12b)$$

Ces corrélations sont représentées sur la Figure 2.10. Dans les deux cas, les résultats expérimentaux correspondant aux mesures présentant un gradient de pression adverse sont en meilleur accord avec la formule théorique du ΔN que les mesures avec gradient de pression favorables.

Pour une marche montante sur une plaque plane sans gradient de pression, Perraud et al. [116] proposent une relation plus complexe en fonction du nombre de Reynolds basé sur la hauteur du défaut Re_h et du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement Re_θ :

$$\Delta N = \begin{cases} 0, & \text{si } Re_h < 200, \\ 5 \times 10^{-4} Re_h - 0,1, & \text{si } 200 < Re_h < 700, \\ A \arctan(B(Re_\theta^2 - Re_{\theta_d}^2)) e^{C(Re_\theta^2 - Re_{\theta_d}^2)}, & \text{si } Re_h > 700 \text{ et } Re_\theta > Re_{\theta_d}, \end{cases} \quad (2.13)$$

avec Re_{θ_d} le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement à l'emplacement du défaut et A, B et C des coefficients pouvant être trouvés dans [116]. Pour des marches descendantes, ces mêmes auteurs ont soumis, à partir de données expérimentales subsoniques et transsoniques, une corrélation plus simple prenant en compte le signe du gradient de pression local et la hauteur du défaut à travers le nombre de Reynolds Re_h :

$$\Delta N = \begin{cases} 0,001 Re_h & \text{pour un faible gradient de pression positif,} \\ 0,0025 Re_h & \text{pour un gradient de pression nul,} \\ 0,004 Re_h & \text{pour un faible gradient de pression négatif.} \end{cases} \quad (2.14)$$

Wang et Gaster [164] proposent quant à eux des relations sous formes de courbes à partir de mesures expérimentales pour une marche montante et pour une marche descendante. Ces corrélations sont reproduites sur la Figure 2.10 et montrent bien une augmentation du ΔN avec la taille du défaut, correspondant donc à une avancée de la position de transition. À partir d'une méthode des moindres carrés, la corrélation obtenue pour la BFS s'écrit d'après Hildebrand et al. [72] :

$$\Delta N = \begin{cases} 0 & \text{si } h/\delta_{1,d} < 0,35, \\ 4 \frac{h}{\delta_{1,d}} - 1,4 & \text{si } h/\delta_{1,d} \geq 0,35. \end{cases} \quad (2.15)$$

Pour les marches descendantes, les études de Wang et Gaster [164] et Perraud et al. [116] montrent ainsi une avancée abrupte de la position de transition lorsque la dimension des marches devient critique ($h/\delta_{1,d} > 1,5$), tandis que Crouch et al. [40] observent plutôt un mouvement graduel du point de transition avec l'augmentation de la hauteur de marche.

Une corrélation a également été proposée par Hildebrand et al. [72] mais à partir de résultats numériques, en calculant le facteur N enveloppe pour différentes hauteurs de marches descendantes par une approche AHLNS :

$$\Delta N = \begin{cases} 2,47 \left(\frac{h}{\delta_{1,d}} \right)^2 + 0,62 \frac{h}{\delta_{1,d}}, & \text{si } h/\delta_{1,d} < 0,38, \\ 3 \frac{h}{\delta_{1,d}} - 0,55, & \text{si } h/\delta_{1,d} \geq 0,38. \end{cases} \quad (2.16)$$

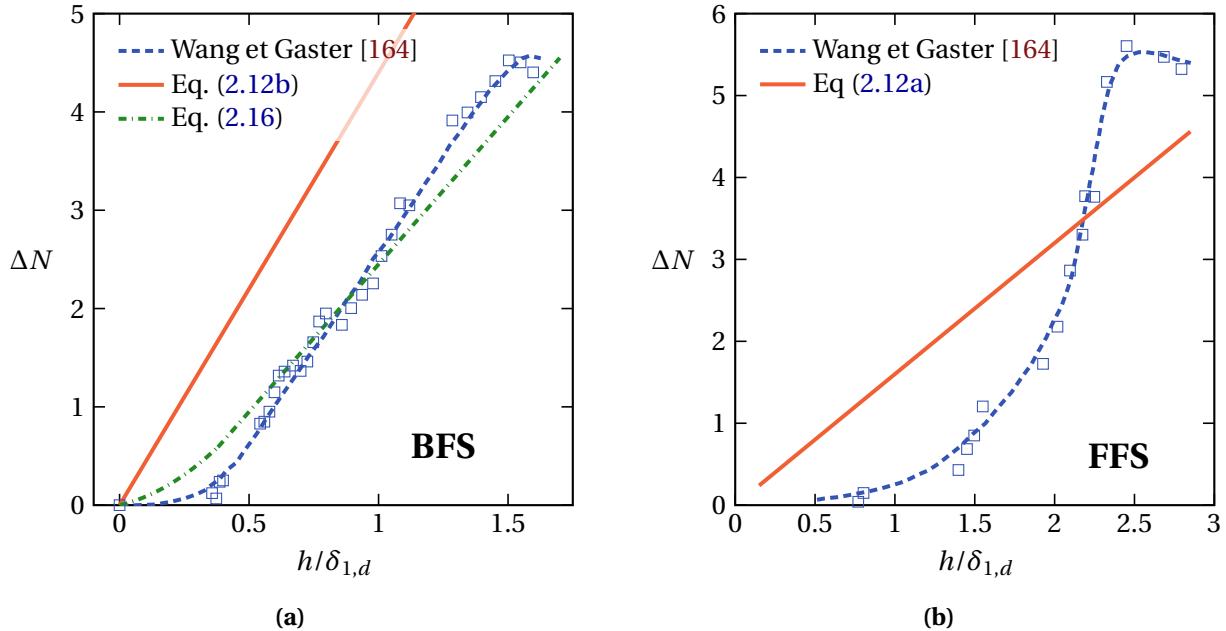


FIGURE 2.10 – Corrélations obtenues par Wang et Gaster [164] (- - -), Crouch et al. [40] (—) et Hildebrand et al. [72] (- · -) pour (a) une marche descendante et (b) une marche montante.

Cette relation, tracée sur la Figure 2.10, permet de prédire plus précisément le comportement asymptotique observé pour les faibles hauteurs de défaut, comme également constaté par Wang et Gaster [164].

Finalement, Bonaccorsi [22] a établi deux critères supplémentaires pour des rampes montantes et descendantes sans gradients de pression à partir de données expérimentales :

$$\text{rampe montante : } \Delta N = 8,5 \times 10^{-6} \frac{h}{b} Re_h Re_{\delta_{1,d}} - 0,4 \frac{h}{\delta_{1,d}}, \quad (2.17a)$$

$$\text{rampe descendante : } \Delta N = 14 \times 10^{-6} \frac{h}{b} Re_h Re_{\delta_{1,d}} + 0,4 \frac{h}{\delta_{1,d}}. \quad (2.17b)$$

Bosses et ondulations

Il existe assez peu de corrélations pour les bosses. L'une des rares présentes dans la littérature est issue des travaux de thèse de Bonaccorsi [22] et s'applique à des bosses de forme triangulaire ou sinusoïdale en présence d'un gradient de pression :

$$\Delta N = C \frac{h}{b} Re_h Re_{\delta_{1,d}} \left(1,4 - 150 \operatorname{signe} \left(\frac{dU_e}{dx} \right) |\Lambda_2|^{1,6} \right), \quad (2.18)$$

avec

$$C = \begin{cases} 31,4 \times 10^{-6} & \text{pour une forme triangulaire,} \\ 35,7 \times 10^{-6} & \text{pour une forme sinusoïdale,} \end{cases}$$

et Λ_2 le paramètre de Pohlhausen prenant en compte le gradient de pression et défini comme

$$\Lambda_2 = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_e}{dx}. \quad (2.19)$$

Notons que la somme des deux corrélations (2.17) définies pour les rampes montantes et descendantes permet de retrouver la relation correspondant à la bosse de forme triangulaire.

Pour des ondulations de surface de longueur d'onde b , Wie et Malik [166] ont défini à partir de simulations numériques une corrélation sous la forme :

$$\Delta N = 0,14 \frac{nh^2 Re_u}{4b}, \quad (2.20)$$

où n est le nombre d'ondulations et h leur amplitude complète. Cette relation fait notamment ressortir que des déformations successives auront un effet cumulatif sur le ΔN .

Rainures

Une rainure peut amplifier en son sein une gamme de fréquences plus large que les fréquences généralement instables pour une couche limite sur plaque plane. Cependant, en dehors de la cavité, des phénomènes proches de ceux observés pour une marche sont constatés. Afin de prendre en compte cela, Perraud et al. [116] proposent un modèle prédisant un ΔN_{far} représentant l'amplification des ondes TS déjà présentes dans l'écoulement, et un N_{peak} correspondant aux nouvelles instabilités générées localement dans la rainure :

$$\Delta N_{far} = 0,0086 \left(\frac{Re_b}{Re_{\theta_d}} \right) + 0,000035 Re_b - 0,0025 Re_{\theta_d} + 2.244, \quad (2.21a)$$

$$N_{peak} = 0,0001 \left(\frac{Re_b}{Re_{\theta_d}} \right) + 0,000209 Re_b - 0,00793 Re_{\theta_d} + 4.97. \quad (2.21b)$$

D'autre part, une corrélation a également été établie par Crouch et al. [44] pour modéliser l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting par une rainure selon son rapport d'aspect :

$$\Delta N = \begin{cases} 4,4 \frac{h}{\delta_{1,d}}, & \text{si } h/b < 0,028, \\ 0,122 \frac{b}{\delta_{1,d}}, & \text{si } h/b > 0,028. \end{cases} \quad (2.22)$$

Les auteurs soulignent qu'une rainure agirait comme une simple marche descendante lorsque son rapport d'aspect est faible, tandis que dans la limite d'une cavité profonde, les effets du défaut se feraient plutôt ressentir à travers sa largeur. Afin de capturer ce comportement, un second modèle unique a alors été proposé :

$$\Delta N = 0,122 \frac{b}{\delta_{1,d}} \tanh \left(36 \frac{h}{b} \right). \quad (2.23)$$

Notons que dans le cas d'un défaut de type rainure asymétrique, c'est-à-dire lorsque la hauteur de la seconde arête est plus grande que celle de la première (voir Figure 2.4 avec $h_2 > h_1$), Zahn et Rist [172]

ont montré numériquement une diminution du ΔN de $\Delta N \approx -1$ par rapport à une marche montante de même hauteur que la seconde arête. Cette diminution du facteur N serait due à l'interférence destructrice entre les ondes TS présentes dans la couche limite et les ondes générées dans la rainure. Dans leur étude, cela aboutirait à une réduction du nombre de Reynolds de transition de $Re_{tr,\Delta N} = 0,55 \times 10^6$ et à un décalage de la position de transition d'environ 40 mm.

Bilan

Les technologies NLF et HLFC sont parmi les moyens existants pour retarder la transition à la turbulence sur une aile d'avion. Ces dernières consistent notamment en l'adaptation du gradient de pression généré par l'aérodynamique de l'aile afin d'amortir la croissance des instabilités dans la couche limite. Cela permet de réduire fortement la traînée de frottement des appareils en retardant le point de transition. Néanmoins, la difficulté réside dans l'extrême sensibilité du phénomène de transition à la qualité de la paroi.

La présence d'imperfections sur la surface de l'aile, telles que des marches montantes, descendantes, des rainures ou des bosses, peut augmenter l'amplitude initiale des perturbations en augmentant la réceptivité et accroître le taux d'amplification, voire amener la transition à se déclencher à l'emplacement des défauts si ceux-ci sont de tailles trop importantes. Cette déstabilisation intervient de manière différente selon le type de défaut considéré mais est très souvent reliée à l'apparition de zones de recirculation dans leur entourage.

Diverses méthodes existent pour prédire la position de transition en présence d'un défaut de surface et évaluer sa criticité. Des critères empiriques utilisant le nombre de Reynolds basé sur la hauteur ou la largeur des imperfections ont été utilisés dans un premier temps. L'approche du ΔN a ensuite été proposée et se base sur la méthode du e^N . Le principe est d'augmenter artificiellement le facteur N d'une configuration sans défauts de surface d'une valeur ΔN en fonction des caractéristiques du défaut considéré.

La littérature compte de nombreuses corrélations pour évaluer le ΔN . Cela n'est pas forcément avantageux car il existe près d'une corrélation par auteur et par type de défaut, ce qui rend ce critère loin d'être généralisable. De plus, certains paramètres ne sont souvent pas pris en compte comme l'influence d'un gradient de pression ou la compressibilité de l'écoulement.

PARTIE II

HLNS POUR LES DÉFAUTS DE SURFACE

C'est parfait, sauf que ce n'est pas la bonne valeur.

– VICTOR LAFFONT

CHAPITRE 3

Développement et validation d'un code de stabilité incompressible 2D

AFIN d'étudier l'influence de divers types de défauts de surface sur la stabilité d'une couche limite, le code de stabilité PIMS2D est développé. Cet outil numérique se base sur le solveur éléments finis FREEFEM++ pour résoudre à la fois l'écoulement de base et les équations de Navier-Stokes linéarisées. La formulation mathématique du problème sera détaillée dans un premier temps, avant de décrire dans une deuxième partie le fonctionnement du code et les méthodes de résolution numérique implémentées. Le code PIMS2D sera finalement validé en étudiant à la fois une couche limite de Blasius sans défaut de surface, ainsi que la stabilité d'une couche limite en présence d'une marche descendante issue de la littérature.

Sommaire

3.1	Formulation forte du problème	56
3.1.1	Configuration d'un défaut de surface générique	57
3.1.2	Écoulement de base	58
3.1.3	Équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques	58
3.2	Résolution numérique	60
3.2.1	FreeFem++	60
3.2.2	Maillage	60
3.2.3	Formulations faibles	61
3.2.4	Discrétisation du problème	63
3.2.5	Méthode de Newton	64
3.2.6	Stratégies de résolution numérique	66
3.2.7	Génération d'un gradient de pression	66
3.3	Validation du code PIMS2D	68
3.3.1	Écoulement de base	68
3.3.2	Étude de stabilité	70

Le code PIMS2D (Prévision de stabilité des IMperfections de Surface 2D) a été développé durant cette thèse pour étudier numériquement les effets de défauts de surface bidimensionnels sur le développement des ondes de Tollmien-Schlichting à travers les méthodes du e^N et du ΔN . L'objectif d'un tel outil est double : être à la fois capable de mailler n'importe quelle géométrie d'imperfections de surface et permettre une utilisation quasi-automatique dans l'optique d'être utilisé pour générer une base de données. Les codes de stabilité déjà existants à l'ONERA sont principalement basés sur la théorie de stabilité locale ou la méthode des PSE, toutes deux recourant à une méthode de tir et utilisant une méthode de colocation spectrale. Bien que suffisants pour traiter des écoulements de couches limites dans des configurations lisses, ces outils sont en revanche inadaptés à des configurations avec défauts de surface, pour lesquelles l'hypothèse d'écoulement faiblement non parallèle n'est plus respectée.

Pour combler ces lacunes, PIMS2D a été conçu en se basant sur des scripts FREEFEM++ utilisant la méthode des éléments finis. La génération des maillages se fait de manière automatique à partir du type de défaut étudié et de ses paramètres géométriques, et son utilisation ne requiert aucune ressource humaine une fois exécuté. La première partie de ce chapitre aura pour but de présenter à la fois la configuration des défauts de surface étudiés et les équations régissant le problème, tandis que les méthodes de résolution numérique seront exposées dans un second temps. Enfin, le code sera validé en étudiant la stabilité d'une couche limite de Blasius sur une plaque plane et au dessus d'une marche descendante.

3.1 Formulation forte du problème

Le problème étudié est un écoulement de couche limite incompressible bidimensionnelle se déve- loppant au dessus d'une plaque plane sur laquelle est placé un défaut de surface. Un tel écoulement est régi par les équations de Navier-Stokes bidimensionnelles incompressibles forcées, de vecteur d'état $\mathbf{q} = (\mathbf{u}, p)^\top$:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.1a)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = \nabla \cdot \bar{\bar{\Sigma}} + \epsilon \mathbf{f}', \quad \epsilon \ll 1, \quad (3.1b)$$

où $\nabla \cdot$ correspond à l'opérateur divergence et ∇ à l'opérateur gradient. $\bar{\bar{\Sigma}}$ représente le tenseur des contraintes, défini pour un fluide newtonien incompressible comme

$$\bar{\bar{\Sigma}} = -p \bar{\bar{I}} + 2\mu \bar{\bar{D}}(\mathbf{u}) = -p \bar{\bar{I}} + \mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla^\top \mathbf{u}), \quad (3.2a)$$

où $\bar{\bar{I}}$ est le tenseur identité et $\bar{\bar{D}}(\mathbf{u})$ le tenseur des déformations. Le forçage volumique infinitésimal \mathbf{f}' introduit dans l'équation de quantité de mouvement (3.1b) agit comme un terme source modélisant la présence d'un bruit dans la couche limite et modifie ainsi sa réceptivité. Cette méthode est souvent employée dans la littérature pour modéliser un forçage harmonique sous la forme d'un soufflage/aspiration [31, 141]. Cela introduit alors une composante de vitesse normale dans l'écoulement, permettant de mieux générer des ondes TS comme montré par Chauvat [31].

Un défaut de surface est placé dans l'écoulement à une abscisse x_d . La stabilité de la couche limite se développant autour est calculée par une approche HLNS. L'écoulement est ainsi décomposé en un

champ de base stationnaire non affecté par le forçage volumique, de vecteur d'état $\mathbf{Q}(x, y) = (\mathbf{U}, P)^\top$, sur lequel se superposent des perturbations infinitésimales de vecteur d'état $\mathbf{q}'(x, y, t) = (\mathbf{u}', p')^\top$. Les sections suivantes seront consacrées à la description du défaut de surface générique qui sera utilisé durant ces travaux, ainsi qu'à la présentation de la formulation forte des équations régissant l'écoulement de base et la dynamique des perturbations.

3.1.1 Configuration d'un défaut de surface générique

Plusieurs catégories de défauts sont considérées : des marches montantes, descendantes, des rainures ou des bosses, comme schématisées sur la Figure 2.4. Afin de pouvoir prendre en compte cette multitude de géométries différentes, un défaut générique est considéré ici et est représenté sur la Figure 3.1.

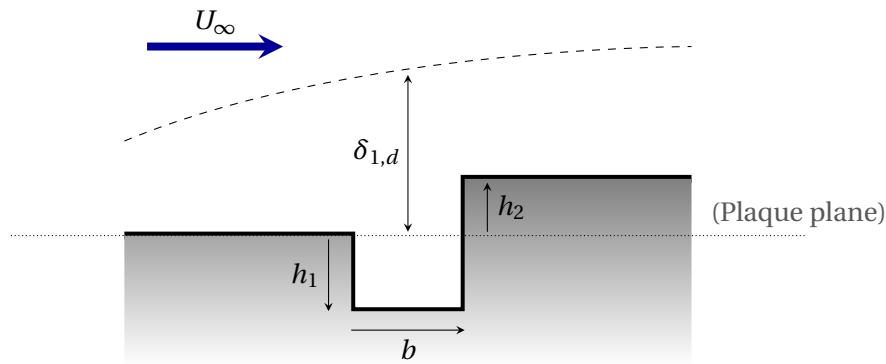


FIGURE 3.1 – Paramétrisation d'un défaut de surface générique.

Les paramètres géométriques permettant de caractériser ce défaut générique sont ses deux hauteurs h_1 et h_2 , et sa largeur b . Chaque type de défaut est ainsi défini par les gammes de paramètres répertoriées dans le Tableau 3.1. La position x_d du défaut dans l'écoulement est quant à elle déterminée à travers l'épaisseur de déplacement d'une couche limite de Blasius à l'emplacement du défaut $\delta_{1,d}$:

$$\delta_{1,d} = 1,7208 \sqrt{\frac{v x_d}{U_\infty}}. \quad (3.3)$$

Ce jeu de quatre paramètres $(h_1, h_2, b, \delta_{1,d})$ a pour objectif de pouvoir représenter à lui seul un grand nombre de défauts de surface dans l'optique de développer un modèle unique de ΔN .

TABLEAU 3.1 – Caractérisation des diverses catégories de défauts de surface.

Défauts	Hauteur(s)	Largeur
Marche montante	$h_1 > 0$	$b = 0$
Marche descendante	$h_1 < 0$	$b = 0$
Bosse	$h_1 > 0, h_2 \neq h_1$	$b > 0$
Rainure	$h_1 < 0, h_2 \neq h_1$	$b > 0$

Dans la suite de ce manuscrit, les dimensions géométriques (h_1, h_2, b) seront rendues adimensionnées par l'épaisseur de déplacement $\delta_{1,d}$ et seront notées h_1^*, h_2^*, b^* .

3.1.2 Écoulement de base

La configuration de l'écoulement de base est schématisée sur la Figure 3.2. Le domaine de calcul s'étend dans la direction longitudinale x d'une abscisse correspondant à $Re_{\delta_{1,in}} = 350$ jusqu'à une abscisse correspondant à $Re_{\delta_{1,out}} = Re_{\delta_{1,d}} + 1000$. Dans la direction normale y , la hauteur du domaine vaut $y_{BF,out} = 30 \delta_{1,out}$. L'étude de convergence en maillage pour déterminer la hauteur du domaine de calcul de l'écoulement de base est détaillée dans l'Annexe B.1.1. En entrée de domaine Γ_{in} , un profil de couche limite de Blasius d'épaisseur de déplacement $\delta_{1,in}$ et de vitesse extérieure U_∞ est imposé. Ce profil auto-similaire est obtenu en résolvant l'équation de Blasius (A.6) par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. À la paroi Γ_{wall} , une condition d'adhérence est imposée tandis qu'en sortie de domaine Γ_{out} , une condition de contrainte nulle (*i.e.* de sortie libre) est prescrite. L'écoulement de base est ainsi régi par les équations de Navier-Stokes stationnaires incompressibles bidimensionnelles

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (3.4a)$$

$$(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{U}, \quad (3.4b)$$

couplées aux conditions limites suivantes :

$$\text{sur } \Gamma_{in} : \quad \mathbf{U} = \mathbf{U}_{\text{Blasius}}, \quad (3.5a)$$

$$\text{sur } \Gamma_{wall} : \quad \mathbf{U} = \mathbf{0}, \quad (3.5b)$$

$$\text{sur } \Gamma_{out} : \quad \bar{\Sigma} \cdot \mathbf{n} = (-P \bar{I} + \nu \Delta \mathbf{U}) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}, \quad (3.5c)$$

où \mathbf{n} est la normale unitaire sortante.

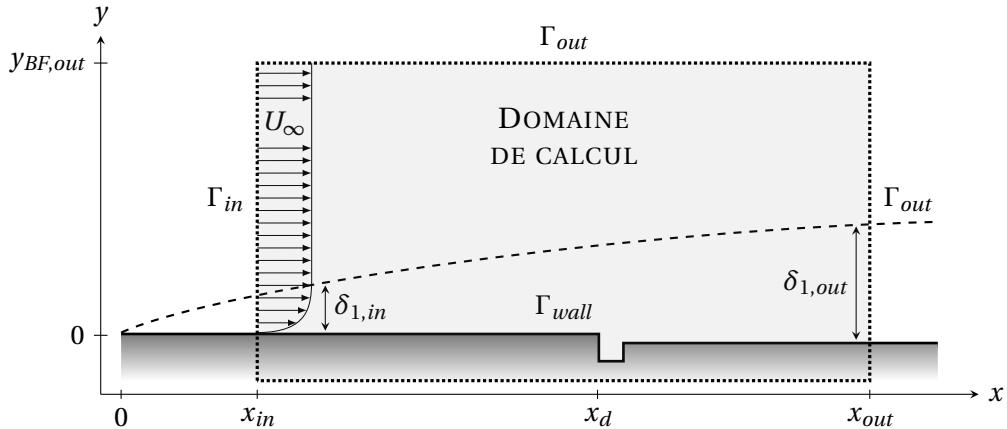


FIGURE 3.2 – Schéma du domaine de calcul de l'écoulement de base $\mathbf{Q}(x, y)$.

3.1.3 Équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques

Afin d'étudier la dynamique linéaire des perturbations décrivant la réponse de la couche limite au forçage volumique introduit dans les équations de quantité de mouvement, une étude de stabilité basée sur une approche HLNS est mise en place. Le domaine de calcul pour les perturbations est schématisé sur la Figure 3.3 et est similaire à celui de l'écoulement de base mais avec une hauteur réduite pour limiter le nombre de mailles et réduire les temps de calcul. Ainsi, dans la direction normale, la hauteur du domaine

vaut $y_{HLNS,out} = 15\delta_{1,out}$. L'étude de convergence en maillage pour déterminer la hauteur du domaine de calcul des perturbations est détaillée dans l'Annexe B.1.2. Les conditions limites en entrée de domaine Γ_{in} et à la paroi Γ_{wall} se résument en une condition de vitesse nulle, tandis qu'une condition de contrainte nulle est imposée en sortie de domaine Γ_{out} .

Le forçage volumique est uniquement prescrit sur une infime partie du domaine de calcul et a une distribution spatiale $\hat{\mathbf{f}}$ nulle selon x : $\hat{\mathbf{f}} = (\hat{f}_x, \hat{f}_y)^\top = (0, 10^{-5})^\top$. Il s'étend dans la direction longitudinale d'une abscisse x_f à une abscisse $(x_f + 0,002)$, et dans la direction normale sur toute la hauteur $\delta_{1,in}$. L'abscisse x_f est choisie comme l'abscisse du point critique délimitant le domaine instable d'une couche limite de Blasius, c'est-à-dire à laquelle $Re_{\delta_1} = 520$. La détermination de la position et de l'amplitude optimale du forçage est détaillée dans l'Annexe B.2.1.

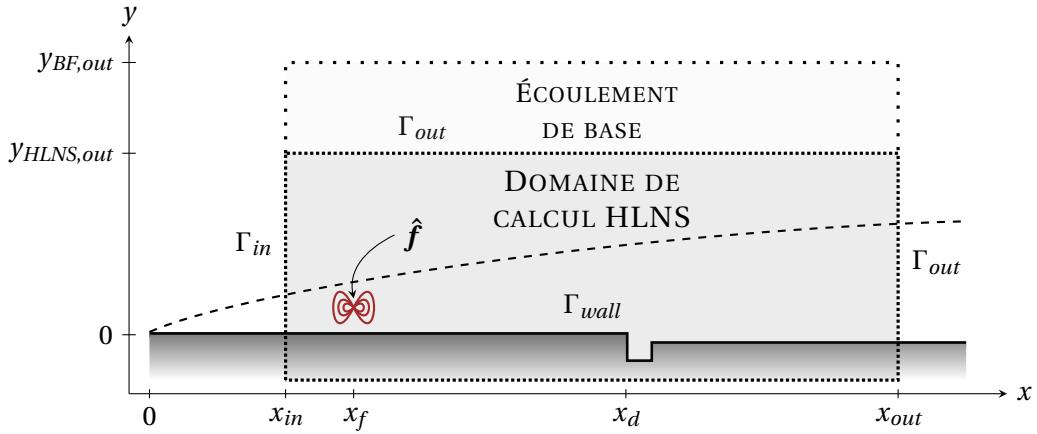


FIGURE 3.3 – Schéma du domaine de calcul des perturbations $\hat{\mathbf{q}}(x, y)$.

Comme pour toute étude de stabilité linéaire, les champs de vitesses et de pression sont recherchés sous la forme

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \epsilon \mathbf{u}', \quad p = P + \epsilon p'. \quad (3.6)$$

Les équations de Navier-Stokes forcées sont ainsi linéarisées autour de l'écoulement de base en introduisant la décomposition (3.6) dans les équations (3.1) :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0, \quad (3.7a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla p' + \nu \Delta \mathbf{u}' + \mathbf{f}'. \quad (3.7b)$$

Afin d'obtenir une solution en forme d'onde, les perturbations de vitesses et de pression ainsi que le terme de forçage sont recherchés sous forme harmonique :

$$\mathbf{u}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{u}}(x, y) e^{-i\omega t}, \quad p'(x, y, t) = \hat{p}(x, y) e^{-i\omega t}, \quad \mathbf{f}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{f}}(x, y) e^{-i\omega t}. \quad (3.8)$$

En introduisant cette décomposition dans le système (3.7), la structure spatiale des perturbations est finalement régie par les équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0, \quad (3.9a)$$

$$-i\omega \hat{\mathbf{u}} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} + \nu \Delta \hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{f}}, \quad (3.9b)$$

et vérifie les conditions limites suivantes :

$$\text{sur } \Gamma_{in} \cup \Gamma_{wall} : \quad \hat{\mathbf{u}} = \mathbf{0}, \quad (3.10a)$$

$$\text{sur } \Gamma_{out} : \quad \bar{\bar{\Sigma}} \cdot \mathbf{n} = (-\hat{p} \bar{\bar{I}} + \nu \Delta \hat{\mathbf{u}}) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}. \quad (3.10b)$$

3.2 Résolution numérique

Une fois obtenue, les équations de l'écoulement de base et des perturbations sont discrétisées par une méthode aux éléments finis en utilisant le logiciel open-source FREEFEM++. Ce logiciel sera brièvement décrit dans cette section, ainsi que la procédure numérique utilisée notamment pour la génération des maillages, la discréttisation des équations et leur résolution.

3.2.1 FreeFem++

La résolution numérique à la fois de l'écoulement de base et du problème de stabilité est effectuée en utilisant le logiciel libre FREEFEM++ [70], développé à l'INRIA et basé sur une syntaxe C++. Cette bibliothèque permet notamment de résoudre des problèmes 2D ou 3D, linéaires ou non-linéaires, elliptiques, hyperboliques ou paraboliques, par la méthode des éléments finis.

En effet, si les méthodes de collocation spectrale sont des méthodes d'ordres élevés très robustes et largement utilisées dans la littérature pour les études de stabilité (voir par exemple [6, 54]), elles peuvent se révéler inadaptées pour des configurations d'écoulements complexes. Au contraire, FREEFEM++ permet une certaine souplesse en terme de maillage et son utilisation sera donc privilégiée. De plus, la définition des problèmes sous FREEFEM++ se base sur leur formulation variationnelle, ce qui permet dans la majorité des cas un traitement des conditions limites simplifié.

3.2.2 Maillage

La triangulation \mathcal{T}_h du domaine de calcul est générée de manière automatique par FREEFEM++ grâce à la librairie BAMG (Bidimensional Anisotropic Mesh Generator) [69] par un algorithme de Delaunay-Voronoi [46]. Cette triangulation est composée de n_t triangles et de n_{dof} degrés de liberté. Le raffinement de la triangulation est déterminé en imposant le nombre de mailles par unité de longueur (n_1 , n_2 et n_3 sur la Figure 3.4) sur chaque frontière Γ du domaine de calcul Ω .

Écoulement de base Le maillage initial de l'écoulement de base est schématisé sur la Figure 3.4 (non à l'échelle). Il est décomposé en trois régions de hauteurs distinctes (H_1 , H_2 et $y_{BF,out}$), chacune comportant une densité de mailles différente, représentées sur la figure par différents niveaux de gris. Les caractéristiques de ce maillage initial sont détaillées dans le Tableau 3.2. La première zone de hauteur H_1 comporte un nombre de mailles par unité de longueur suffisamment élevé pour pouvoir capter la couche limite se développant sur la surface. Le maillage est ensuite progressivement rendu plus grossier dans la direction normale à la paroi, dans les zones où l'écoulement ne présente plus de fortes variations de vitesses. Ce maillage initial est uniquement utilisé lors des premières itérations de l'algorithme de Newton

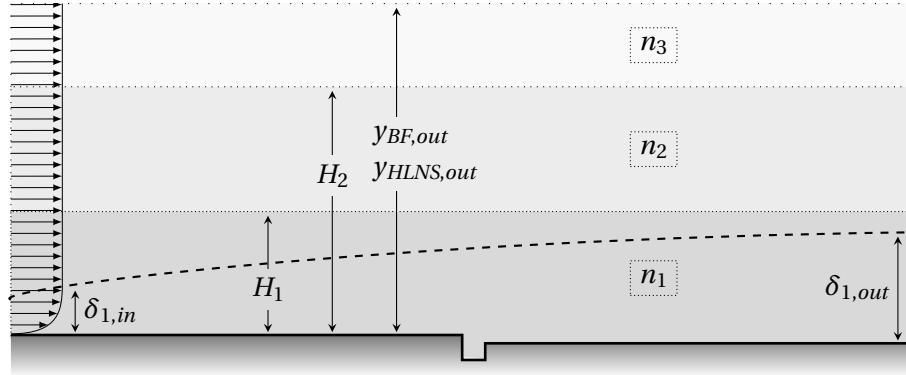


FIGURE 3.4 – Schématisation des zones de maillage (non à l'échelle). Les régions sont d'autant plus sombres que le maillage est raffiné.

(voir section 3.2.5). En effet, afin de décrire parfaitement la dynamique de l'écoulement, le maillage est adapté automatiquement à la solution de l'itération précédente lorsque $Re_{\delta_{1,d}} > 100$, puis une dernière fois après l'itération finale, grâce à la fonction `adaptmesh` de FREEFEM++ [69]. Cette adaptation de maillage est basée sur la matrice hessienne de la solution et présente l'avantage de n'avoir pas à faire *a priori* de considérations trop détaillées pour la génération du maillage initial. Lors de l'adaptation, la triangulation devient alors très grossière dans les zones sans gradient de l'écoulement tandis qu'un raffinement est effectué dans les zones d'intérêt.

Navier-Stokes linéarisées Le maillage utilisé pour la résolution des équations HLNS est similaire à celui de l'écoulement de base, à ceci-près qu'il ne comporte que deux zones de raffinement, de hauteurs H_1 et $y_{HLNS,out}$, et donc uniquement deux densités de mailles différentes n_1 et n_2 . Les caractéristiques de ce maillage sont également répertoriées dans le Tableau 3.2. Le maillage n'est ici pas adapté à la solution calculée pour économiser du temps de calcul et de la mémoire dans l'optique d'une génération la plus économique et efficace possible d'une base de données. Le domaine de calcul doit donc être suffisamment maillé sur une certaine hauteur pour un calcul fiable des perturbations. Comme évoqué dans la section 3.1.3, le calcul des perturbations se fait sur un domaine de calcul plus restreint que celui du champ de base. Une fois calculé, l'écoulement de base est ainsi interpolé sur le maillage du calcul HLNS grâce à la fonction `interpolate` de FREEFEM++.

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques des maillages de l'écoulement de base initial et du calcul HLNS.

	H_1	H_2	y_{out}	n_1	n_2	n_3
Écoulement de base (initial)	$3\delta_{1,out}$	$10\delta_{1,out}$	$30\delta_{1,out}$	$2/\delta_{1,in}$	$0.15/\delta_{1,in}$	$0.05/\delta_{1,in}$
Calcul HLNS	$4\delta_{1,out}$	–	$12\delta_{1,out}$	$4/\delta_{1,in}$	$0.2/\delta_{1,in}$	–

3.2.3 Formulations faibles

Une fois les maillages générés, toutes les équations sont résolues par la méthode des éléments finis. Le problème doit en conséquence être exprimé sous forme faible (ou variationnelle) afin de rechercher une solution dans un espace de régularité plus faible. Cette notion est précisée dans la Définition 3.1.

Définition 3.1 — Formulation faible

Étant donné un opérateur différentiel \mathcal{R} et une fonction f définie sur un ouvert Ω . La formulation forte du problème consiste à trouver u définie sur Ω vérifiant

$$\mathcal{R}(u) = f.$$

Une solution u est alors naturellement solution de la formulation faible, consistant à trouver u définie sur Ω et vérifiant

$$\int_{\Omega} \mathcal{R}(u) v = \int_{\Omega} f v$$

pour toute fonction v définie sur Ω .

L'idée pour obtenir la formulation faible du problème est de multiplier formellement les équations par des fonctions test régulières, d'intégrer sur le domaine Ω et enfin d'intégrer par parties.

Écoulement de base

Soient les espaces de Sobolev $H_0^1(\Omega)^2$ et $L^2(\Omega)$. La formulation faible des équations (3.4) régissant la dynamique de l'écoulement de base est obtenue en multipliant l'équation de continuité (3.4a) par une fonction test $\tilde{q} \in L^2(\Omega)$ et l'équation de quantité de mouvement (3.4b) par une fonction test $\tilde{\mathbf{v}} \in H_0^1(\Omega)^2$ s'annulant sur les frontières Γ , puis en intégrant sur le domaine Ω .

La formulation faible de l'équation de continuité (3.4a) s'écrit ainsi sous la forme

$$\int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{U} \cdot \tilde{q} \, d\Omega = 0. \quad (3.11)$$

De la même manière, la formulation faible de l'équation de quantité de mouvement (3.4b) s'écrit

$$\int_{\Omega} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \frac{1}{\rho} \int_{\Omega} \nabla P \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \nu \int_{\Omega} \Delta \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega = 0. \quad (3.12)$$

En intégrant par parties les termes faisant intervenir le gradient de pression et le laplacien de vitesse, et en utilisant le théorème de Green, ces derniers se réécrivent respectivement sous la forme

$$\int_{\Omega} \nabla P \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega = - \int_{\Omega} P \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \int_{\Gamma} P \bar{I} \cdot \mathbf{n} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma, \quad (3.13a)$$

$$\int_{\Omega} \Delta \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega = - \int_{\Omega} \nabla \mathbf{U} : \nabla \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \int_{\Gamma} \nabla \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma, \quad (3.13b)$$

où : est le produit tensoriel. Finalement, en tenant compte de ces intégrations successives, la forme faible de l'équation de quantité de mouvement s'écrit

$$\int_{\Omega} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \frac{1}{\rho} \int_{\Omega} P \cdot \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \nu \int_{\Omega} \nabla \mathbf{U} : \nabla \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \underbrace{\int_{\Gamma} \left(-\frac{P}{\rho} \bar{I} + \nu \nabla \mathbf{U} \right) \cdot \mathbf{n} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma}_{(*)} = 0. \quad (3.14)$$

Traitement des conditions limites de Neumann La condition limite de contrainte nulle $\bar{\bar{\Sigma}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}$ est imposée par l'intégrale de la contrainte (*) dans l'équation (3.14) sur la frontière Γ_{out} .

Traitement des conditions limites de Dirichlet Les conditions de vitesse nulle sur Γ_{wall} et d'un profil de Blasius sur Γ_{in} sont prescrites par une méthode de pénalisation, c'est-à-dire en forçant la valeur d'un degré de liberté des équations par une pondération élevée. Ainsi, il faut rajouter dans la formulation variationnelle du problème les termes

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} \int_{\Gamma_{in}} (\mathbf{U} - \mathbf{U}_{\text{Blasius}}) \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma_{in} \quad \text{et} \\ \frac{1}{\varepsilon} \int_{\Gamma_{wall}} \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma_{wall}, \end{aligned}$$

où ε vaut par défaut 10^{-30} dans FREEFEM++. De plus, comme la fonction test $\tilde{\mathbf{v}}$ s'annule sur les bords du domaine où la solution est imposée, l'intégrale de la contrainte (*) dans l'équation (3.14) vaut également zéro sur les frontières $\Gamma_{in} \cup \Gamma_{wall}$.

Finalement, en regroupant les équations (3.11) et (3.14) et en tenant compte des conditions limites précédentes, la formulation variationnelle des équations de Navier-Stokes stationnaires gouvernant l'écoulement de base s'écrit sous la forme

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{U} \cdot \tilde{q} \, d\Omega + \int_{\Omega} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \frac{1}{\rho} \int_{\Omega} P \cdot \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \nu \int_{\Omega} \nabla \mathbf{U} : \nabla \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega \\ + \frac{1}{\varepsilon} \left(\int_{\Gamma_{in}} (\mathbf{U} - \mathbf{U}_{\text{Blasius}}) \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma_{in} + \int_{\Gamma_{wall}} \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma_{wall} \right) = 0. \quad (3.15) \end{aligned}$$

Navier-Stokes linéarisées

La formulation faible des équations (3.9) régissant la dynamique des perturbations s'obtient de manière similaire à celle de l'écoulement de base. En notant $\tilde{q} \in L^2(\Omega)$ et $\tilde{\mathbf{v}} \in H_0^1(\Omega)^2$ les deux fonctions test, la formulation variationnelle s'écrit tout calculs faits :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} \cdot \tilde{q} \, d\Omega - i\omega \int_{\Omega} \hat{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \int_{\Omega} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \int_{\Omega} (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \frac{1}{\rho} \int_{\Omega} \hat{P} \cdot \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega \\ + \nu \int_{\Omega} \nabla \hat{\mathbf{u}} : \nabla \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \frac{1}{\varepsilon} \int_{\Gamma_{wall}} \hat{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Gamma_{wall} = \int_{\Omega} \hat{\mathbf{f}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega. \quad (3.16) \end{aligned}$$

3.2.4 Discrétisation du problème

Une fois la formulation variationnelle du problème définie, les équations continues doivent être discrétisées pour aboutir à un système matriciel. L'idée de la méthode des éléments finis est alors d'approcher les espaces fonctionnels L^2 et H_0^1 par des espaces de dimensions finies.

Approximation discrète

Les champs de vitesses et de pression continus sont projetés sur des fonctions polynomiales, dites *fonctions de forme*, qui valent 1 sur un noeud du domaine et 0 sur les autres. La projection des solutions sur

les fonctions de forme se fera par la méthode de Galerkine, c'est-à-dire en utilisant les mêmes fonctions de projection pour les fonctions tests que pour les fonctions de forme. Les approximations discrètes de vitesses et de pression, respectivement notées \mathbf{u}_h et p_h , s'expriment alors telles que

$$\mathbf{u}_h(x, y) \simeq \sum_{k=1}^{N_1} \mathbf{u}_k \tilde{\mathbf{v}}_k(x, y), \quad (3.17a)$$

$$p_h(x, y) \simeq \sum_{k=1}^{N_2} p_k \tilde{q}_k(x, y), \quad (3.17b)$$

où \mathbf{u}_k et p_k sont les valeurs de \mathbf{u} et p au noeud k , et N_1 et N_2 sont respectivement les dimensions des sous-espaces fonctionnels discrets auxquels appartiennent la vitesse et la pression.

Choix des éléments finis

Les sous-espaces fonctionnels sur lesquels vont être discrétisés les champs de vitesses et de pression doivent respecter la condition de compatibilité de Ladyzhenskaya-Babuska-Brezzi [21] (ou condition *inf-sup*) pour assurer l'existence et l'unicité des solutions. Cette condition stipule que les champs discrets \mathbf{u}_h et p_h doivent appartenir à des espaces définis par des éléments polynomiaux dont le rapport entre les degrés de liberté doit être $(\mathcal{P}_{k+2}/\mathcal{P}_k)$. Cependant, les éléments de Taylor-Hood $(\mathcal{P}_k/\mathcal{P}_{k-1})$, avec $k > 1$, permettent d'échapper à cette restriction. Les éléments finis de Lagrange $(\mathcal{P}_2/\mathcal{P}_1)$ sont alors utilisés ici pour discrétiser respectivement les champs de vitesses et de pression. Ces éléments sont représentés sur la Figure 3.5. Ainsi, sur un triangle, la vitesse est représentée par six degrés de liberté et est projetée sur des fonctions de forme quadratiques, tandis que la pression est représentée par trois degrés de liberté et est projetée sur des fonctions de forme linéaires. Les fonctions de forme ϕ des espaces \mathcal{P}_1 et \mathcal{P}_2 sont respectivement définies sur un triangle $\mathcal{T}^k \in \mathcal{T}_h$ de sommets q^i par

$$\phi_i^{\mathcal{P}_1}(x, y) = a_i^k + b_i^k x + c_i^k y, \quad (3.18a)$$

$$\phi_i^{\mathcal{P}_2}(x, y) = a_i^k + b_i^k x + c_i^k y + d_i^k x^2 + e_i^k y^2 + f_i^k xy, \quad (3.18b)$$

avec $\phi_i(q^i) = 1$ et $\phi_i(q^j) = 0$ si $i \neq j$.



FIGURE 3.5 – Elements finis de Lagrange (a) \mathcal{P}_1 pour la pression et (b) \mathcal{P}_2 pour la vitesse.

3.2.5 Méthode de Newton

La présence du terme convectif non-linéaire $(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U}$ dans la formulation faible de l'écoulement de base (3.15) nécessite l'utilisation d'une méthode de Newton pour déterminer un point fixe de cette

équation de manière itérative. Considérons l'opérateur de Navier-Stokes $\mathcal{N}(\mathbf{u}, p)$ défini comme

$$\mathcal{N}(\mathbf{u}, p) = \begin{pmatrix} \nabla \cdot \mathbf{u} \\ (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} p - \nu \Delta \mathbf{u} \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Si l'on considère que l'on dispose d'une solution approchée de l'écoulement de base $\mathbf{Q}_0 = (\mathbf{U}_0, P_0)^\top$ telle que

$$\mathcal{N}(\mathbf{Q}_0) \neq 0,$$

alors la solution recherchée est la modification $\delta \mathbf{Q} = (\delta \mathbf{U}, \delta P)^\top$ à apporter à cette approximation pour obtenir le champ de base convergé vérifiant

$$\mathcal{N}(\mathbf{Q}_0 + \delta \mathbf{Q}) = 0.$$

La méthode de Newton consiste alors à résoudre le problème suivant :

$$\mathcal{L}(\mathbf{Q}_0) \delta \mathbf{Q} = -\mathcal{N}(\mathbf{Q}_0), \quad (3.20)$$

où $\mathcal{L}(\cdot) = \mathcal{N}'(\cdot)$ est la jacobienne de l'opérateur de Navier-Stokes. Ainsi, en introduisant la décomposition suivante

$$\begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_0 \\ P_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \delta \mathbf{U} \\ \delta P \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

dans la formulation variationnelle (3.15) et en linéarisant les équations obtenues, la forme faible des équations régissant l'écoulement de base (en omettant les conditions limites pour plus de clarté) s'écrit telle que

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \nabla \cdot \delta \mathbf{U} \cdot \tilde{q} \, d\Omega + \int_{\Omega} (\mathbf{U}_0 \cdot \nabla) \delta \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \int_{\Omega} (\delta \mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U}_0 \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \frac{1}{\rho} \int_{\Omega} \delta P \cdot \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \nu \int_{\Omega} \nabla \delta \mathbf{U} \cdot \nabla \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega \\ &= \int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{U}_0 \cdot \tilde{q} \, d\Omega + \int_{\Omega} (\mathbf{U}_0 \cdot \nabla) \mathbf{U}_0 \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega - \frac{1}{\rho} \int_{\Omega} P_0 \cdot \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega + \nu \int_{\Omega} \nabla \mathbf{U}_0 \cdot \nabla \tilde{\mathbf{v}} \, d\Omega. \end{aligned} \quad (3.22)$$

La résolution de la formulation faible (3.22) permet alors d'obtenir la correction $(\delta \mathbf{U}, \delta P)^\top$. En introduisant un critère de convergence $\epsilon = 10^{-12}$ dans la méthode de Newton, la démarche utilisée pour le calcul de l'écoulement de base est résumée par l'Algorithme 1.

Algorithme 1 : Algorithme de Newton

- 1 Choix d'une initialisation $\mathbf{Q}_0 = (\mathbf{U}_0, P_0)^\top$ et d'une tolérance $\epsilon = 10^{-12}$;
 - 2 **si** $\|\delta \mathbf{Q}\| > \epsilon$, **alors**
 - 3 Résolution du système (3.22);
 - 4 $\mathbf{Q}_0 = \mathbf{Q}_0 + \delta \mathbf{Q}$;
 - 5 **sinon**
 - 6 Retour à l'étape 1 en diminuant la viscosité ν et en prenant comme initialisation le nouveau \mathbf{Q}_0 ;
-

3.2.6 Stratégies de résolution numérique

L'étude de stabilité mise en place dans PIMS2D repose sur une certaine stratégie numérique pour être la plus efficace possible. La résolution de l'écoulement de base se doit d'être assez précise car le champ de perturbations qui sera calculé par dessus est fortement dépendant de sa qualité. De plus, l'utilisation d'une méthode de type e^N pour évaluer la transition requiert un certain post-traitement des calculs HLNS.

Écoulement de base

L'écoulement de base désiré est caractérisé par un certain $Re_{\delta_{1,d}}$ à l'emplacement du défaut. La résolution de l'écoulement de base par une méthode de Newton repose sur le solveur SNESolve de la librairie PETSc [14] (*Portable, Extensible Toolkit for Scientific Computation*). Le champ de base initial est un champ correspondant à $\mathbf{Q}_0 = (\mathbf{U}_{\text{Blasius}}, 0)^\top$ et l'équation (3.22) est dans un tout premier temps résolue pour $\nu = 1$. Lorsque la norme de la correction est inférieure à la tolérance $\|\delta \mathbf{Q}\| < 10^{-12}$, l'algorithme s'arrête et un champ de base convergé est obtenu pour la viscosité désirée correspondant au $Re_{\delta_{1,d}}$, comme illustré dans l'Algorithm 1. L'algorithme de Newton est alors répété en abaissant itérativement la viscosité et en prenant comme initialisation l'écoulement de base obtenu pour un nombre de Reynolds plus faible, jusqu'à atteindre le $Re_{\delta_{1,d}}$ désiré. De plus, lorsque $Re_{\delta_{1,d}} > 100$, le maillage est adapté à la solution dès que l'écoulement est convergé, ainsi que deux fois supplémentaires une fois la bonne viscosité atteinte.

Navier-Stokes linéarisées

Le système linéaire constitué des équations pour les perturbations est résolu grâce la librairie MUMPS [7] (*MUltifrontal Massively Parallel sparse direct Solver*), interfacée par PETSc, par une factorisation LU. Les équations HLNS sont alors résolues pour autant de fréquences réduites F (ou de pulsations ω) que désirées pour obtenir en post-traitement une courbe enveloppe de facteurs N . Les fréquences considérées se situent dans la gamme $F \in [25, 160]$ et délimitent la zone instable d'une couche limite de Blasius, comme illustré sur la Figure 3.6. Plus précisément, même s'il existe des modes instables de plus faibles et de plus hautes fréquences, cette région contient l'essentiel des fréquences instables pouvant subir une amplification suffisante pour déclencher la transition. Pour chaque fréquence calculée, une courbe d'amplification est obtenue en prenant la norme *max* de la vitesse longitudinale, telle que

$$A(x) = \max_y |\hat{u}(x, y)|. \quad (3.23)$$

En normalisant cette amplitude par $A(x_{crit})$, où x_{crit} est l'abscisse à partir de laquelle les perturbations commencent à s'amplifier, et en prenant le logarithme de cette amplitude normalisée, nous nous rapprochons finalement à une méthode de type e^N telle que détaillée dans la section 1.3.5 :

$$N_F(x) = \ln \left[\frac{A(x, F)}{A(x_{crit}, F)} \right], \quad N(x) = \max_F [N_F(x)]. \quad (3.24)$$

3.2.7 Génération d'un gradient de pression

Le calcul de la stabilité d'une couche limite, avec ou sans défaut de surface, sur une plaque plane n'est pas forcément représentatif de la réalité. Dans beaucoup de cas expérimentaux, un profil d'aile est utilisé

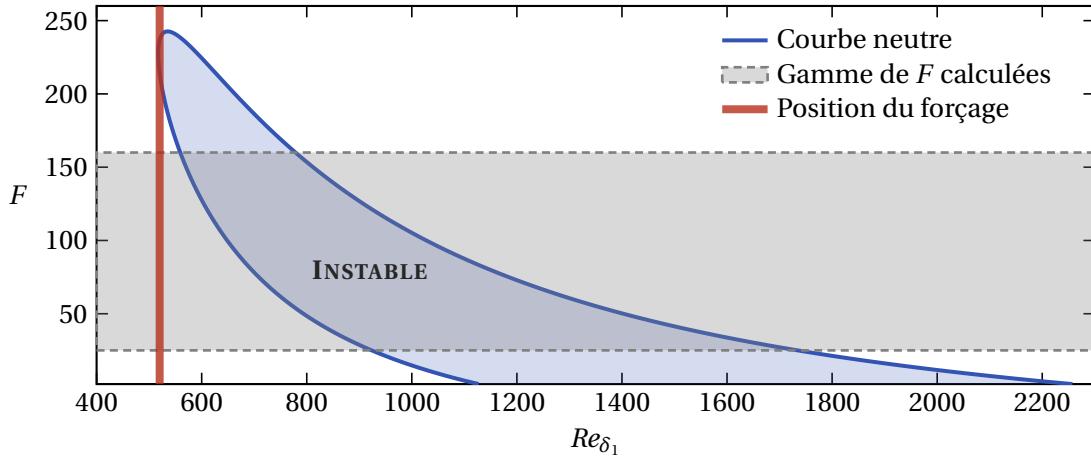


FIGURE 3.6 – Gamme de fréquences réduites considérées pour le calcul du facteur N enveloppe.

afin d'être au plus proche des conditions réelles de vol et un gradient de pression longitudinal non nul est alors créé dans l'écoulement. Numériquement, plusieurs stratégies existent pour générer un gradient de pression. Le premier type de méthode consiste à réaliser des calculs de couches limites sur un profil d'aile. Le gradient de pression peut également être engendré en modifiant la frontière supérieure du domaine de calcul : soit en imposant une distribution de vitesse sur la limite supérieure du domaine [88, 127, 146], soit en utilisant une paroi supérieure déformée [23, 87, 165].

L'option choisie dans PIMS2D est la seconde. La frontière supérieure du domaine de calcul de l'écoulement de base n'est plus une condition de sortie libre mais une paroi solide orientée d'un angle α_w et située au minimum à une distance de $y_{BF,out} \geq 80\delta_{1,out}$ de la plaque plane inférieure. Un gradient de pression favorable est alors généré lorsque $\alpha_w < 0$, la couche limite étant accélérée et désépaissie, tandis qu'un gradient de pression adverse est obtenu pour $\alpha_w > 0$. Une fois le champ de base stationnaire calculé, celui-ci est interpolé sur un domaine de calcul restreint servant au calcul des perturbations. La condition limite supérieure du domaine HLNS est alors une condition de sortie libre. Les domaines de calcul utilisés pour la génération du gradient de pression sont schématisés sur la Figure 3.7.

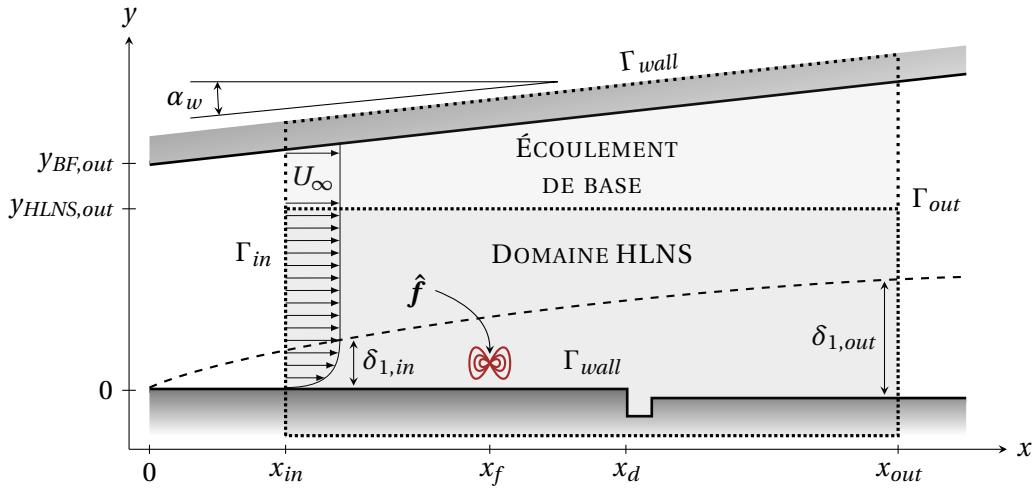


FIGURE 3.7 – Schéma du domaine de calcul dans PIMS2D avec l'imposition d'un gradient de pression.

3.3 Validation du code PIMS2D

Dans cette section, le code développé est validé en comparant les résultats obtenus avec PIMS2D à ceux issus de la solution théorique de Blasius pour une plaque plane et aux résultats issus des travaux d'Hildebrand et al. [72] pour un défaut de type marche descendante. Dans chacun des cas, l'écoulement de base et les perturbations se développant sur celui-ci seront étudiés.

3.3.1 Écoulement de base

La précision des résultats d'une analyse de stabilité dépend très fortement de la qualité du champ de base sur lequel seront superposées les perturbations infinitésimales. Le calcul de l'écoulement de base est donc une étape cruciale, validée ici pour une plaque plane et autour d'un défaut de surface.

Couche limite de Blasius

Le calcul de l'écoulement de base est validé dans un premier temps en étudiant le cas d'une couche limite de Blasius se développant sur une plaque plane. Celle-ci est caractérisée par un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement en entrée de domaine de $Re_{\delta_{1,in}} = 350$.

Le maillage initial est représenté sur la Figure 3.8(a) et comporte 270 302 triangles. Au terme du calcul, ce maillage est adapté à la solution finale et est représenté sur la Figure 3.8(b). Le maillage final est alors bien plus raffiné au niveau de la couche limite et comporte 1 936 152 triangles, soit sept fois plus qu'initialement. Cette procédure d'adaptation permet d'économiser un temps de calcul considérable. La résolution totale, adaptation de maillage comprise, a requis un temps de calcul réel de 1271 s (temps CPU de 91 512 s) avec 72 processeurs Intel® Xeon® CPU E5-2650 v4 2,20 GHz.

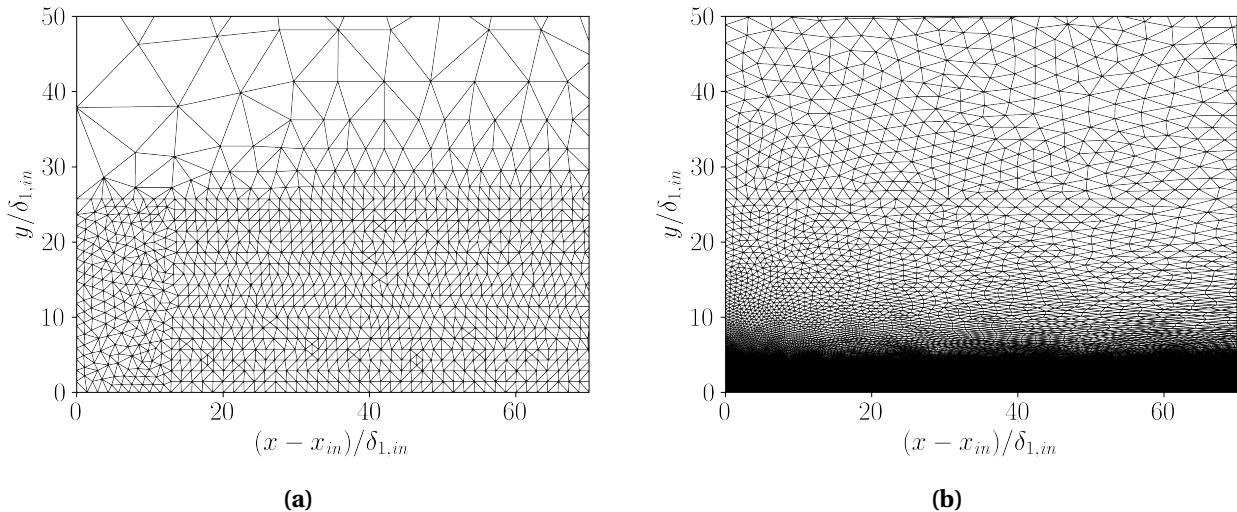


FIGURE 3.8 – (a) Maillage initial et **(b)** maillage final après la procédure d'adaptation pour une couche limite de Blasius.

La Figure 3.9 montre bien le développement de la couche limite à travers le champ de vitesse longitudinal adimensionné U/U_∞ , ainsi que l'évolution des grandeurs intégrales δ , δ_1 et θ . Afin de s'assurer que nous retrouvons le comportement d'une couche limite de Blasius, les profils de vitesse longitudinale adimensionnée à différentes abscisses sont tracés sur la Figure 3.10(a) et montrent bien le caractère auto-

similaire de l'écoulement. La courbe épaisse et grise correspond au profil de vitesse théorique obtenu par résolution de l'équation de Blasius (A.6) et est en excellent accord avec les résultats de PIMS2D. De plus, les évolutions de l'épaisseur de couche limite δ , de l'épaisseur de déplacement δ_1 et de l'épaisseur de quantité de mouvement θ dans la couche limite sont tracées sur la Figure 3.10(b) et se superposent également bien aux solutions théoriques de Blasius dont les formules sont répertoriées dans le Tableau 1.1.

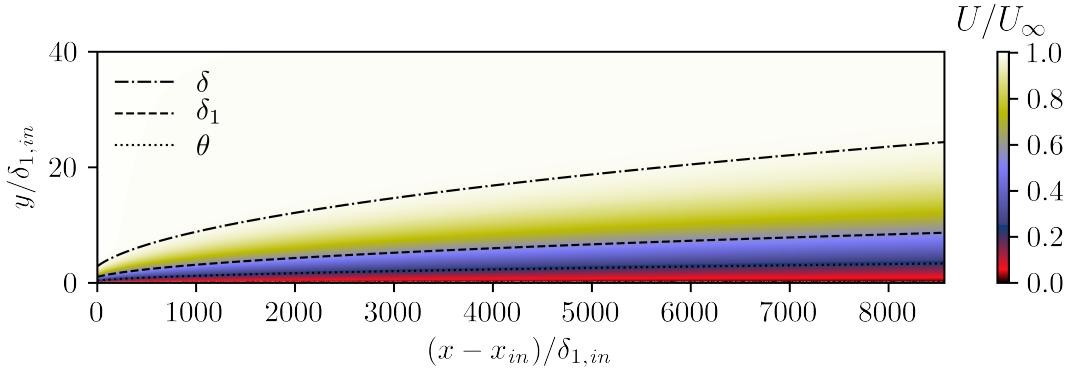


FIGURE 3.9 – Vitesse longitudinale adimensionnée d'une couche limite de Blasius sur plaque plane.

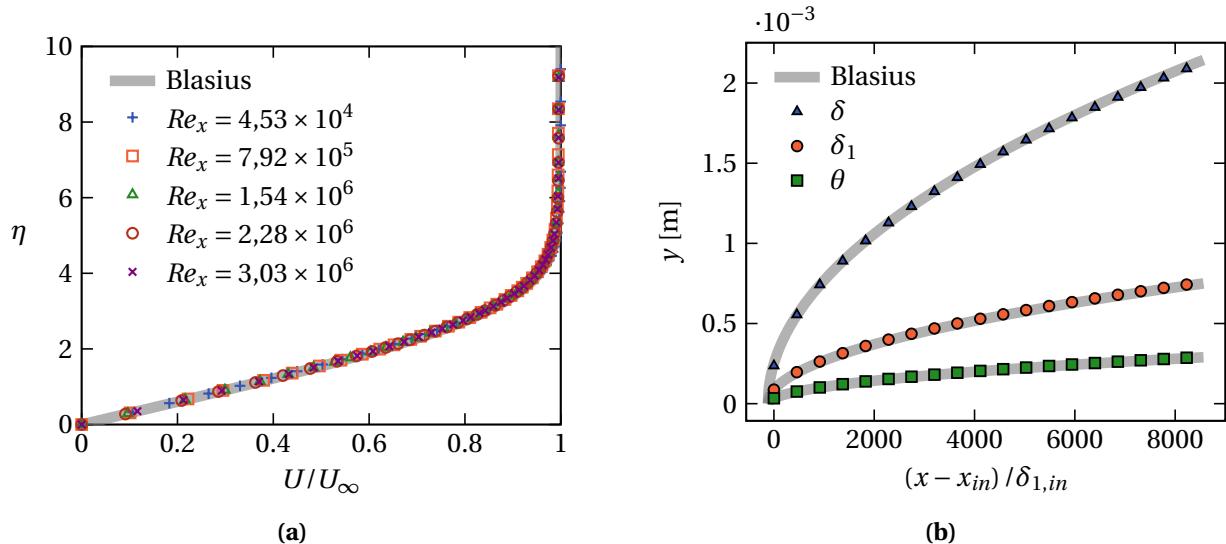


FIGURE 3.10 – (a) Profils de vitesse adimensionnée U/U_∞ à différentes abscisses et **(b)** évolution des grandeurs intégrales d'une couche limite de Blasius.

Étude d'une marche descendante

Afin de valider PIMS2D en présence d'un défaut de surface, une configuration de marche descendante étudiée par Hildebrand et al. [72] est reproduite. La couche limite rencontre une BFS de pente $\Theta = 75^\circ$ et de hauteur adimensionnée $h/\delta_{1,d} = 0,72$ à une abscisse $x_d = 0,3$ m. L'écoulement est caractérisé par une vitesse infinie amont $U_\infty = 28 \text{ m s}^{-1}$, un nombre de Reynolds unitaire $Re_u = 1,86 \times 10^6$ et une épaisseur de déplacement à l'emplacement de la marche $\delta_{1,d} = 6,9 \times 10^{-4}$ m.

De la même manière que pour la couche limite de Blasius, les maillages initiaux et finaux sont représentés sur la Figure 3.11, avec un zoom à l'emplacement de la marche. L'adaptation de maillage permet un raffinement aux niveaux des arêtes du défaut, aux endroits où l'écoulement peut présenter des

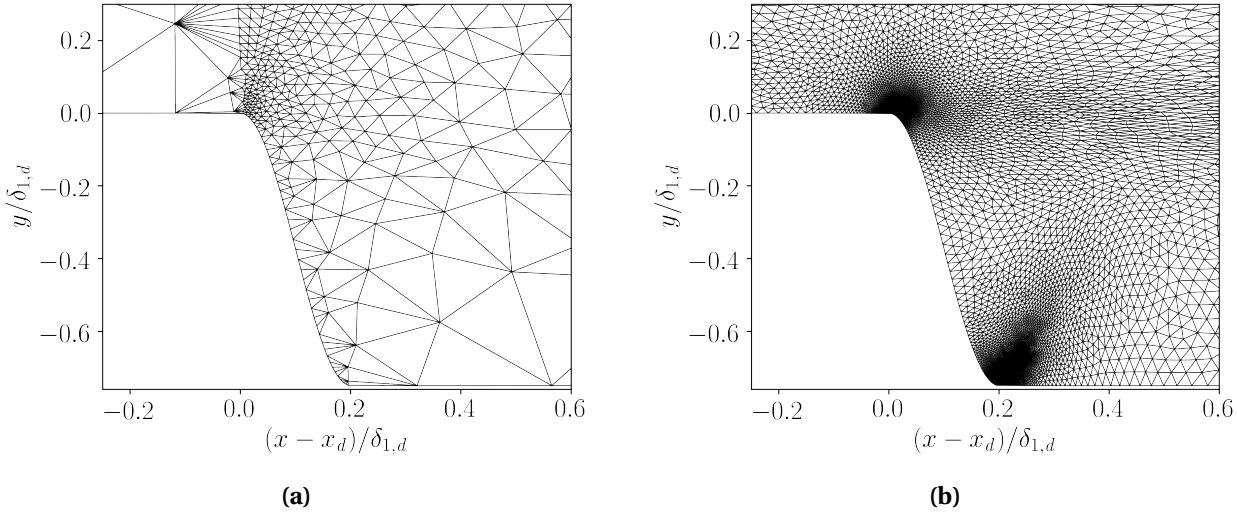


FIGURE 3.11 – (a) Maillage initial et (b) maillage final après la procédure d'adaptation autour d'une marche descendante. Dans les deux cas, un zoom est effectué à proximité du défaut.

singularités ou de forts gradients. Les champs U et P adimensionnés obtenus à la fois par Hildebrand et al. [72] et par PIMS2D sont tracés sur la Figure 3.12 et montrent un excellent accord. Les régions de recirculation en aval de la marche sont représentées par les lignes de courant blanches qui sont d'une étendue de $20\delta_{1,d}$ dans les deux études.

3.3.2 Étude de stabilité

Après avoir confirmé la capacité de PIMS2D à calculer correctement l'écoulement de base pour des couches limites avec et sans défaut de surface, les résultats de stabilité sont validés ici en comparant les facteurs N de différentes fréquences ainsi que la courbe enveloppe à des simulations LST pour la couche limite de Blasius et aux résultats numériques d'Hildebrand et al. [72] pour la marche descendante.

Couche limite de Blasius

La partie imaginaire du champ de perturbations longitudinales adimensionnées $\Im(\hat{u}) / \max(\Im(\hat{u}))$ est tracée sur la Figure 3.13 pour trois fréquences réduites distinctes : $F = 95$, $F = 43$ et $F = 31$. La ligne pointillée correspond à la hauteur de couche limite δ . Pour chaque fréquence, l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting le long de la plaque est bien visible. Celles-ci atteignent un maximum puis décroissent par la suite avant d'être complètement atténuerées. En accord avec ce qu'indique la courbe neutre d'une couche limite de Blasius, les ondes TS de hautes fréquences sont amplifiées en début de domaine, lorsque le nombre de Reynolds est plutôt faible, tandis que les ondes TS de basses fréquences apparaissent plus tard et s'étendent sur une zone plus grande.

Les profils des modules de vitesse des perturbations $|\hat{u}|$ et $|\hat{v}|$ de l'onde TS la plus amplifiée sont tracés sur la Figure 3.14(a) et correspondent aux fréquences réduites visibles sur la Figure 3.13. Ces profils de vitesse sont caractéristiques des ondes de Tollmien-Schlichting, pour lesquelles le maximum de $|\hat{v}|$ est localisé au point d'annulation de $|\hat{u}|$. Comme on peut le voir également sur les champs de perturbations, l'amplitude de l'onde TS est d'autant plus grande que la fréquence de celle-ci est faible, tant pour la vitesse normale que longitudinale.

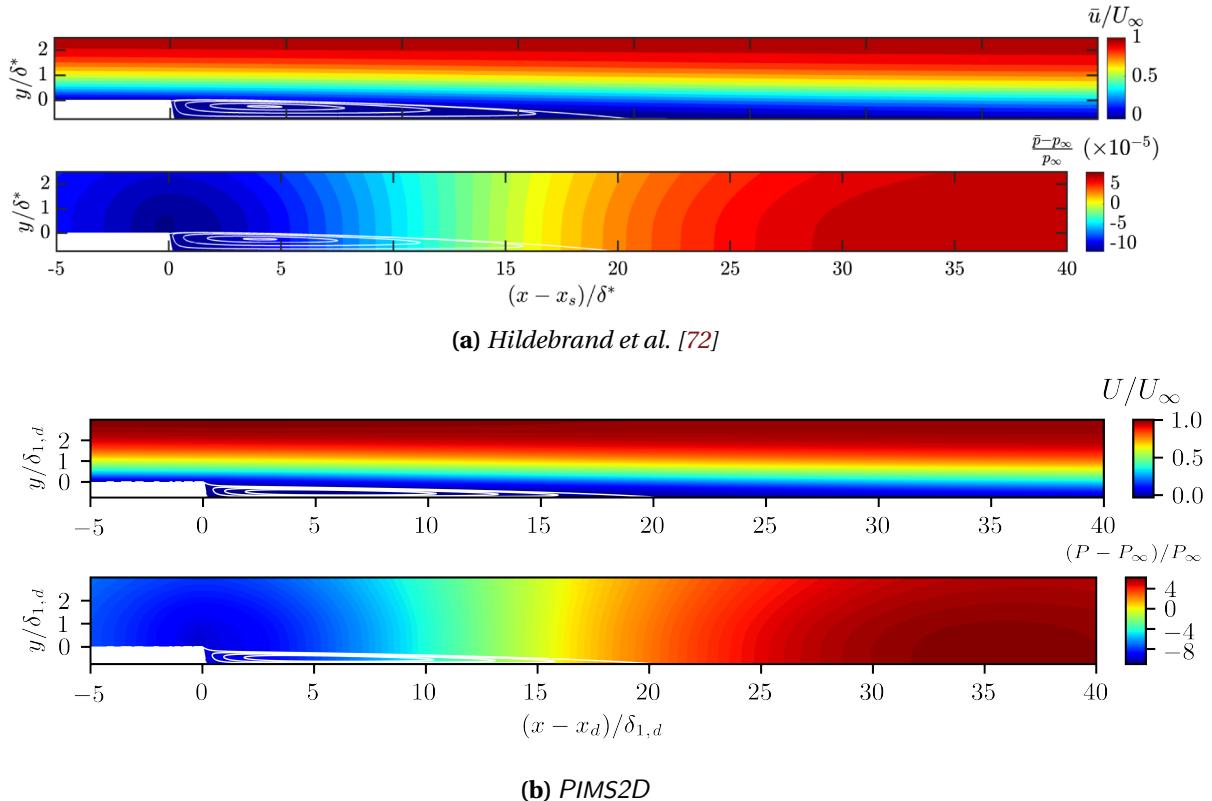


FIGURE 3.12 – Comparaison des résultats obtenus par (a) Hildebrand et al. [72] et (b) PIMS2D.

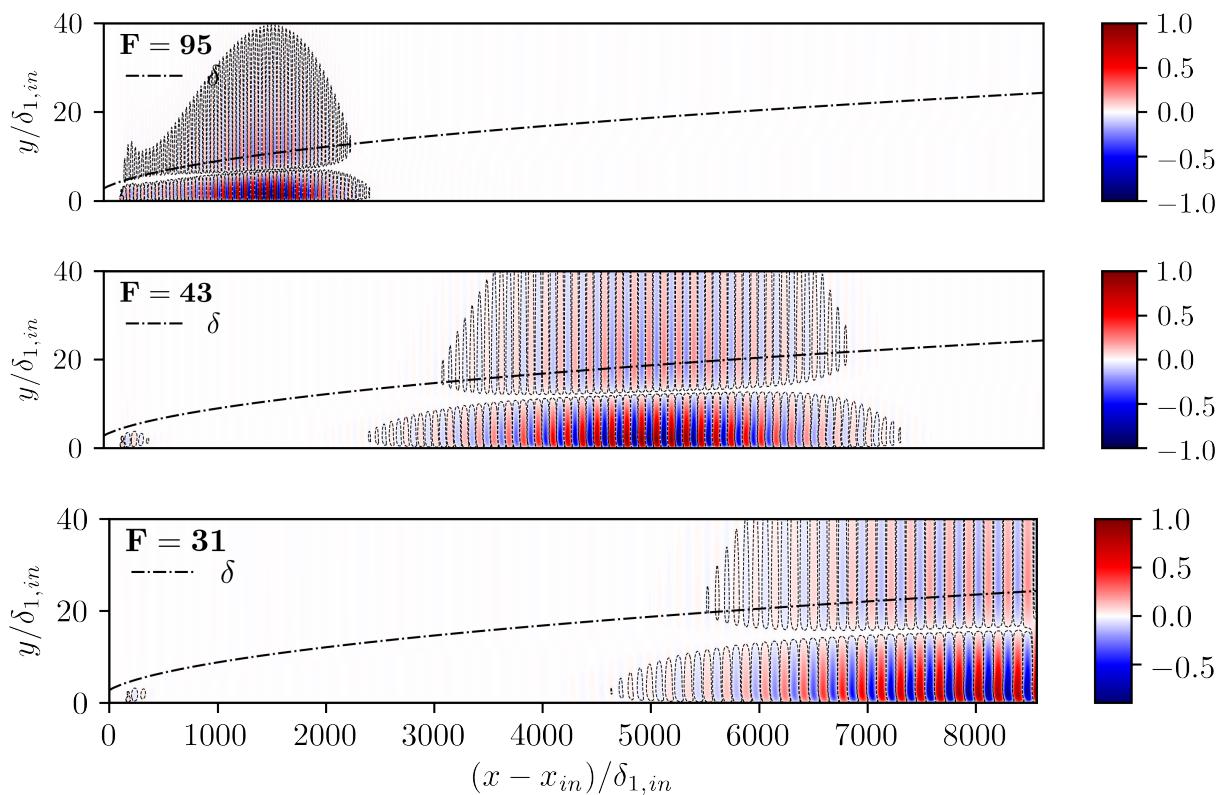


FIGURE 3.13 – Partie imaginaire du champ de perturbations longitudinales adimensionnée $\Im(\hat{u}) / \max(\Im(\hat{u}))$ pour trois fréquences réduites, avec de haut en bas : $F = 95$, $F = 43$ et $F = 31$.

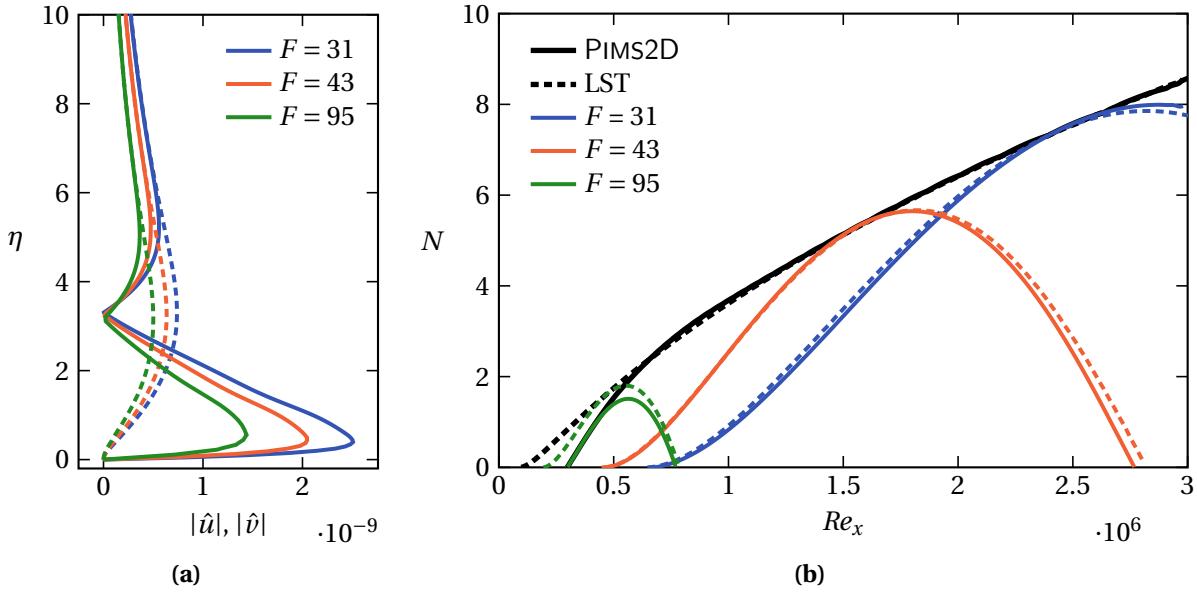


FIGURE 3.14 – (a) Profils de vitesses $|\hat{u}|$ (—) et $|\hat{v}|$ (- - -) de l'onde TS la plus amplifiée pour trois fréquences réduites. **(b)** Comparaison du facteur N obtenu par PIMS2D et par LST. Les courbes noires correspondent au facteur N enveloppe, tandis que les courbes colorées représentent le facteur N pour des fréquences isolées.

La facteur N calculé par PIMS2D pour ces trois fréquences réduites est représenté sur la Figure 3.14(b) par les courbes continues colorées. La valeur du facteur N et l'étendue de l'amplification sont d'autant plus grandes que la valeur de la fréquence étudiée est faible, en accord avec les constats déjà établis issus des Figures 3.13 et 3.14(a). Les courbes de facteur N sont comparées à celles obtenues par analyse de stabilité locale et représentées par des lignes pointillées. Du fait des hypothèses différentes propres à chaque méthode de calcul, ces courbes diffèrent très légèrement dans leur amplitude et leurs points de départ et de fin d'amplification. Néanmoins, l'abscisse du maximum d'amplification est identique quelle que soit la méthodologie.

Finalement, en considérant 68 fréquences réduites dans la gamme $F \in [25, 160]$, une courbe enveloppe du facteur N est obtenue et est tracée sur la Figure 3.14(b) par la ligne continue noire pour PIMS2D et par la ligne noire pointillée pour la LST. Les effets non parallèles pris en compte par la méthode HLNS et ignorés par la LST ont un léger effet stabilisateur sur la couche limite, ce qui peut expliquer en partie pourquoi l'amplification des ondes instables débute pour un nombre de Reynolds plus élevé dans notre cas que dans l'analyse locale. Une seconde explication peut également résider dans le fait que les très hautes fréquences ne sont pas calculées, comme on peut le voir sur la Figure 3.6. Cependant, cela n'a pas de conséquences sur l'information quant à la position de transition dans la mesure où les pentes des deux courbes enveloppes se confondent à partir d'une valeur de N bien plus faible que les facteur N_{tr} critiques traditionnels, une fois que des fréquences légèrement plus faibles sont considérées.

Stabilité d'une marche descendante

Après avoir validé le code sans défaut de surface, nous nous intéressons maintenant au cas de la marche descendante dont l'écoulement de base a été calculé. Les courbes de facteur N aux fréquences $f = 300 \text{ Hz}, 500 \text{ Hz}$ et 700 Hz , ainsi que la courbe enveloppe obtenue par PIMS2D sont tracées en lignes

pleines sur la Figure 3.15 et sont comparées aux résultats issus des calculs numériques d'Hildebrand et al. [72], représentés par les cercles. La marche est placée sur la figure à l'abscisse $(x - x_d) / \delta_{1,d} = 0$. Les facteurs N résultants des deux types de méthodes montrent un excellent accord et valident l'utilisation de PIMS2D en présence de défauts de surface.

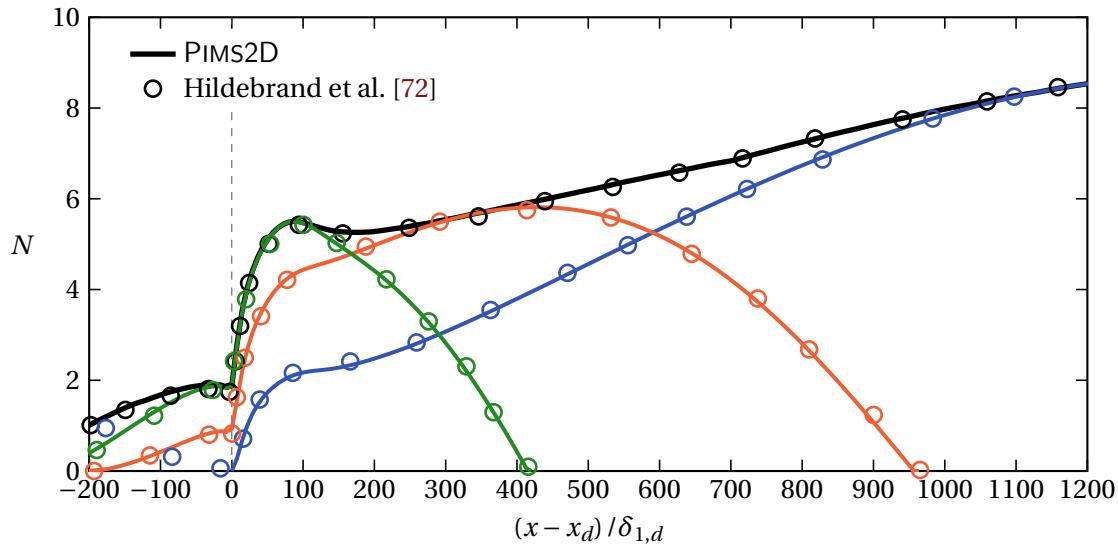


FIGURE 3.15 – Courbes de facteur N pour les fréquences $f = 300 \text{ Hz}$ (—), $f = 500 \text{ Hz}$ (—), $f = 700 \text{ Hz}$ (—) et courbe enveloppe (—) pour une couche limite rencontrant une marche descendante.

Bilan

Le code de stabilité PIMS2D a été développé dans ce chapitre. Ce code utilise le solveur FREEFEM++ et utilise une méthode aux éléments finis pour la discrétisation des équations régissant le problème. Le maillage du domaine de calcul est généré automatiquement grâce à la librairie BAMG qui permet de mailler facilement des défauts de géométries complexes.

Dans un premier temps, PIMS2D calcule le champ de base de l'écoulement en résolvant les équations de Navier-Stokes stationnaires par une méthode de Newton. Les éléments finis choisis pour les champs de vitesse/pression sont les éléments de Lagrange $\mathcal{P}_2/\mathcal{P}_1$. Afin d'optimiser le temps de calcul et la qualité de l'écoulement final, le maillage utilisé est grossier dans un premier temps, puis est adapté à la solution lors des dernières itérations de Newton.

Une fois l'écoulement de base obtenu, PIMS2D résout les équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques (HLNS) autour de celui-ci en introduisant un forçage volumique en entrée de domaine de manière à exciter les ondes de Tollmien-Schlichting instables. Pour chaque fréquence réduite dans la gamme $F \in [25, 160]$, une courbe d'amplification est calculée, ce qui permet finalement l'obtention d'une courbe enveloppe comparable à celle du facteur N .

Le code a été validé tant sur le calcul de l'écoulement de base que sur les calculs HLNS en se comparant à un cas de couche limite de Blasius sur plaque plane et à un cas de marche descendante issu de la littérature. Dans les deux cas, le calcul des courbes enveloppes par PIMS2D est en très bon accord avec l'étude servant de référence.

CHAPITRE 4

Étude de la modification du champ moyen par des défauts de surface 2D

La présence d'un défaut de surface dans l'écoulement introduit à la fois des modifications dans le champ moyen et dans la dynamique des ondes TS. Ce chapitre a pour but d'étudier dans un premier temps les diverses adaptations de l'écoulement de base à plusieurs types de défauts. Des marches descendantes et montantes seront d'abord étudiées à travers l'effet de leur hauteur, de leur pente et du nombre de Reynolds sur la région décollée et sur les grandeurs caractéristiques de la couche limite. Des rainures seront ensuite considérées et l'influence de leur largeur et de leur rapport d'aspect sur la recirculation dans la cavité sera analysée. Enfin, la dernière section s'intéressera aux bosses et montrera notamment que leur largeur joue un rôle important dans l'étendue des zones de recirculation. Une distinction entre une bosse seule et la succession d'une marche montante puis descendante sera également établie à partir de la largeur du défaut.

Sommaire

4.1	Marches descendantes	76
4.1.1	Influence de la géométrie	76
4.1.2	Effet du nombre de Reynolds	80
4.1.3	Influence d'un gradient de pression	82
4.2	Marches montantes	83
4.2.1	Influence de la géométrie	84
4.2.2	Effet du nombre de Reynolds	87
4.2.3	Influence d'un gradient de pression	88
4.3	Rainures	89
4.3.1	Effet de la largeur	89
4.3.2	Influence du rapport d'aspect sur la recirculation dans la cavité	91
4.4	Bosses	91
4.4.1	Évolution des longueurs de recirculation avec la largeur	91
4.4.2	Comparaison avec une succession de marches	92

COMME nous l'avons brièvement vu dans le Chapitre 3 lors de la validation du code PIMS2D, la présence d'un défaut dans l'écoulement vient modifier l'écoulement de base à la fois en amont et en aval de l'irrégularité. La connaissance de la topologie de cet écoulement, différente de celle d'un cas sans défaut, est alors essentielle pour identifier les paramètres importants influant sur la transition. Chaque type de défaut ayant un effet différent sur l'écoulement, ce chapitre vise à exposer les modifications de l'écoulement moyen engendrées par des marches montantes, des marches descendantes, des rainures et des bosses. Toutes les simulations numériques présentées ici ont été générées par le code PIMS2D.

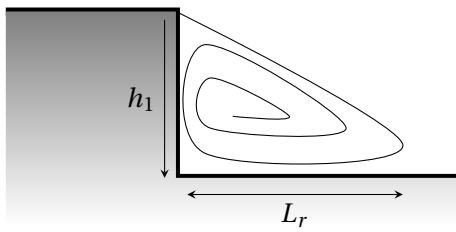
4.1 Marches descendantes

4.1.1 Influence de la géométrie

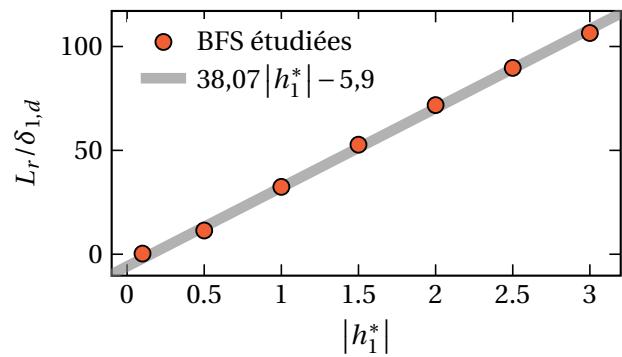
Les marches descendantes sont des défauts canoniques dans les applications d'ingénierie aérospatiale, comme la jonction entre deux surfaces sur une aile, et sont caractérisées par leur hauteur h_1 . Selon leur dimension, une bulle de recirculation plus ou moins longue et d'intensité plus ou moins importante peut se créer en aval de l'arête descendante, comme schématisé sur la Figure 4.1(a), et introduire un point d'inflexion dans les profils de vitesse. Les effets de la hauteur et de la pente des marches sur l'écoulement de base seront étudiés dans cette section.

Effet de la hauteur

Des marches de hauteur adimensionnée $h_1^* \in [-0,1; -3]$ sont considérées. Tous ces défauts sont de géométrie rectangulaire avec un angle de pente de $\Theta = 90^\circ$ et sont situés dans l'écoulement de manière à ce que le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement à leur emplacement pour un cas lisse soit de $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. Pour des hauteurs de marche telles que $|h_1^*| > 3$, la méthode de Newton codée dans PIMS2D ne parvient plus à converger vers un écoulement de base stationnaire, signifiant que l'écoulement est alors globalement instable.



(a)



(b)

FIGURE 4.1 – (a) Schéma d'une marche descendante et (b) longueur de recirculation en fonction de la valeur absolue de la hauteur h_1^* .

Les champs de vitesse longitudinale U et de pression P de l'écoulement de base à proximité du défaut sont montrés sur la Figure 4.2 pour quatre hauteurs différentes : $h_1^* = -0,1, -1, -2$ et -3 (de haut en bas). Pour chaque cas, l'épaisseur de couche limite δ est tracée en ligne pointillée. Une zone de

recirculation d'une longueur L_r , représentée par les lignes de courant blanches, est créée en aval de la marche et est d'autant plus grande que la marche est haute. Cette bulle de décollement est schématisée sur la Figure 4.1(a) et l'évolution de son étendue est tracée sur la Figure 4.1(b) en fonction de la valeur absolue de la hauteur de marche $|h_1^*|$. Cette évolution suit la relation linéaire suivante :

$$\frac{L_r(h_1^*)}{\delta_{1,d}} = 38,07 |h_1^*| - 5,9, \quad (4.1)$$

en relativement bon accord avec la littérature qui prévoit une bulle de recirculation d'environ $30h_1$ pour une BFS [113]. Les champs de pression visibles sur la Figure 4.2(b) montrent un fort gradient positif à l'emplacement du défaut s'étendant sur une distance légèrement plus importante que la longueur de recirculation, après quoi la pression tend de nouveau vers la pression infinie amont en s'éloignant du défaut. La modification du champ de pression engendre alors une variation de la vitesse régie par l'équation de Bernoulli (1.6).

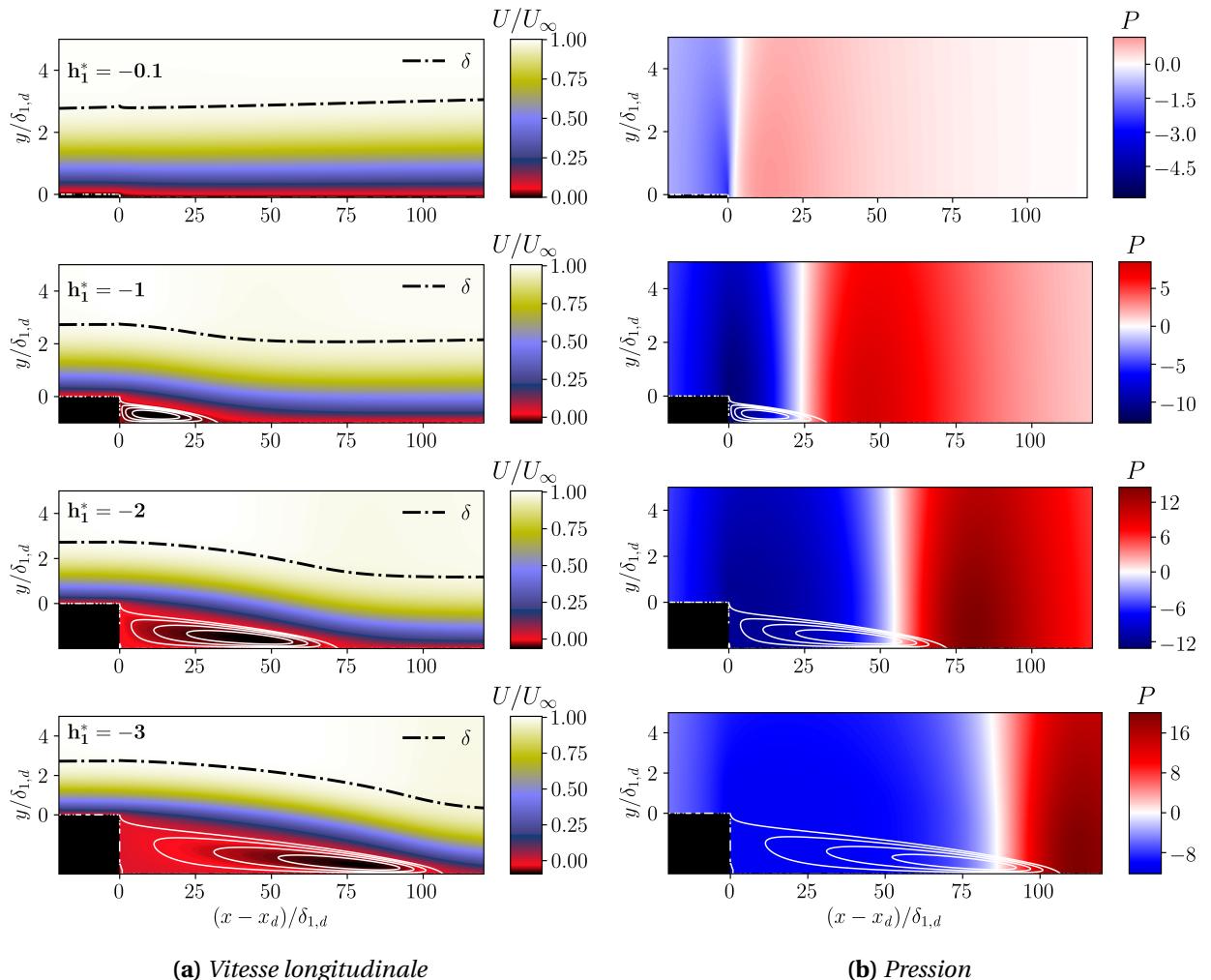


FIGURE 4.2 – Champs de (a) vitesse longitudinale et (b) de pression pour quatre hauteurs de marche descendante différentes, avec de haut en bas : $h_1^* = -0,1$, $h_1^* = -1$, $h_1^* = -2$ et $h_1^* = -3$.

Les profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses du domaine de calcul sont tracés sur la Figure 4.3, où x^* est la distance longitudinale adimensionnée, définie telle que $x^* = (x - x_d) / \delta_{1,d}$. À l'infini amont de la marche ($x^* = -20$), la couche limite se comporte toujours comme une couche limite de

Blasius quelle que soit h_1^* . Immédiatement après la marche ($x^* = 1$), la vitesse de l'écoulement est nulle sur une hauteur correspondant à h_1 , puis présente un point d'inflexion d'autant plus haut dans l'écoulement que la marche est haute lorsque l'on se situe au sein de la bulle de décollement ($x^* = 30$). Le module de la vitesse longitudinale de l'écoulement contraire est alors d'autant plus élevé que $|h_1^*|$ est important. Dans le cas $h_1^* = -3$, non tracé ici, le module de vitesse dans la zone de recirculation atteint au maximum 11% de la vitesse infinie amont. Selon Alam et Sandham [4], au delà d'environ 15 – 20%, l'écoulement peut devenir absolument instable, ce qui est à l'origine de l'impossibilité d'obtenir un champ de base convergé pour $|h_1^*| > 3$. Finalement, à l'infini aval du défaut ($x^* = 100$), l'écoulement n'est plus modifié et retrouve un comportement de type Blasius.

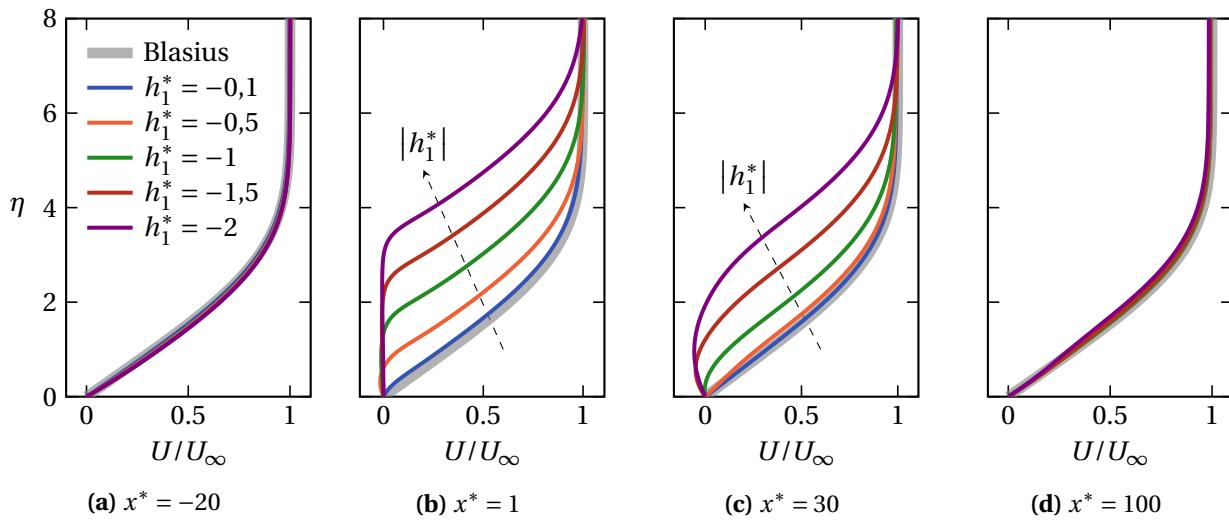


FIGURE 4.3 – Profils de vitesse longitudinale adimensionnée à différentes abscisses pour des marches descendantes de hauteurs différentes.

L'évolution de certaines grandeurs caractéristiques de l'écoulement à proximité du défaut est représentée sur la Figure 4.4. L'épaisseur de déplacement δ_1 , tracée sur la Figure 4.4(a), montre une faible diminution juste en amont de la marche descendante avant d'augmenter brutalement à son passage pour diminuer de nouveau ensuite et tendre vers la valeur théorique d'une couche limite de Blasius. Le désépaississement a un effet très légèrement stabilisateur sur la couche limite tandis que la forte augmentation du δ_1 sera déstabilisante. Par ailleurs, l'épaisseur de quantité de mouvement θ , tracée sur la Figure 4.4(b), varie sur une distance plus importante que le δ_1 et atteint un maximum local au niveau de la fin de la bulle de décollement pour retrouver ensuite un comportement de Blasius. Cette différence de comportement entre δ_1 et θ entraîne une forte augmentation du facteur de forme H , visible sur la Figure 4.4(c), avec de fortes valeurs caractéristiques d'une couche limite décollée. Cependant, en amont de la marche puis plus loin, lorsque $H < 2,59$, la diminution de H impliquera une légère stabilisation de la couche limite. Finalement, le coefficient de frottement pariétal C_f , tracé sur la Figure 4.4(d), augmente fortement en amont du défaut pour atteindre un maximum à son emplacement, puis chute drastiquement en aval de la marche et devient négatif au sein de la région de recirculation.

Effet de la pente

Une seconde caractéristique géométrique importante des marches réside dans l'angle Θ de leur pente. Cet effet de pente est étudié en considérant des marches dont la pente ne présente pas de rupture brusque

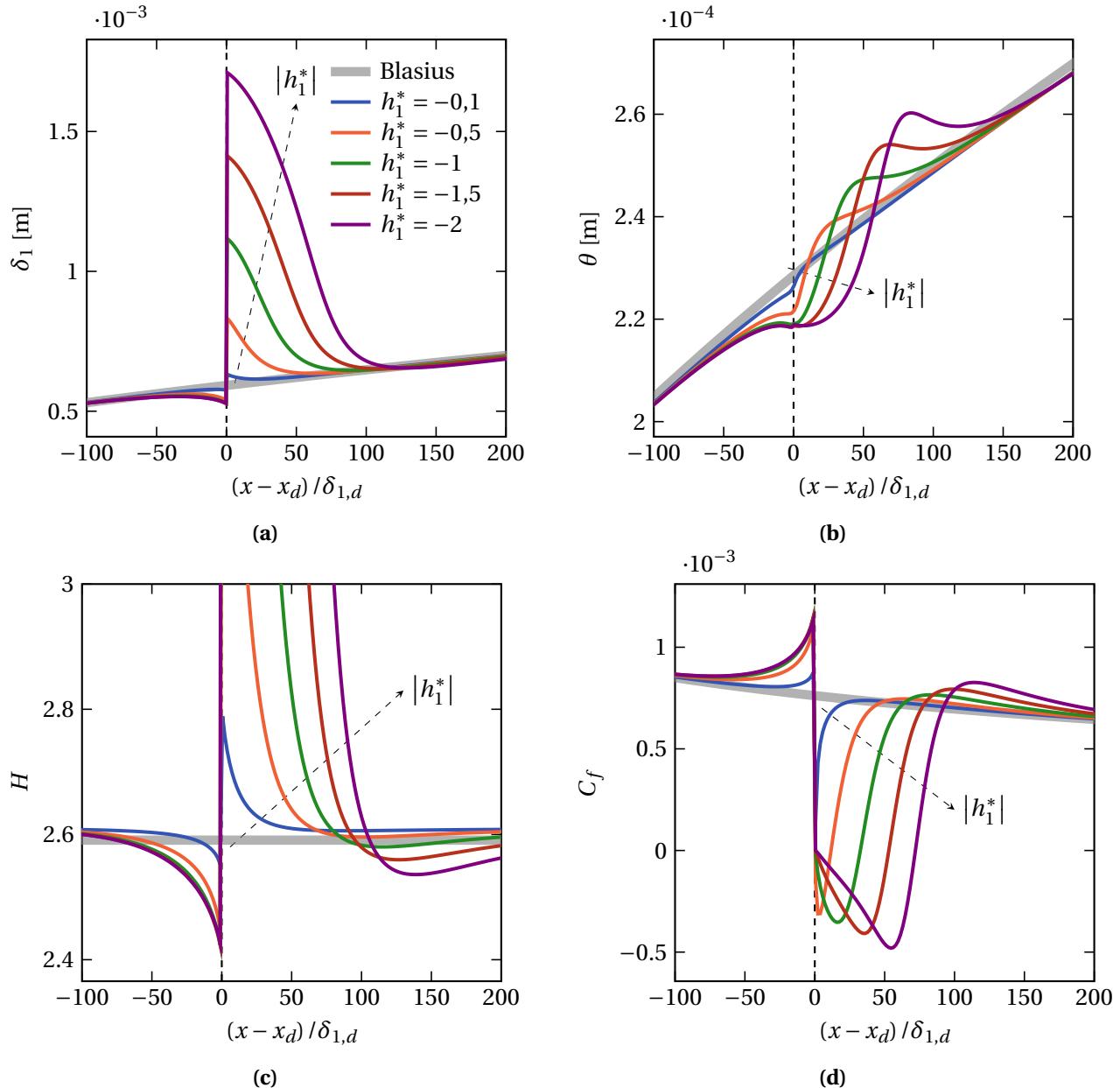


FIGURE 4.4 – Évolution des grandeurs de l'écoulement pour des marches descendantes de différentes hauteurs : (a) épaisseur de déplacement, (b) épaisseur de quantité de mouvement, (c) facteur de forme et (d) coefficient de frottement.

et suit la fonction suivante, également utilisée par Hildebrand et al. [72] :

$$y_{\text{paroi}} = \begin{cases} 0 & \text{si } x < x_d, \\ \frac{h_1}{2} \left(1 + \cos \left[\pi \left(\frac{x - x_d}{x_{df} - x_d} + 1 \right) \right] \right) & \text{si } x_d \leq x \leq x_{df}, \\ h_1 & \text{si } x > x_{df}, \end{cases} \quad (4.2)$$

où x_d correspond à l'emplacement de début du défaut et x_{df} à l'emplacement de fin du défaut tel que $x_{df} = x_d + |h_1| / \tan(\Theta)$. Les angles Θ considérés et les géométries des marches correspondantes sont représentés sur la Figure 4.5(a). Tous les défauts sont ici d'une hauteur $h_1^* = -1$ et situés de manière à ce que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$.

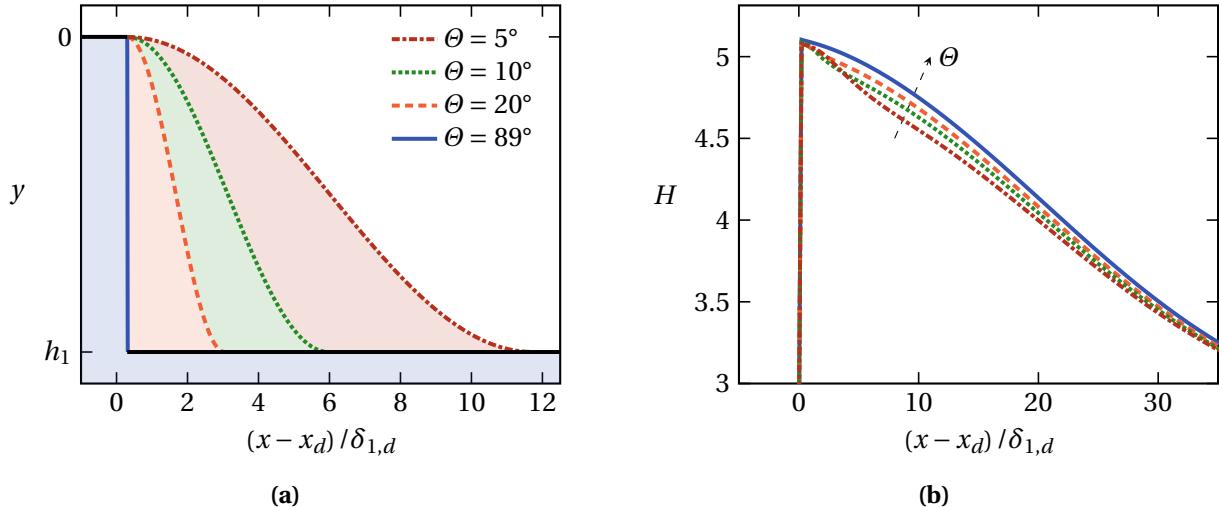


FIGURE 4.5 – (a) Schéma des diverses marches descendantes considérées. **(b)** Évolution du facteur de forme pour des BFS de hauteur $h_1^* = -1$ et d'angles de pentes différents.

Comme le montre la Figure 4.5(b), le facteur de forme de la couche limite se développant sur la marche est de même valeur quelle que soit la pente, avec toutefois un comportement légèrement différent ensuite jusqu'à avoir retrouvé la valeur de Blasius. Cela signifie que la recirculation en aval du défaut est d'une intensité et d'une longueur similaire pour tous les angles Θ .

Les différents profils de vitesse tracés sur la Figure 4.6 montrent en détails que si la région de décollement débute plus tard pour les pentes les plus faibles (Figure 4.6(b)), le module de la vitesse longitudinale de l'écoulement contraire est identique pour toutes les géométries une fois la bulle de recirculation créée (Figure 4.6(c)). Cet effet peut être constaté en visualisant également le champ de vitesse U pour les pentes $\Theta = 89^\circ$ et $\Theta = 5^\circ$ sur la Figure 4.7.

4.1.2 Effet du nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds $Re_{\delta_{1,d}}$ est également modifié pour évaluer l'impact de l'épaisseur de déplacement à l'emplacement de la marche $\delta_{1,d}$ sur l'écoulement de base. La longueur de la région décollée en aval du défaut est tracée en fonction du nombre de Reynolds sur la Figure 4.8(a) et montre un comportement non-linéaire, bien reproduit par un polynôme de degré 3 d'expression

$$L_r(Re_{\delta_{1,d}}) = 3,34 \times 10^{-9} Re_{\delta_{1,d}}^3 - 1,97 \times 10^{-5} Re_{\delta_{1,d}}^2 + 5,52 \times 10^{-2} Re_{\delta_{1,d}} + 2,22 \times 10^1, \quad (4.3)$$

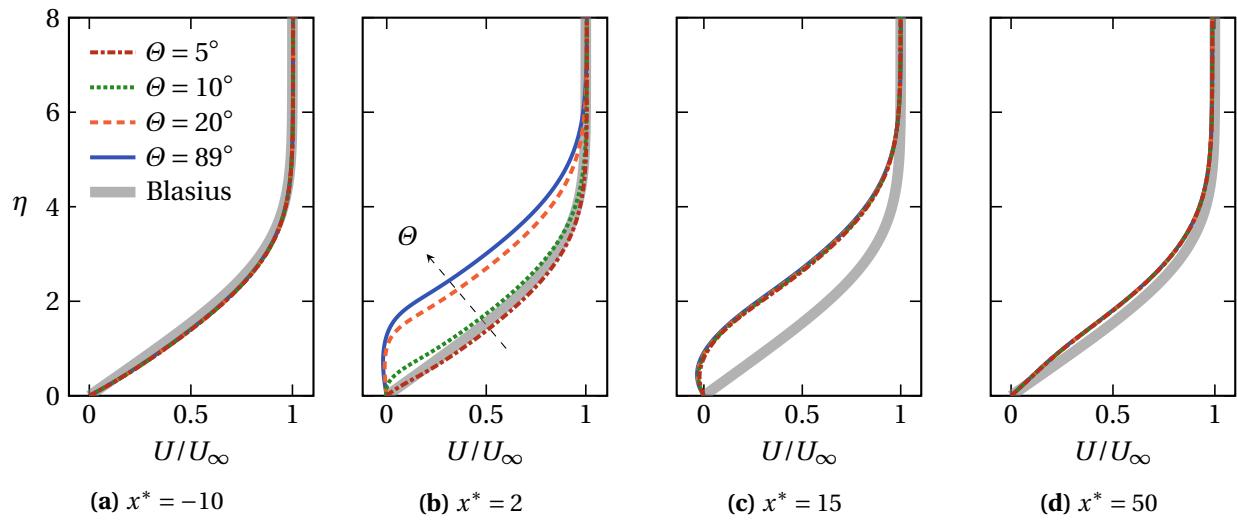


FIGURE 4.6 – Profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses pour des marches descendantes de hauteur $h_1^* = -1$ et de pentes différentes.

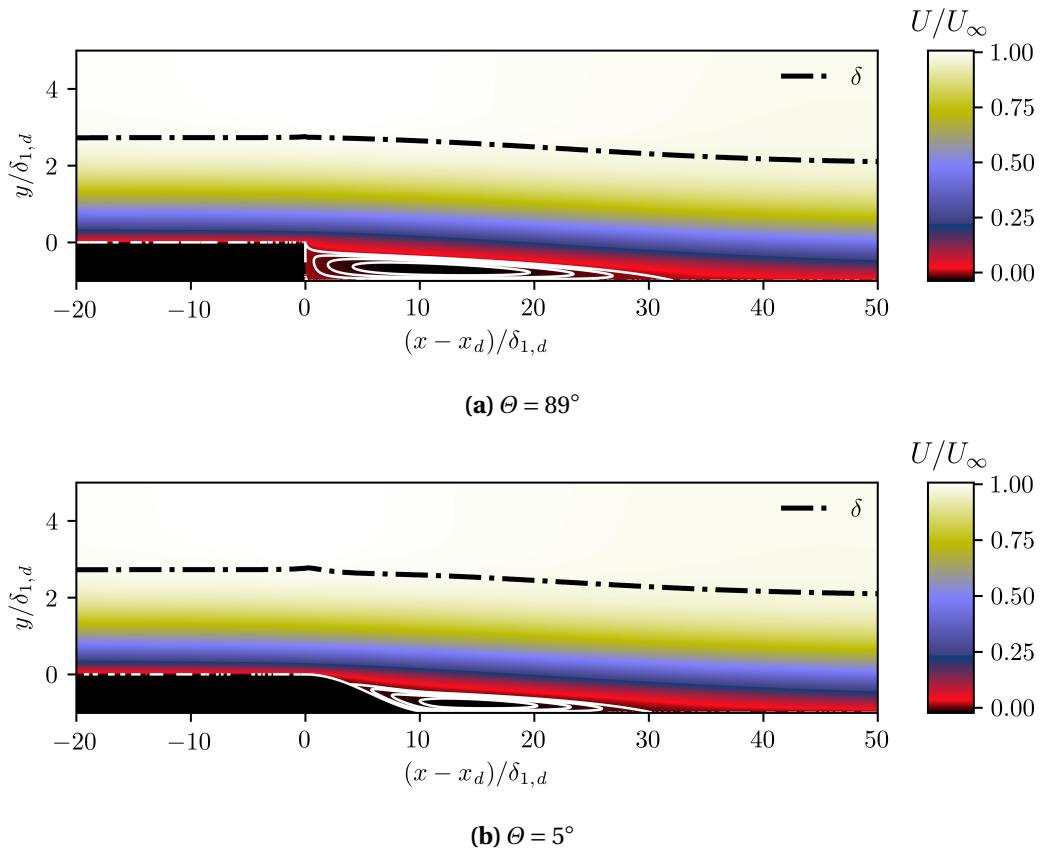


FIGURE 4.7 – Champs de vitesse longitudinale pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -1$ et de pente (a) $\Theta = 89^\circ$ et (b) $\Theta = 5^\circ$.

tout du moins dans la gamme des nombres de Reynolds étudiés $Re_{\delta_{1,d}} \in [600 - 2000]$. Cette tendance est également visible sur la Figure 4.8(b) qui montre l'évolution du facteur de forme pour divers $Re_{\delta_{1,d}}$. La valeur maximale de H est atteinte au niveau du défaut et est identique quelque soit le nombre de Reynolds. Cependant, il retrouve la valeur typique d'une couche limite de Blasius d'autant plus loin de la marche que $Re_{\delta_{1,d}}$ est important, témoignant de l'augmentation de la longueur de la zone de décollement avec le nombre de Reynolds. Ces résultats viennent nuancer la relation (4.3) en introduisant le fait que la longueur de recirculation est à la fois fonction de la hauteur de marche et du nombre de Reynolds, comme déjà précisé par Hildebrand et al. [73].

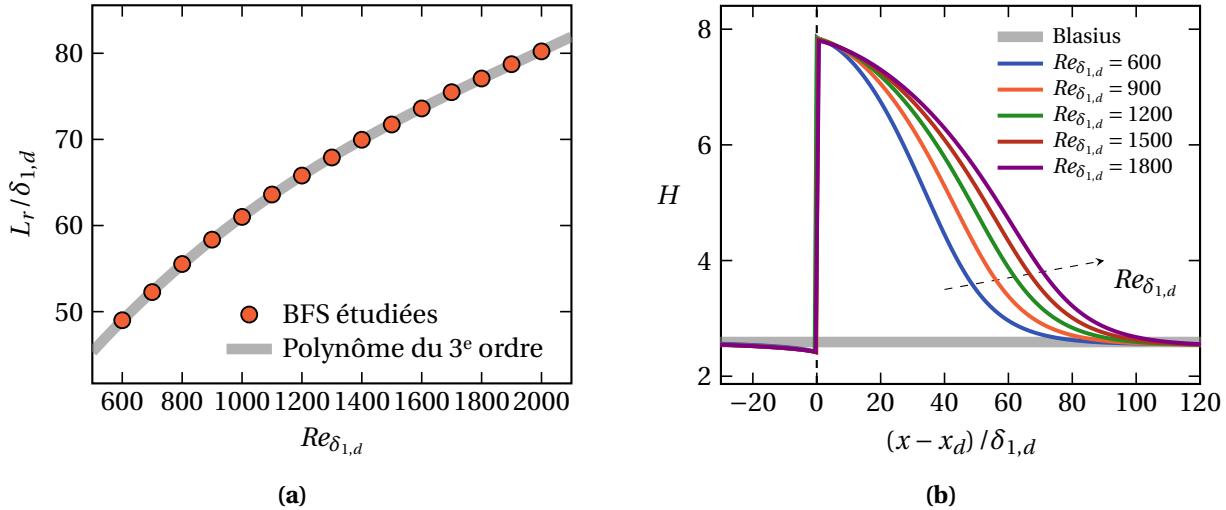


FIGURE 4.8 – Évaluation de l'impact du nombre de Reynolds sur l'écoulement de base autour d'une marche descendante de hauteur $h_1^* = -2$: (a) longueur de recirculation et (b) facteur de forme.

4.1.3 Influence d'un gradient de pression

L'influence d'un gradient de pression longitudinal sur le champ moyen est étudié en modifiant la pente de la paroi supérieure du domaine de calcul, tel que détaillé dans la section 3.2.7. Ce type de méthode permet de générer une distribution de pression non uniforme dans le domaine de calcul, comme représenté sur la Figure 4.9(a). Le coefficient de pression C_p est calculé tel que

$$C_p = \frac{P_{wall} - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2}, \quad (4.4)$$

et l'écoulement est celui d'une couche limite sur plaque plane avec $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. Afin de caractériser le gradient de pression autrement que par la pente de la paroi α_w , le facteur de forme de la couche limite pour un cas lisse est tracé sur la Figure 4.9(b) pour une gamme d'angles telle que $\alpha_w \in [-0,5^\circ; 0,5^\circ]$ et est comparé à celui d'une couche limite de Blasius. Ainsi, pour $\alpha_w < 0$, le facteur de forme est plus faible que 2,59 et traduit une stabilisation de la couche limite par rapport à un cas sans gradient de pression, tandis que le phénomène inverse advient pour $\alpha_w > 0$.

Les défauts considérés ici sont des marches descendantes de hauteur $h_1^* = -1$ et placées dans l'écoulement telles que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. L'évolution de la longueur de recirculation est tracée sur la Figure 4.10(a) en fonction de l'angle de la paroi supérieure et montre une augmentation à tendance hyperbolique. L'épaisseur de déplacement tracée sur la Figure 4.10(b) illustre bien le fait que la présence d'un gradient

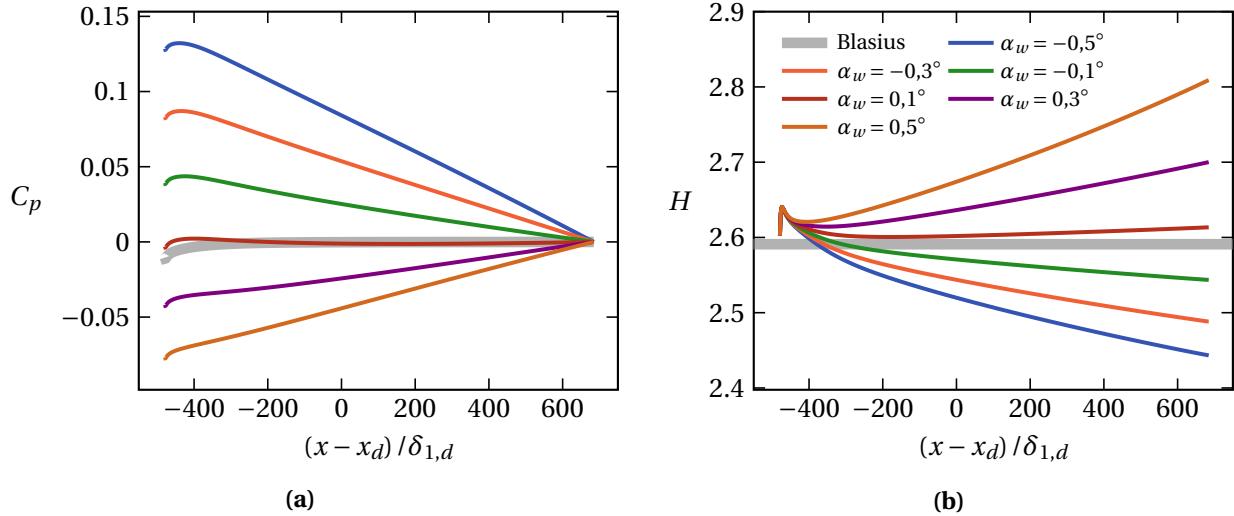


FIGURE 4.9 – Effet de la pente de la paroi supérieure sur (a) le coefficient de pression et (b) sur le facteur de forme sur une plaque plane sans défaut.

de pression adverse ($\alpha_w > 0$) a pour effet d'épaissir la couche limite tandis qu'un gradient de pression favorable ($\alpha_w < 0$) l'affinera. Ces modifications, à la fois de la longueur du décollement et de l'épaisseur de déplacement, devraient avoir des répercussions quant à la stabilité de la couche limite.

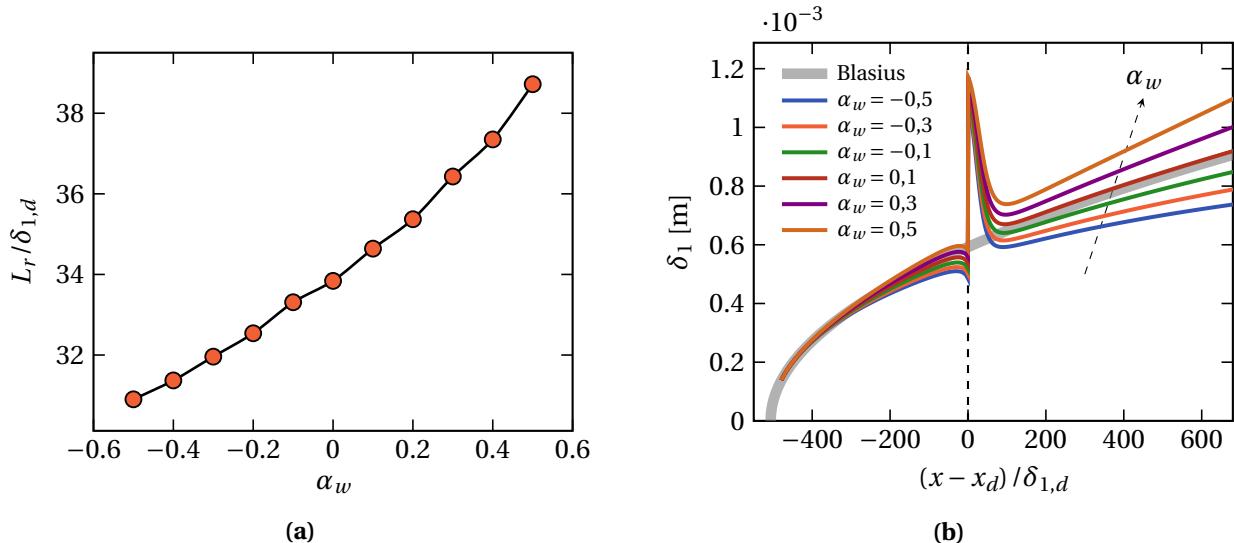


FIGURE 4.10 – Évolution (a) de la longueur de recirculation et (b) de l'épaisseur de déplacement pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -1$ en fonction de l'angle de la paroi supérieure.

4.2 Marches montantes

Comme les marches descendantes, les marches montantes sont très présentes dans les configurations aéronautiques mais induisent dans l'écoulement des modifications légèrement différentes. L'une des principales divergences est l'existence d'une seconde zone de recirculation en aval de l'arête de la marche, en plus de celle présente en amont comme schématisé sur la Figure 4.11(a). Nous étudierons ici à la fois l'effet de la hauteur de marche et de la pente de celle-ci sur l'écoulement de base, avant de s'intéresser à l'influence du nombre de Reynolds et d'un gradient de pression sur la zone de recirculation.

4.2.1 Influence de la géométrie

Effet de la hauteur

Les différentes marches montantes générées pour étudier l'effet de la hauteur sur la modification de l'écoulement de base sont de géométrie rectangulaire avec une hauteur $h_1^* \in [0,05; 1,3]$, un angle de pente de $\Theta = 90^\circ$ et sont situées dans l'écoulement de manière à ce que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. Pour des hauteurs de marche plus importantes que $h_1^* > 1,3$, le calcul du champ de base stationnaire ne parvient plus à converger, signifiant que l'écoulement est alors globalement instable.

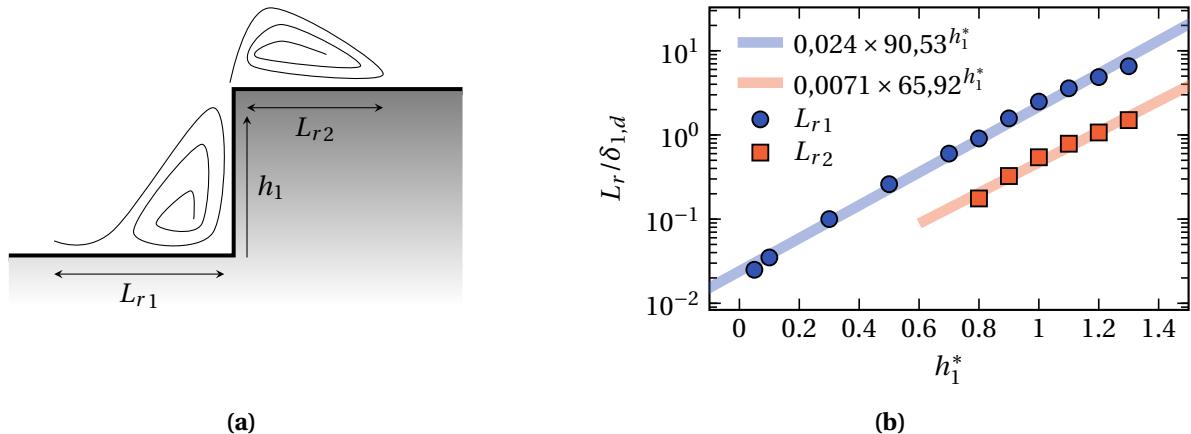


FIGURE 4.11 – (a) Schéma d'une marche montante et **(b)** évolution de la longueur de recirculation en fonction de la hauteur h_1^* .

Les champs de vitesse longitudinale adimensionnée U/U_∞ et de pression P de l'écoulement de base à proximité du défaut sont montrés sur la Figure 4.12 pour trois hauteurs différentes : $h_1^* = 0,3, 0,8$ et $1,3$. Pour chaque cas, l'épaisseur de déplacement δ_1 est tracée en noir et les régions de recirculation en blanc. Une première zone de recirculation, d'une longueur L_{r1} , est créée en amont de la marche quelle que soit sa hauteur et est d'autant plus grande que la marche est haute. De plus, au delà d'une certaine hauteur, une seconde zone de recirculation d'une longueur L_{r2} apparaît en aval de l'arête du défaut. L'évolution de ces deux longueurs de décollement adimensionnées par l'épaisseur de déplacement est tracée sur la Figure 4.11(b) en fonction de la hauteur adimensionnée h_1^* . Si le décollement L_{r1} apparaît pour toutes les marches montantes, le second L_{r2} n'adviert que lorsque $h_1^* > 0,7$. Cette valeur limite de h_1^* est également retrouvée par Shahzad [141]. Contrairement aux marches descendantes, les évolutions de L_{r1} et L_{r2} en fonction de h_1^* ne suivent pas une relation linéaire mais un comportement en loi de puissance tel que

$$\frac{L_{r1}(h_1^*)}{\delta_{1,d}} = 0,024 \times 90,53^{h_1^*}, \quad \frac{L_{r2}(h_1^*)}{\delta_{1,d}} = 0,0071 \times 65,92^{h_1^*}. \quad (4.5)$$

À l'inverse des marches descendantes, un gradient de pression adverse est créé en amont et en aval de la FFS comme on peut le voir sur la Figure 4.12(b), avec néanmoins la présence d'un gradient de pression favorable de forte intensité très localisé à l'emplacement du défaut. Ce gradient de pression est d'amplitude d'autant plus importante que la marche est haute et vient créer un point d'inflexion dans les profils de vitesse, à la fois avant et après le défaut, visible sur la Figure 4.13. Ce point d'inflexion apparaît d'autant plus tôt dans l'écoulement que la marche est de dimension importante.

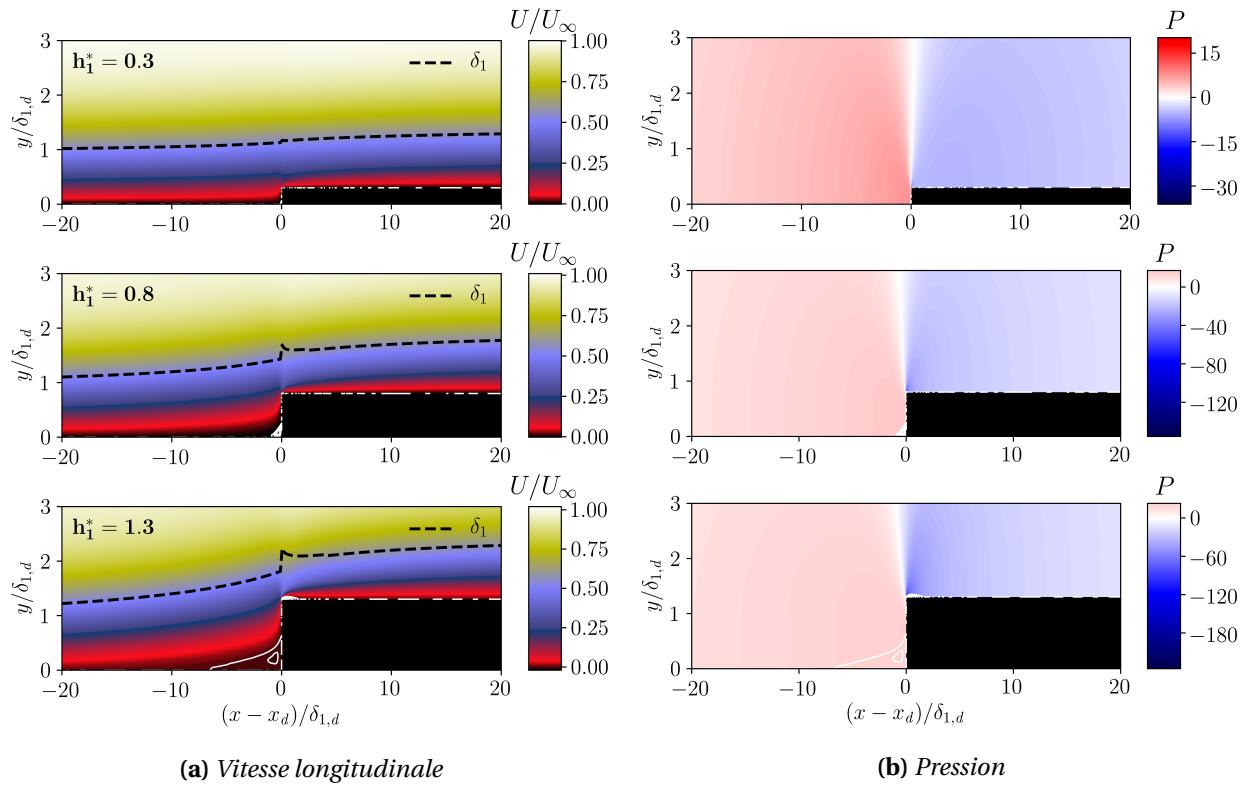


FIGURE 4.12 – Champs de (a) vitesse longitudinale et (b) de pression pour trois hauteurs de marche montante différentes, avec de haut en bas : $h_1^* = 0,3$, $h_1^* = 0,8$ et $h_1^* = 1,3$.

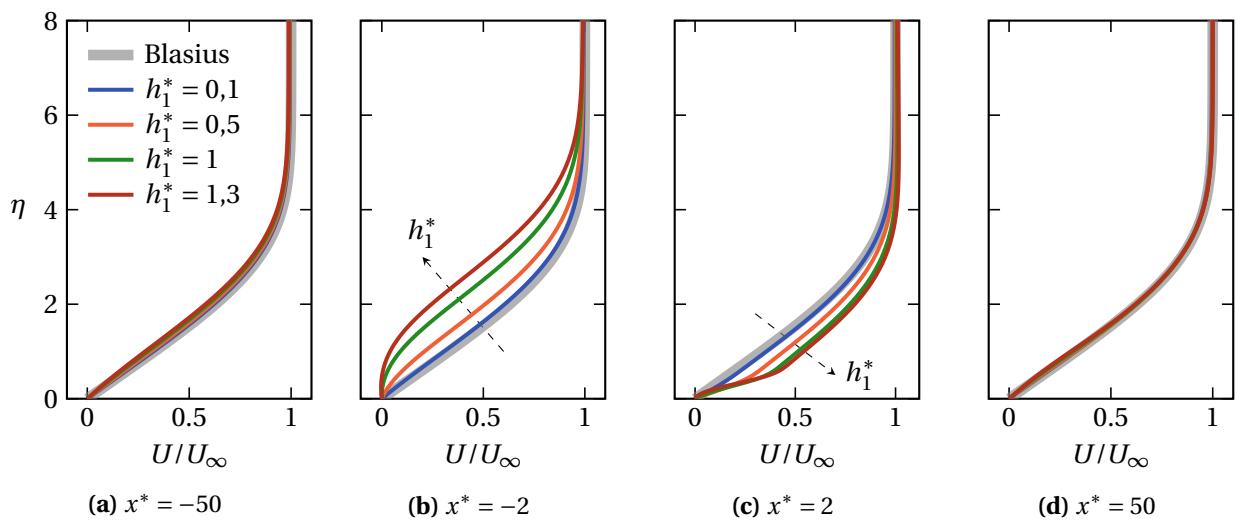


FIGURE 4.13 – Profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses pour des marches montantes de hauteurs différentes.

Comme le montre la Figure 4.14(a), la couche limite s'épaissit grandement en amont de la marche tandis que le passage de cette dernière entraîne une réduction de son épaisseur. L'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement, tracée sur la Figure 4.14(b), traduit également ce phénomène. Cela engendre une modification du facteur de forme par rapport à une plaque plane de Blasius comme le montre la Figure 4.14(c). La première zone de recirculation présente avant la marche provoque une forte augmentation de H , typique des couches limites décollées, tandis qu'en aval le facteur de forme diminue et indique une légère stabilisation de la couche limite. Loin du défaut, la couche limite tend néanmoins de nouveau vers un comportement de Blasius. Le coefficient de frottement pariétal, représenté sur la Figure 4.14(d), chute drastiquement dans la région décollée en amont de la marche, et ce d'autant plus que la marche est haute, pour ensuite de nouveau augmenter derrière. Cette augmentation atteint un pic d'autant plus localisé et d'amplitude élevée que h_1^* est faible, mais recolle également d'autant plus vite à un comportement de plaque plane.

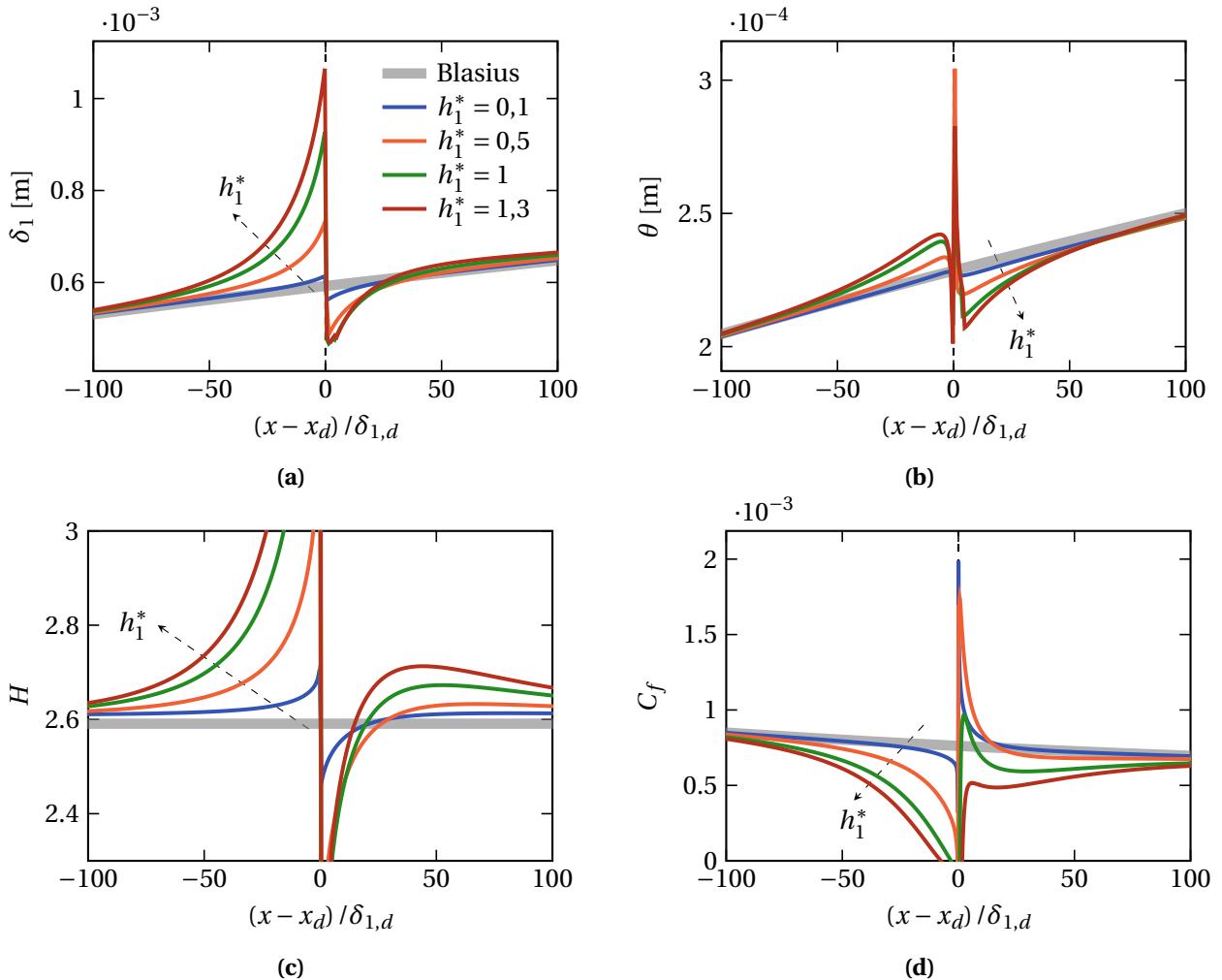


FIGURE 4.14 – Évolution des grandeurs de l'écoulement pour des FFS de différentes hauteurs : (a) épaisseur de déplacement, (b) épaisseur de quantité de mouvement, (c) facteur de forme et (d) coefficient de frottement.

Effet de la pente

L'effet de l'angle de la pente d'une marche montante est étudié en considérant une géométrie identique à celle utilisée pour les marches descendantes et dont la paroi est définie par l'équation (4.2). Quatre

marches sont considérées, de hauteur $h_1^* = 1$, de nombre de Reynolds $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$ et d'angles $\Theta = 89^\circ$, 30° , 10° et 5° . Le champ de vitesse longitudinale adimensionnée est tracé sur la Figure 4.15(a) pour $\Theta = 89^\circ$ (en haut) et $\Theta = 5^\circ$ (en bas) et montre que les deux zones de recirculation présentes en amont et en aval de la marche lorsque Θ est élevé disparaissent pour une pente plus faible.

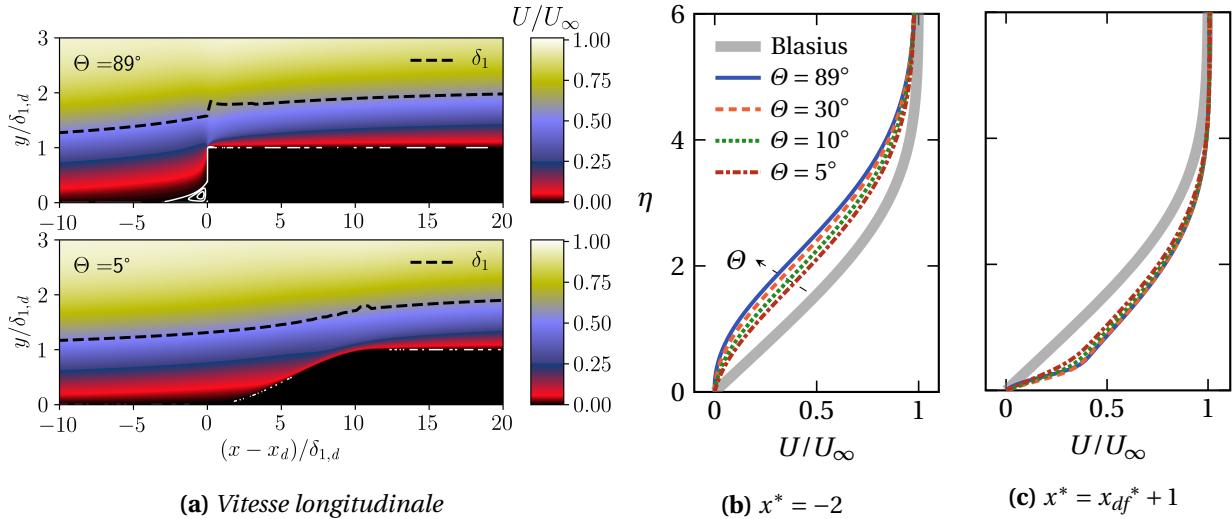


FIGURE 4.15 – Effet de la pente d'une marche montante sur (a) le champ de vitesse longitudinale pour $\Theta = 89^\circ$ (haut) et $\Theta = 5^\circ$ (bas), et sur (b)-(c) le profil de vitesse longitudinale à deux stations différentes.

Les profils de vitesse longitudinale montrent en amont de la marche une inflexion d'autant plus importante que Θ est grand (Figure 4.15(b)), tandis qu'en aval les profils de vitesse sont quasiment confondus (Figure 4.15(c)). La diminution de l'angle de pente du défaut semble avoir une répercussion assez progressive sur l'adaptation de l'écoulement à la présence de la marche montante, alors qu'un comportement plus binaire a été observé pour une marche descendante. Cela amène à penser qu'une marche montante de pente douce, quelle soit, provoquera dans tous les cas moins de modifications dans l'écoulement moyen qu'une marche montante « rectangulaire » par rapport à une plaque plane, avec des conséquences également sur sa stabilité.

4.2.2 Effet du nombre de Reynolds

L'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement autour de la marche montante est étudié à travers les longueurs de recirculation pour un défaut de hauteur $h_1^* = 1$ et tel que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. La première zone de décollement, située en amont de la marche, est tracée sur la Figure 4.16(a) et croît d'autant plus que le nombre de Reynolds est élevé. Les points suivent une tendance polynomiale du second ordre de fonction

$$\frac{L_{r1}}{\delta_{1,d}}(Re_{\delta_{1,d}}) = 1,71 \times 10^{-7} Re_{\delta_{1,d}}^2 + 1,78 \times 10^{-3} Re_{\delta_{1,d}} + 7,79 \times 10^{-2}. \quad (4.6)$$

La seconde région de recirculation se développant en aval de la marche est tracée sur la Figure 4.16(b) et n'apparaît que lorsque $Re_{\delta_{1,d}} > 900$. L'évolution de L_{r2} en fonction du nombre de Reynolds semble suivre une relation linéaire de la forme

$$\frac{L_{r2}}{\delta_{1,d}}(Re_{\delta_{1,d}}) = 5,71 \times 10^{-4} Re_{\delta_{1,d}} - 0,32. \quad (4.7)$$

Les relations (4.6) et (4.7) correspondent aux lignes épaisses sur la Figure 4.16. Les longueurs de recirculation ont été adimensionnées par $\delta_{1,d}$ car l'épaisseur de déplacement à l'emplacement de la marche varie selon le Reynolds considéré.

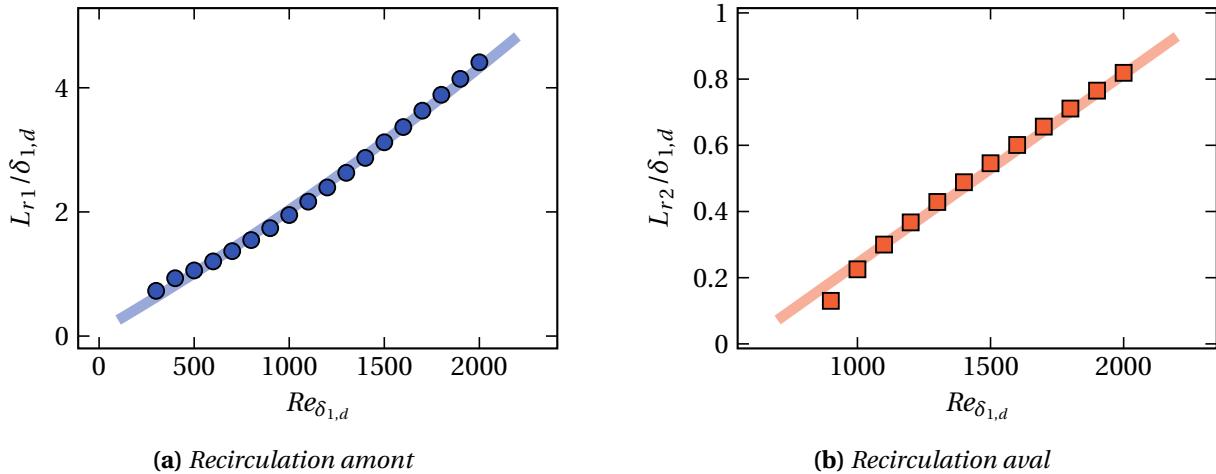


FIGURE 4.16 – Longueurs de recirculation (a) L_{r1} et (b) L_{r2} en fonction du nombre de Reynolds.

4.2.3 Influence d'un gradient de pression

La présence d'un gradient de pression dans l'écoulement autour d'une marche montante a tendance à diminuer la longueur des deux zones de décollement se développant en amont et en aval du défaut, comme on peut le voir sur la Figure 4.17(a). Cette tendance est à l'inverse de celle des marches descendantes. Cela s'explique par l'évolution de l'épaisseur de déplacement tracée sur la Figure 4.17(b). À l'emplacement de la marche, la couche limite la plus épaisse correspond à celle dont l'écoulement présente le gradient de pression favorable le plus important, tandis que la couche limite la plus fine est induite par le gradient de pression adverse le plus fort. Néanmoins, dès le passage du défaut, cette tendance s'inverse et à l'infini aval, la couche limite présentant l'épaisseur de déplacement la plus faible devrait être la plus stable vis-à-vis des perturbations extérieures.

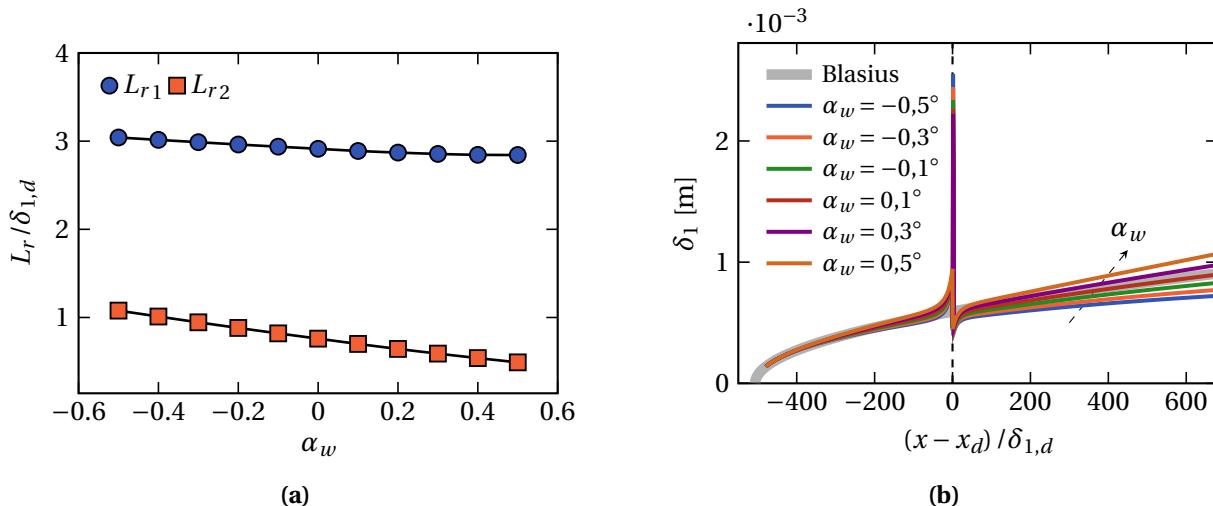


FIGURE 4.17 – Évolution (a) des longueurs de recirculation et (b) de l'épaisseur de déplacement pour une marche montante de hauteur $h_1^* = 1$ en présence d'un gradient de pression.

4.3 Rainures

Les rainures sont constituées de la succession d'une marche descendante et d'une marche montante. Elles sont donc caractérisées par trois paramètres différents : deux hauteurs h_1^* et h_2^* , et une largeur b^* . Dans cette section, nous ne considérerons que des cas pour lesquels $h_1^* = h_2^*$, et seule la hauteur h_1^* sera alors nécessaire pour caractériser le défaut, comme schématisé sur la Figure 4.18. L'influence de la largeur de la cavité et de son rapport de forme b_1/b sera étudiée.

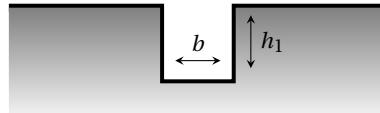


FIGURE 4.18 – Schéma d'une rainure.

4.3.1 Effet de la largeur

Deux largeurs de cavité sont considérées ici : $b^* = 1$ et $b^* = 50$, tandis que la hauteur reste fixée à $h_1^* = -1$ avec $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. Dans chacun des cas, les champs de vitesse longitudinale adimensionnée et de pression sont représentés sur la Figure 4.19, et l'épaisseur de déplacement est tracée en ligne pointillée. Pour la largeur la plus faible ($b^* = 1$), la couche limite ne semble pas perturbée par la présence du défaut et continue son évolution par dessus. La bulle de recirculation se créant à l'intérieur englobe la totalité de la rainure et est attachée aux coins de ses deux arêtes, rappelant un écoulement typique de cavité. Lorsque la largeur devient bien plus importante ($b^* = 50$), la couche limite s'engouffre légèrement dans la cavité et l'épaisseur de déplacement subit un saut lors du passage de la marche montante. Dans ce cas, la région décollée présente des caractéristiques similaires à celles observées pour les marches descendantes. Le champ de pression montre également que l'influence du défaut se fait ressentir sur une zone d'autant plus étendue que b^* est élevé, avec un fort gradient négatif au passage de la seconde arête.

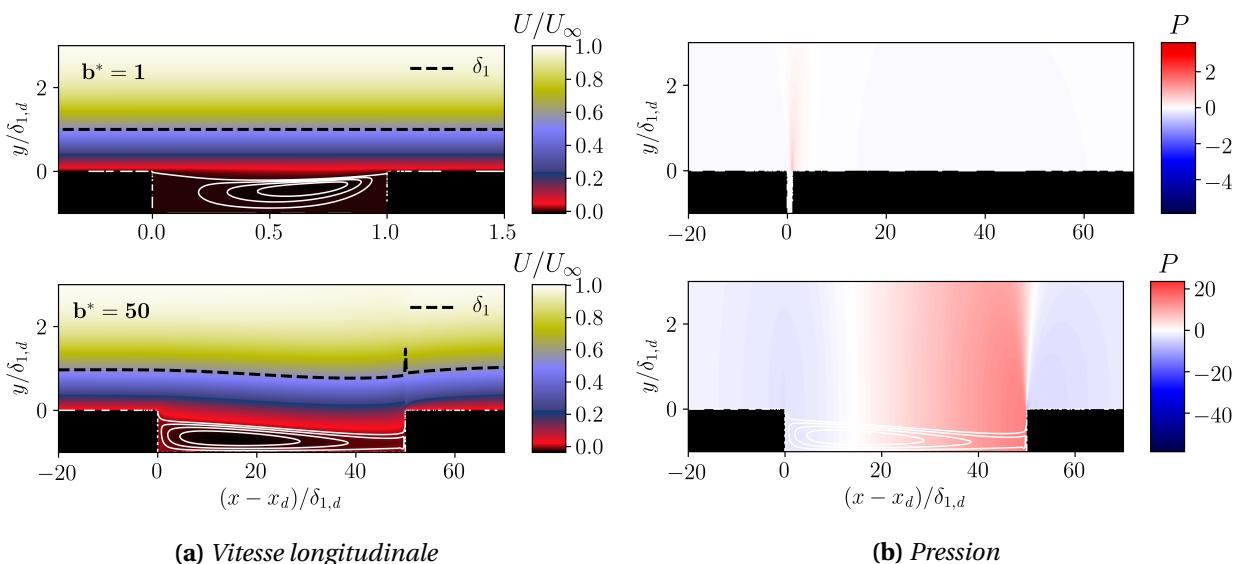


FIGURE 4.19 – Champs de (a) vitesse longitudinale adimensionnée et (b) de pression pour deux largeurs de rainures différentes, avec de haut en bas : $b^* = 1$ et $b^* = 50$.

La Figure 4.20 montre les profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses du domaine de calcul

pour les deux largeurs de défaut considérées. Dans les deux cas, les profils de vitesse se confondent en amont de la cavité et à une distance $0,5 \delta_{1,d}$ de la première arête. En revanche, juste après la fin du défaut, le profil de vitesse pour $b^* = 1$ recolle immédiatement à un profil de Blasius tandis qu'il est modifié plus longtemps pour $b^* = 50$, avec un comportement similaire à celui observé pour les marches montantes sur la Figure 4.13(c).

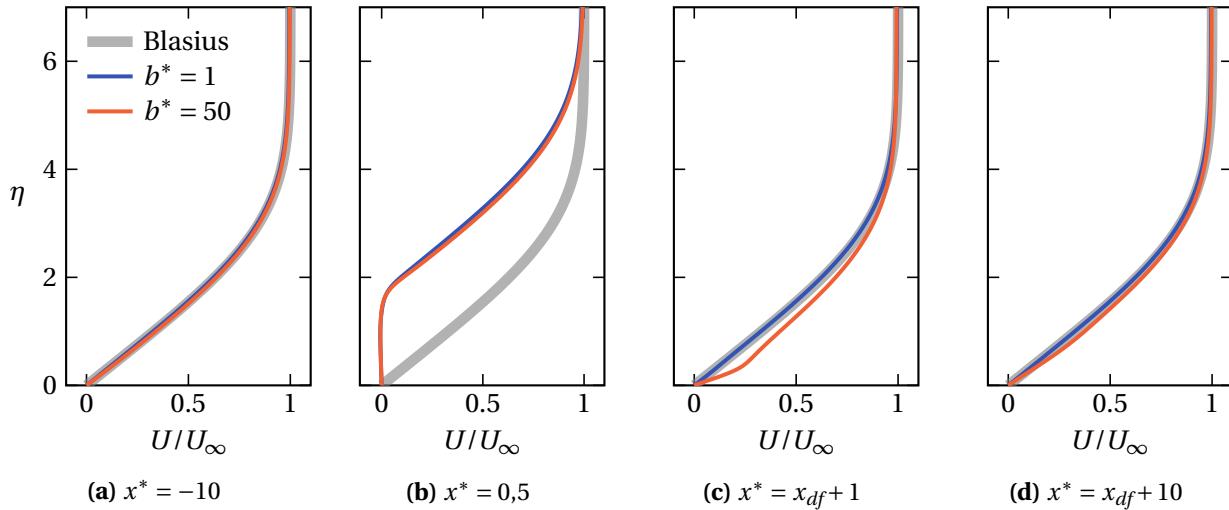


FIGURE 4.20 – Profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses pour des rainures de largeurs différentes.

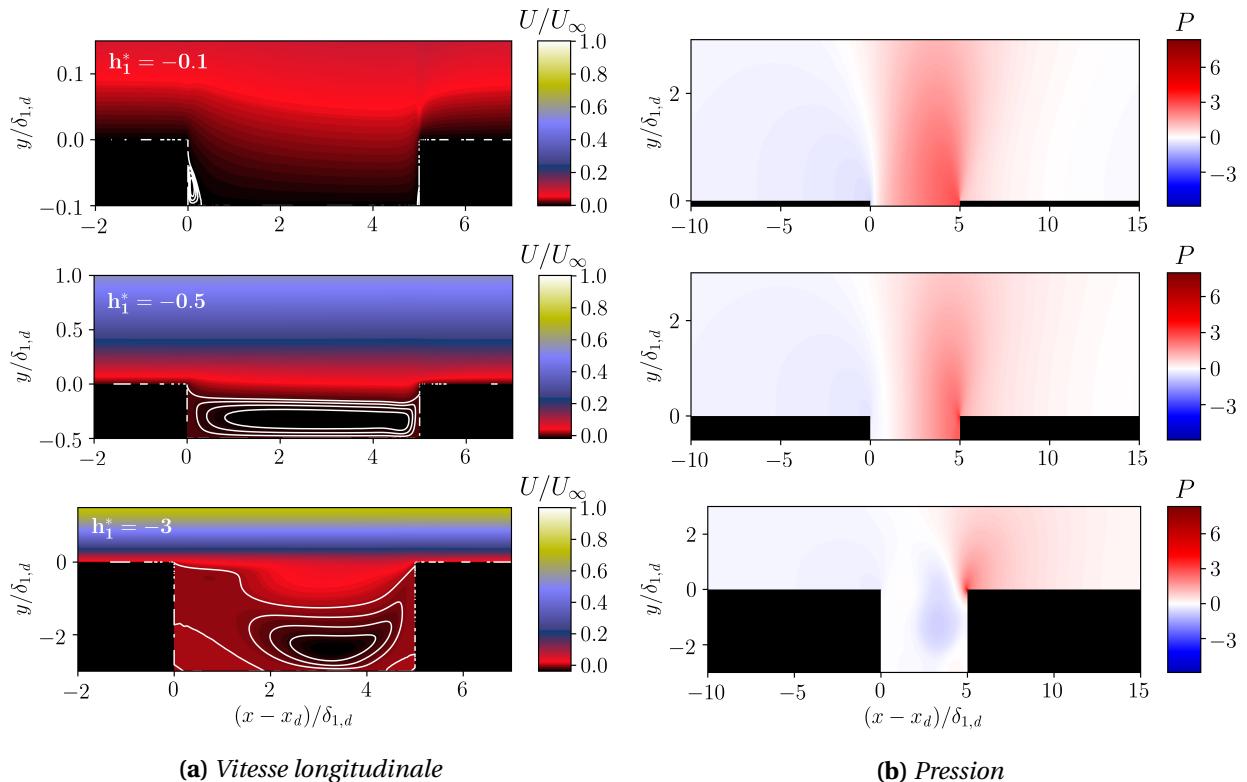


FIGURE 4.21 – Champs de (a) vitesse longitudinale adimensionnée et (b) de pression pour trois rainures de rapport d'aspect différents, avec de haut en bas : $|h_1/b| = 0,02$, $|h_1/b| = 0,1$ et $|h_1/b| = 0,6$.

4.3.2 Influence du rapport d'aspect sur la recirculation dans la cavité

Afin de prendre également en compte la hauteur de la cavité, des défauts de différents rapports d'aspect sont étudiés : $|h_1/b| = 0,02, 0,1$ et $0,6$. Dans chaque cas, la largeur et le nombre de Reynolds sont respectivement fixés à $b^* = 5$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$, tandis que la hauteur h_1^* varie.

La Figure 4.21 montre les champs de vitesse longitudinale adimensionnée et de pression pour chacune des rainures, et différents comportements à l'intérieur de celles-ci sont observés selon le rapport d'aspect. Lorsqu'il est faible ($|h_1/b| = 0,02$), l'écoulement se comporte comme s'il rencontrait une marche descendante, engendrant une première zone décollée à l'aval de celle-ci, puis une marche montante dans un second temps avec une seconde région de recirculation moins importante en amont. En augmentant le rapport d'aspect ($|h_1/b| = 0,1$), il vient se créer à l'intérieur de la rainure une unique zone de recirculation laissant place à la présence d'un second tourbillon dans le coin inférieur gauche pour des cavités encore plus profondes ($|h_1/b| = 0,6$).

4.4 Bosses

À l'inverse des cavités, les bosses se caractérisent par la présence d'une marche montante suivie d'une marche descendante. Elles sont également caractérisées par une hauteur h_1 et une largeur b , comme illustré sur la Figure 4.22.

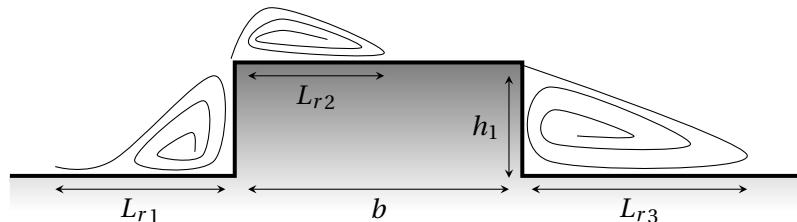


FIGURE 4.22 – Schéma d'une bosse.

4.4.1 Évolution des longueurs de recirculation avec la largeur

Le champ de vitesse longitudinale adimensionnée autour d'une bosse de hauteur $h_1^* = 1$ et de largeur $b^* = 10$ est montré sur la Figure 4.23. L'épaisseur de déplacement est tracée en ligne pointillée et les régions de recirculation sont représentées par les lignes pleines blanches. Trois zones de décollement se distinguent : une première en amont de la bosse de longueur L_{r1} , une seconde sur la bosse juste après la première arête et de longueur L_{r2} et enfin une dernière de longueur L_{r3} située en aval du défaut. Ces trois zones sont schématisées sur la Figure 4.22.

L'évolution des longueurs de recirculation L_{r1} , L_{r2} et L_{r3} adimensionnées en fonction de la largeur de la bosse est tracée sur la Figure 4.24. Le premier décollement est maximal pour de très faibles largeurs puis diminue avant d'atteindre un minimum autour de $b^* \approx 20$. Au delà de cette valeur, la longueur de la recirculation augmente légèrement et semble atteindre un plateau pour les largeurs les plus importantes. Une tendance inverse est observée pour la seconde longueur de recirculation L_{r2} , qui atteint un maximum aux alentours de $b^* \approx 10 - 20$ avant de diminuer. L'étendue du décollement la plus faible est obtenue pour de très petites valeurs de b^* et est d'ailleurs limitée par cette largeur qui, si elle est trop petite, emmène

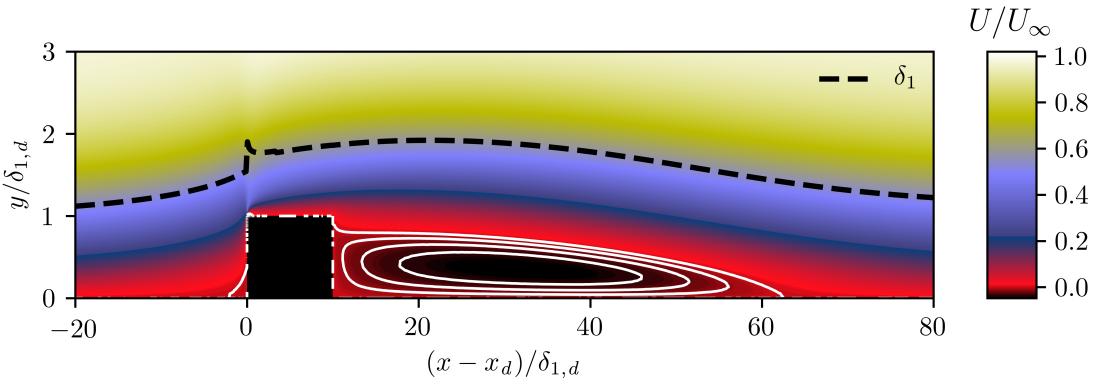


FIGURE 4.23 – Champ de vitesse longitudinale, épaisseur de déplacement et zones de recirculation pour une bosse de dimensions $h_1^* = 1$ et $b^* = 10$.

la longueur L_{r2} à recoller après le défaut. Dans ce cas, la longueur L_{r3} n'existe plus et correspond à L_{r2} . Lorsqu'elle existe, cette dernière région de recirculation de longueur L_{r3} est d'autant plus faible que b^* est grand et semble tendre vers une asymptote autour de $b^* \approx 30$.

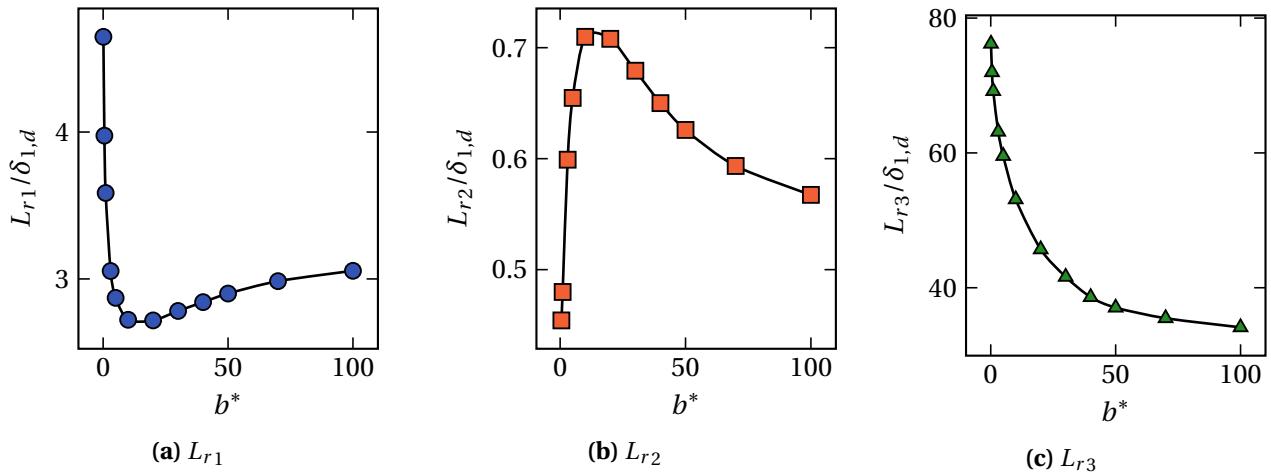


FIGURE 4.24 – Évolution des longueurs de recirculation adimensionnées en fonction de la largeur de la bosse.

4.4.2 Comparaison avec une succession de marches

Afin de distinguer le comportement d'une bosse et d'une marche montante sur l'écoulement en amont et au-dessus, les profils de vitesse autour de ces deux types de défauts sont tracés sur la Figure 4.25 pour différentes abscisses. Les bosses considérées sont de hauteur $h_1^* = 1$ et de largeurs $b^* = 1, 10$ et 50 , tandis que la marche montante est simplement d'une hauteur $h_1^* = 1$. Les deux défauts sont placés dans l'écoulement tels que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. Que ce soit en amont (Figures 4.25(a) et 4.25(b)) ou au-dessus (Figures 4.25(c) et 4.25(d)) des deux défauts, les profils de vitesse de la bosse et de la marche montante se confondent presque parfaitement et ce quelle que soit la largeur. Cela atteste que l'arête montante de la bosse a les mêmes effets sur l'écoulement qu'une FFS de même hauteur.

En revanche, il résulte de la comparaison entre les profils de vitesse au-dessus et en aval des bosses et d'une marche descendante de même hauteur, des résultats différents. Ces profils sont tracés sur la

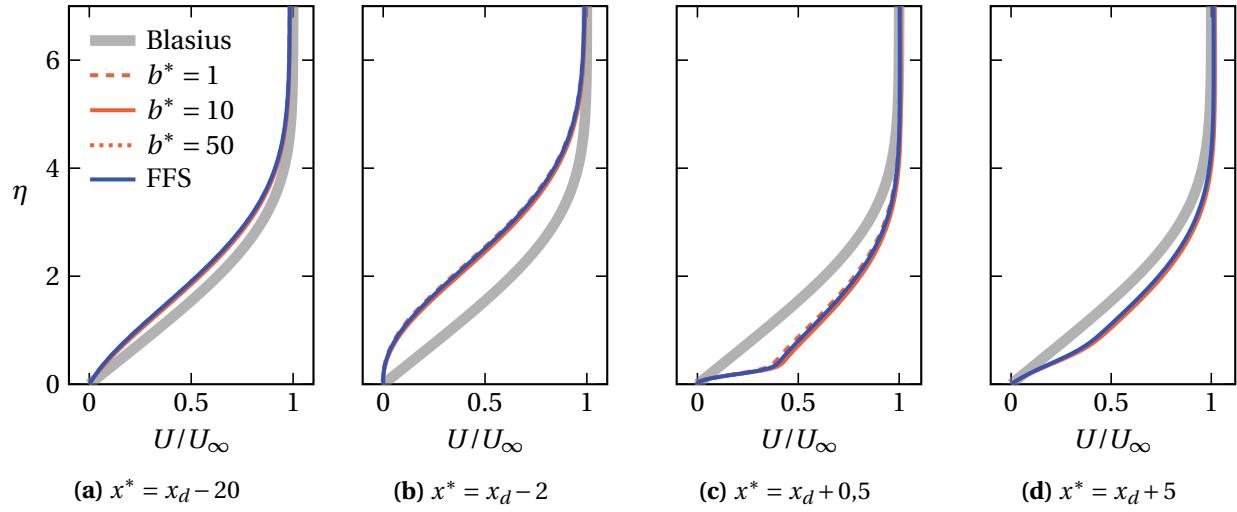


FIGURE 4.25 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale entre des bosses de différentes largeurs et une marche montante, toutes de hauteurs $h_1^* = 1$, (a)-(b) en amont du défaut et (c)-(d) au-dessus.

Figure 4.26. En amont de l’arête descendante du défaut, les Figures 4.26(a) et 4.26(b) montrent que pour $b^* = 10$, le profil de vitesse est toujours modifié par l’arête montante comme sur la Figure 4.25(d), tandis que pour $b^* = 50$ les profils de la marche descendante et de la bosse se confondent. Le cas $b^* = 1$ n’est pas tracé sur la Figure 4.26(a) car la largeur de la bosse est trop faible et l’abscisse $x^* = x_{df} - 5$ se situe en amont du défaut. Ainsi, au-delà d’une certaine largeur, l’influence de la première marche définissant la bosse ne se fait plus ressentir au passage de la seconde marche. En aval de celle-ci (Figures 4.26(c) et 4.26(d)), ces résultats se confirment. En effet, le profil de vitesse pour la bosse la plus large se confond de nouveau avec celui de la marche descendante, tandis que pour $b^* = 1$ et $b^* = 10$, le point d’infexion du décollement est légèrement plus haut et la zone de recirculation s’étend sur une distance plus importante que pour une BFS seule.

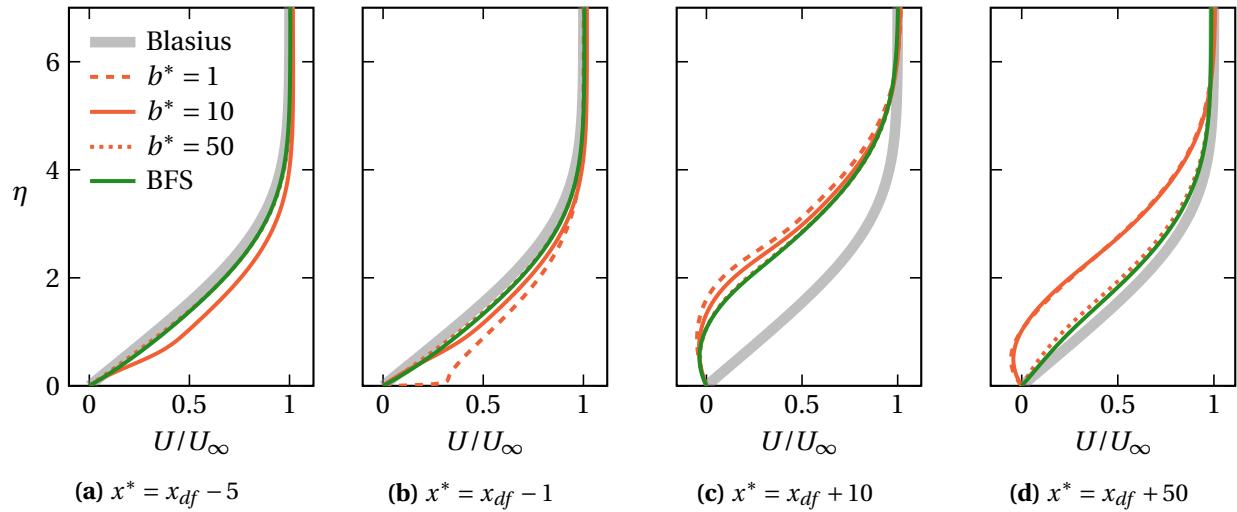


FIGURE 4.26 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale entre des bosses de différentes largeurs et une marche descendante, toutes de hauteurs $|h_1^*| = 1$, (a)-(b) au-dessus du défaut et (c)-(d) en aval.

Bilan

La présence d'un défaut de surface dans un écoulement modifie sa topologie. L'étude de celle-ci est alors essentielle pour identifier les paramètres pouvant influer sur le phénomène de transition. Différentes géométries de défauts ont été étudiées dans ce chapitre.

Les marches descendantes ont pour effet de générer une région de recirculation en aval de leur arête, dont la longueur sera d'autant plus importante que la marche sera haute. Les profils de vitesse présentent alors un point d'infexion ayant de fortes conséquences sur la stabilité de la couche limite. De plus, un fort gradient de pression positif est créé à l'emplacement de ce type de défaut et s'étend sur une distance légèrement plus importante que la longueur de la zone décollée. Enfin, il est montré qu'une modification de la pente de la marche descendante n'a pas d'influence prépondérante sur l'évolution du facteur de forme, tandis qu'une élévation du nombre de Reynolds augmente la longueur de décollement.

Les marches montantes présentent deux régions de décollement. Une première en amont du défaut et une seconde au dessus, mais n'apparaissant que pour des hauteurs de marches telles que $h_1^* > 0,7$. Ces deux zones de recirculation sont d'autant plus grandes que la hauteur du défaut est importante et suivent une loi de puissance. Un gradient de pression adverse est généré en amont et en aval de la marche montante, tandis qu'un gradient de pression favorable très localisé au niveau de l'arête du défaut pourra stabiliser la couche limite. Enfin, un adoucissement de la pente d'une FFS réduira l'infexion des profils de vitesse de façon plus progressive que pour une BFS, engendrant une couche limite plus stable.

L'agencement d'une marche descendante puis d'une marche montante permet de générer des défauts de type rainures. Selon la largeur de celles-ci, la couche limite peut soit ne pas être perturbée, soit au contraire s'y engouffrer, générant ainsi une zone décollée en aval de la première arête rappelant la topologie d'un écoulement derrière une BFS. Une modification du rapport d'aspect (h_1^*/b^*) de la rainure aura également une influence sur la région de recirculation dans la cavité.

À l'inverse des rainures, les bosses sont définies comme l'agencement d'une marche montante suivie d'une marche descendante. Ce type de défaut génère trois régions décollées : une première en amont de la première arête, une deuxième au-dessus puis enfin une dernière en aval de la seconde arête. L'évolution des deux premières longueurs de recirculation en fonction de la largeur de la bosse suit une relation non-linéaire qui montre un extremum autour de $b^* = 20$, tandis que la troisième zone décollée diminue avec la largeur.

CHAPITRE 5

Analyse de l'influence des défauts de surface sur l'amplification des ondes TS

L'influence des défauts de surface de type marches montantes et descendantes sur la stabilité d'une couche limite est étudiée dans ce chapitre à travers les méthodes du e^N et du ΔN . Un examen général de la courbe enveloppe des facteurs N pour une BFS montre une déstabilisation en deux temps avec la présence d'un ΔN_{max} et d'un ΔN_{far} . D'autre part, la déstabilisation de la couche limite par une FFS est différente et ne permet pas forcément de définir un ΔN général sur lequel s'appuyer pour la prévision de la transition. Pour chacune des marches, leur effet sur les ondes de Tollmien-Schlichting est discuté. L'influence de la hauteur et du nombre de Reynolds sur le facteur N et les profils des ondes instables est également analysée. Enfin, une étude comparative entre différents défauts de dimensions similaires et des rainures asymétriques est présentée en fin de chapitre.

Sommaire

5.1	Étude des marches descendantes	96
5.1.1	Analyse du facteur N enveloppe	96
5.1.2	Distorsion des ondes TS par une marche descendante	100
5.1.3	Influence de la hauteur de marche	101
5.1.4	Influence du nombre de Reynolds	102
5.1.5	Influence d'un gradient de pression	102
5.2	Étude des marches montantes	104
5.2.1	Analyse du facteur N enveloppe	104
5.2.2	Distorsion des ondes TS par une marche montante	106
5.2.3	Influence de la hauteur de marche	108
5.2.4	Influence du nombre de Reynolds	110
5.2.5	Influence d'un gradient de pression	110
5.3	Comparaisons entre défauts	112
5.3.1	Défauts de dimensions équivalentes	112
5.3.2	Cas des cavités asymétriques	114

APRÈS que le Chapitre 4 a présenté les modifications de l'écoulement de base induites par la présence de défauts de surface bidimensionnels, nous nous intéressons ici à leurs répercussions sur la stabilité d'une couche limite. Les deux défauts principaux que sont les marches descendantes (BFS) et les marches montantes (FFS) seront étudiés. Notons que l'approche HLNS utilisée, avec l'introduction d'une excitation en entrée de domaine, exclut de capter les instabilités globales pouvant se développer à l'emplacement des défauts. Une première analyse générale de la courbe enveloppe des facteurs N sera dans un premier temps menée et permettra de définir les ΔN d'intérêts, tandis que l'influence de la hauteur de marche, du nombre de Reynolds et du gradient de pression sera abordée ensuite. Enfin, une comparaison générale entre différents défauts de dimensions similaires sera présentée dans la dernière section.

Discussion préliminaire sur la méthode du ΔN La méthode du ΔN est utilisée ici pour quantifier l'effet d'une modification de l'écoulement de base, dans le cadre de cette thèse par un défaut de surface, sur l'amplification des ondes TS dans la couche limite. Bien que très employée dans la littérature, certains points doivent tout de même être rappelés pour une bonne compréhension de cette méthode et de ses limites. Tout d'abord, la méthode du ΔN suppose qu'aucun nouveau mode n'est créé dans l'écoulement. Les instabilités prises en compte existent déjà dans le cas sans défaut et sont seulement suramplifiées (ou amorties dans certains cas) par la présence du défaut. Ainsi, cette méthode — et la méthode du e^N plus généralement — ne sera pas applicable si les modifications de l'écoulement de base dues au défaut ont lieu avant la zone d'amplification linéaire des perturbations car les ondes de Tollmien-Schlichting n'auront pas encore été amplifiées. Ensuite, ces méthodes ne s'appliquent plus en présence d'instabilités secondaires, ce qui sera le cas par exemple si le défaut est situé trop près du point de transition. Enfin, à l'infini aval de l'irrégularité de surface, le ΔN doit théoriquement tendre vers une valeur nulle. En effet, l'écoulement de base n'étant plus perturbé loin du défaut, les courbes enveloppes des facteurs N du cas lisse et avec défaut recolleront.

5.1 Étude des marches descendantes

L'impact général d'une marche descendante sur la transition est présenté qualitativement sur la Figure 5.1 en comparant la courbe enveloppe des facteurs N en présence du défaut (courbe bleu) et pour une plaque plane située dans les mêmes conditions d'écoulement (courbe rouge pointillée). Le cas illustré ici correspond à une marche descendante de hauteur $h_1^* = -2$ et placée dans l'écoulement de sorte que $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$. Les deux courbes enveloppes sont obtenues en considérant 68 fréquences réduites dans la gamme $F \in [25 - 159]$.

5.1.1 Analyse du facteur N enveloppe

À l'infini amont de la marche, l'amplification des ondes TS est équivalente avec ou sans défaut et les deux courbes enveloppes sont confondues. En arrivant sur le défaut, l'écoulement est soumis à un gradient de pression favorable qui désépaissit la couche limite, comme on peut le voir sur la Figure 5.2(a) montrant l'évolution de l'épaisseur de déplacement à proximité de la marche. Ce désépaississement tend alors à stabiliser les perturbations, avec comme conséquence une légère diminution du facteur N par rapport à celui de la plaque plane. Au passage de la marche, l'épaisseur de déplacement augmente brutalement du fait du fort gradient de pression positif et la couche limite devient beaucoup plus instable.

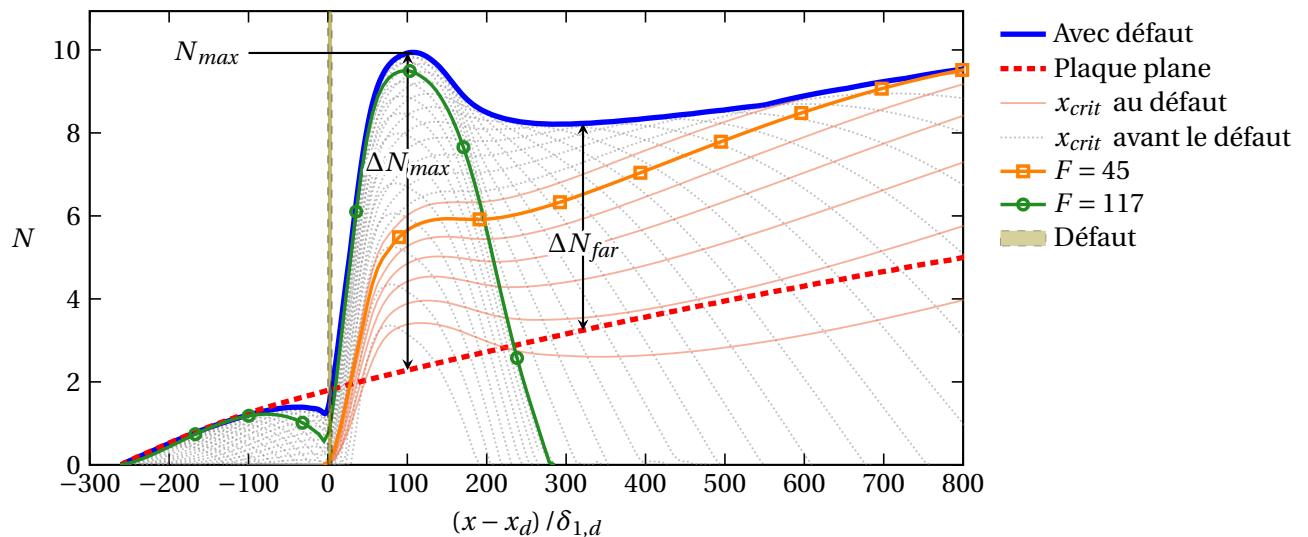


FIGURE 5.1 – Courbe enveloppe des facteurs N pour une configuration de marche descendante de paramètres $h_1^* = -2$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$.

Cela se traduit par une très nette augmentation locale du facteur N juste après le défaut jusqu'à une valeur N_{max} , en grande partie due à la très forte amplification des ondes de hautes fréquences dans la couche de mélange se formant en aval de la marche dans la région décollée. Néanmoins, les ondes de Tollmien-Schlichting de ces hautes fréquences sont plutôt stables pour les couches limites et s'atténuent rapidement après le défaut. Ce phénomène est illustré par le facteur N correspondant à la fréquence $F = 117$. D'autre part, les perturbations aux fréquences plus faibles sont également amplifiées par la présence de l'imperfection de surface mais dans une moindre mesure, et à l'infini aval, le facteur N retrouve le comportement d'une couche limite de Blasius mais décalé d'une valeur ΔN_{far} . Ce phénomène est illustré par la courbe des facteurs N correspondant à la fréquence $F = 45$. La valeur positive du ΔN_{far} indique une déstabilisation globale de l'écoulement par la présence de la marche descendante.

Calcul des ΔN et impact sur la transition

Deux ΔN ressortent de cette analyse : un ΔN_{max} correspondant à un maximum local du facteur N situé juste après la marche, et un ΔN_{far} à l'infini aval.

Le calcul du ΔN_{max} est immédiat dans la mesure où il correspond à l'écart maximal entre la courbe enveloppe du cas lisse et avec défaut. Ce point correspond au point vert sur la Figure 5.2(b). Dans la suite de ce manuscrit, le N_{max} sera toujours défini comme la valeur du facteur N enveloppe du cas avec défaut à l'emplacement du ΔN_{max} . Cette valeur ne correspondra pas toujours à la valeur maximale du facteur N dans le domaine de calcul selon les types de défauts considérés et le nombre de Reynolds de l'écoulement.

L'obtention du ΔN_{far} est en revanche beaucoup moins directe car celui-ci n'est pas constant mais légèrement décroissant avec l'éloignement au défaut. En théorie, le ΔN_{far} sera de nouveau nul très loin de la marche et les deux courbes enveloppes recolleront. En pratique, cela n'est d'aucun intérêt puisque les valeurs de N pour lesquelles les deux courbes enveloppes se regrouperont correspondent dans la majorité des cas à une couche limite déjà turbulente. Dans ces travaux, le ΔN_{far} est défini comme le premier point pour lequel la dérivée $d(\Delta N) / dx$ retrouve une valeur constante, c'est-à-dire une fois que les effets du ΔN_{max} ne se font plus ressentir dans l'écoulement. Ce point correspond au point rouge sur la

Figure 5.2(b).

En considérant que la transition est déclenchée lorsque le facteur N atteint la valeur seuil $N_{tr} = 9$ comme c'est le cas en condition de vol, la marche descendante prise ici comme exemple est critique. En effet, la transition est déclenchée à une distance de $60\delta_{1,d}$ du défaut par l'effet du ΔN_{max} , tandis que le cas lisse reste toujours en dessous de N_{tr} et est donc laminaire dans tout le domaine de calcul.

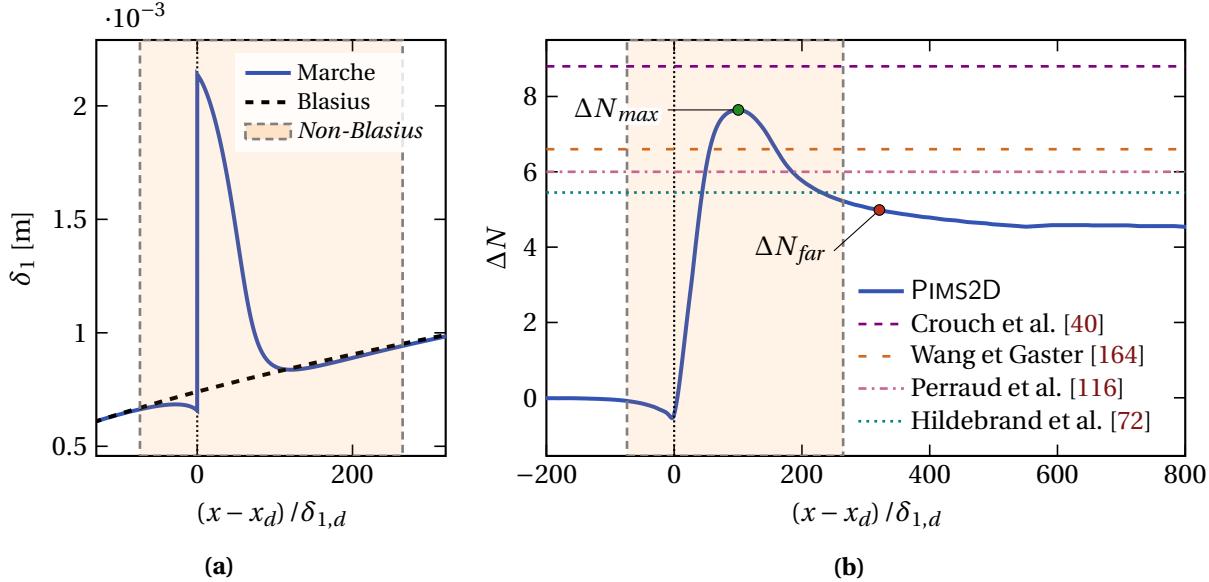


FIGURE 5.2 – Évolution de (a) l'épaisseur de déplacement et (b) du ΔN pour une configuration de marche descendante de paramètres $h_1^* = -2$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$.

Comparaison avec la littérature

Les ΔN de la littérature obtenus à partir de mesures expérimentales sont définis comme l'écart entre la valeur du N de transition du cas lisse et la valeur de la courbe enveloppe du cas lisse à l'abscisse de transition en présence d'un défaut. L'inconvénient des résultats numériques issus de calculs LST, PSE ou HLNS est que l'on ne dispose pas *a priori* de la position de transition, ce qui empêche de définir de façon similaire le ΔN responsable de la transition. Crouch et Kosorygin [41] ont déjà abordé cette problématique et parlent plutôt d'un Δn pour les études numériques qui, à la différence du ΔN expérimental, n'est pas lié spécifiquement aux ondes TS dont les fréquences sont responsables de la transition mais est vu plutôt comme un facteur de suramplification local. La comparaison entre des résultats numériques et expérimentaux est donc délicate.

À titre d'exemples, les ΔN calculés à partir des corrélations de la littérature (voir Chapitre 2) sont tracés sur la Figure 5.2(b) et ont tous une valeur différente, soit comprise entre le ΔN_{max} et le ΔN_{far} tels que nous les avons définis pour les relations de Wang et Gaster [164] (eq. (2.15)), Perraud et al. [116] (eq. (2.14)) et Hildebrand et al. [72] (eq. (2.16)), soit dépassant le ΔN_{max} pour la formule de Crouch et al. [40] (eq. (2.12b)).

Effets d'histoire

La comparaison entre les grandeurs intégrales de l'écoulement avec et sans défaut permet de définir une zone dite de « non-Blasius ». Cette région orangée sur la Figure 5.2 correspond à la partie de

l'écoulement au sein de laquelle la différence entre l'épaisseur de déplacement d'une couche limite de Blasius et du cas avec défaut est supérieure à 1%. Les ondes TS qui débutent leur amplification à l'intérieur de cette zone sont représentées par les fines lignes oranges sur la Figure 5.1 et, dans ce cas particulier, commencent toutes à croître juste en amont du défaut. Elles sont toutes de faibles fréquences, comprises dans la gamme $F \in [25 - 51]$, et sont responsables d'un changement de pente de la courbe enveloppe, et donc du ΔN , autour de l'abscisse $x^* = 550$.

Analyse par fréquence

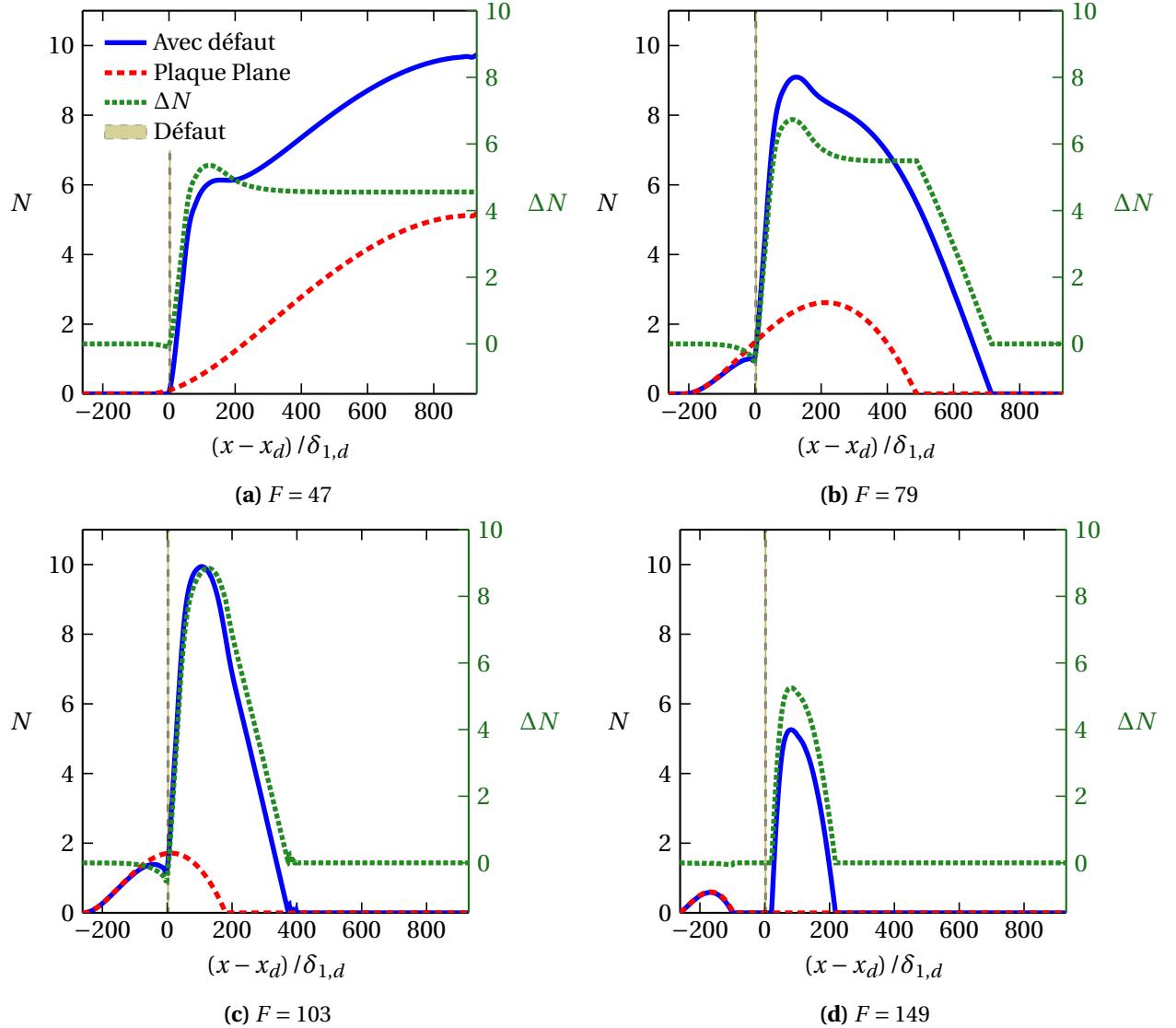


FIGURE 5.3 – Évolution du facteur N avec et sans défaut et du ΔN pour les fréquences réduites (a) $F = 47$, (b) $F = 79$, (c) $F = 103$ et (d) $F = 149$ pour une marche descendante de paramètres $h_1^* = -2$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$.

Le facteur N du cas lisse et en présence de la marche (axe des ordonnées gauche) ainsi que le ΔN (axe des ordonnées droit) sont tracés sur la Figure 5.3 pour quatre fréquences réduites. La fréquence la plus faible ($F = 47$) montre bien la dissociation entre l'effet du ΔN_{max} et du ΔN_{far} . Ce dernier est alors constant dans tout le domaine de calcul dans la mesure où l'onde TS du cas sans défaut est toujours amplifiée. À une fréquence légèrement plus élevée ($F = 79$) et correspondant à celle la plus amplifiée

par le défaut, ce phénomène est toujours visible. Néanmoins, dès que le facteur N du cas lisse retrouve une valeur nulle, le ΔN décroît progressivement jusqu'à atteindre zéro lorsque l'onde TS amplifiée par le défaut est complètement amortie. Finalement, aux fréquences les plus hautes ($F = 103$ et $F = 149$), l'onde TS n'est amplifiée qu'à proximité de la marche, ce qui conduit uniquement à l'existence d'un ΔN_{max} et à l'absence d'un ΔN_{far} . Cette approche du ΔN par fréquence et non plus par enveloppe est instructive et permettrait, de par la connaissance du ΔN correspondant à la fréquence responsable de la transition, de définir plus facilement des ΔN numériques pouvant être comparés aux ΔN expérimentaux.

5.1.2 Distorsion des ondes TS par une marche descendante

La perturbation la plus amplifiée par la marche descendante est une onde TS de fréquence $F = 103$, responsable du ΔN_{max} . La partie réelle de la vitesse longitudinale adimensionnée de cette onde est tracée sur la Figure 5.4 et montre bien une forte amplification après le défaut avant d'atteindre un maximum puis de décroître. L'onde TS est en réalité déjà amplifiée avant la marche mais dans une moindre mesure, ce qui n'est alors pas visible sur la figure.

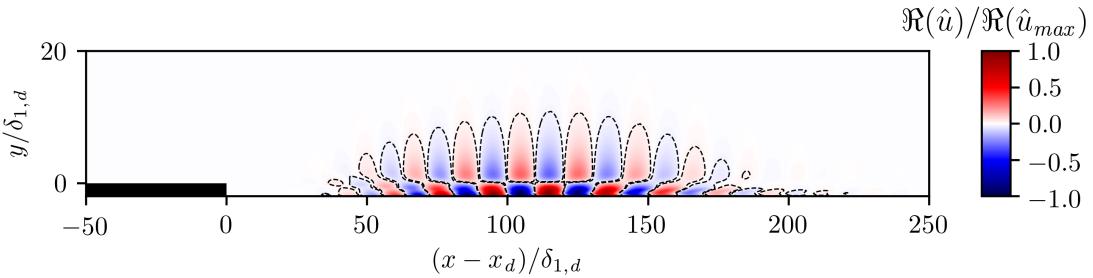


FIGURE 5.4 – Partie réelle du champ de perturbations longitudinales pour $F = 103$.

Afin de visualiser l'évolution de la perturbation dans l'écoulement, les profils adimensionnés des fonctions d'amplitude ($\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}$) sont tracés pour différentes abscisses sur la Figure 5.5. En amont de la marche ($x^* = -10$), les profils des perturbations correspondent à ceux d'une onde TS, avec la présence d'un pic principal sur \hat{u} en proche paroi, suivi d'un minimum local au point du maximum de \hat{v} . Au passage du défaut ($x^* = 5$), les profils sont distordus et \hat{u} et \hat{v} présentent deux pics principaux. Le mécanisme de déstabilisation passe alors d'une instabilité visqueuse à la combinaison d'une instabilité visqueuse et probablement de Kelvin-Helmholtz, d'autant plus que la fréquence étudiée est une haute fréquence. Proche de la marche, le pic le plus haut ② présente une amplitude plus importante que le pic situé plus proche de la paroi ①, mais cette tendance s'inverse en s'éloignant du défaut ($x^* = 20$) et l'instabilité visqueuse devient de nouveau prédominante. À terme, le pic ② disparaît et des profils caractéristiques d'une onde TS sont de nouveau observés ($x^* = 100$).

La présence de ces deux pics est visible sur le champ de $|\hat{u}|$ tracé sur la Figure 5.6 à proximité du défaut. La région orangée au dessus de la marche pour $x^* < 0$ correspond au pic principal de l'onde TS de la Figure 5.5(a). Après le défaut, cette zone est prolongée dans l'alignement de la marche tout en gagnant en amplitude et correspond au pic ②, tandis qu'apparaît en proche paroi une seconde région d'amplification progressive correspondant au pic ①. En s'éloignant du défaut, ces deux régions d'amplification se regroupent pour n'en former qu'une seule, typique des ondes TS.

La présence de ces deux types d'instabilités, visqueuse et — probablement — de Kelvin-Helmholtz,

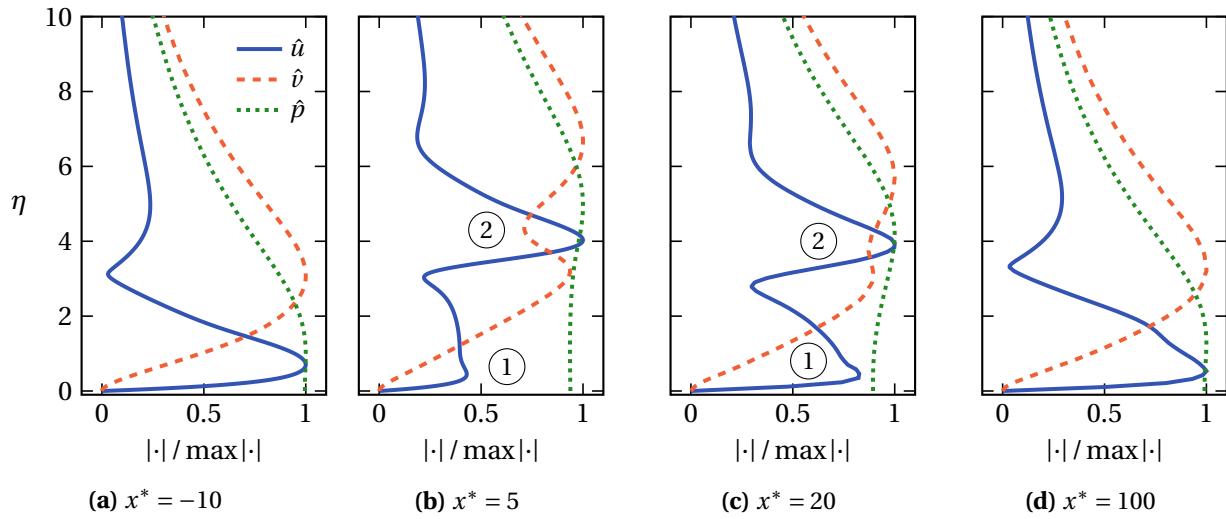


FIGURE 5.5 – Profils adimensionnés de l’onde TS à la fréquence $F = 103$ à différentes abscisses pour une marche descendante.

indique que les mécanismes responsables de la déstabilisation de la couche limite sont plus compliqués qu’une simple suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting. À première vue, il serait nécessaire de filtrer la contribution des ondes TS seules pour pouvoir utiliser la méthode du ΔN dans cette région de l’écoulement afin de bien séparer la contribution des deux modes instables. Cependant, le N_{max} est atteint sur la Figure 5.1 à l’abscisse $x^* = 100$, ce qui correspond aux profils de TS représentés sur la Figure 5.5(d). À cette abscisse, les deux modes se sont combinés en un seul et l’instabilité de Kelvin-Helmholtz ne semble pas être responsable du ΔN_{max} .

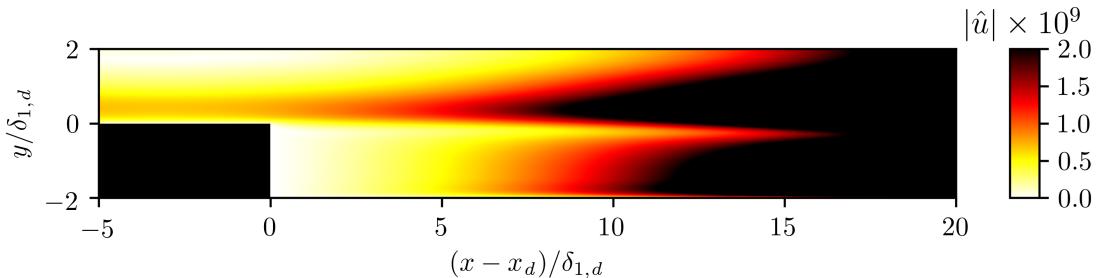


FIGURE 5.6 – Module du champ de perturbations longitudinales (zoom près de la marche) pour $F = 103$.

5.1.3 Influence de la hauteur de marche

Les cas de marches descendantes dont l’écoulement de base a été étudié dans la section 4.1.1 donnent les courbes enveloppes de facteur N tracées sur la Figure 5.7(a). Il ressort de cette comparaison que la suramplification des ondes instables par le défaut est d’autant plus grande que la marche est haute, avec une dissociation de plus en plus nette entre l’effet du ΔN_{max} et du ΔN_{far} .

Cette suramplification plus importante lorsque $|h_1|$ est élevé est également constatée en regardant les profils des perturbations à différentes abscisses derrière la marche, tracés sur les Figures 5.7(b)-(c). L’onde TS considérée ici est l’onde de fréquence réduite $F = 73$. Pour la hauteur la plus faible ($h_1^* = -0,1$), la perturbation n’est que très peu altérée par le défaut, le profil étant simplement surélevé d’une hauteur $|h_1|$

en $x^* = 1$ et retrouvant le comportement d'une onde TS sur plaque plane en $x^* = 30$. Lorsque la hauteur de marche augmente, la présence des deux pics ① et ② devient visible et est d'autant plus persistante que $|h_1|$ est grand. Cela est une conséquence directe de l'augmentation de la longueur de recirculation, et donc de la couche de cisaillement, avec l'augmentation de la hauteur de marche tel qu'exposé dans le chapitre précédent.

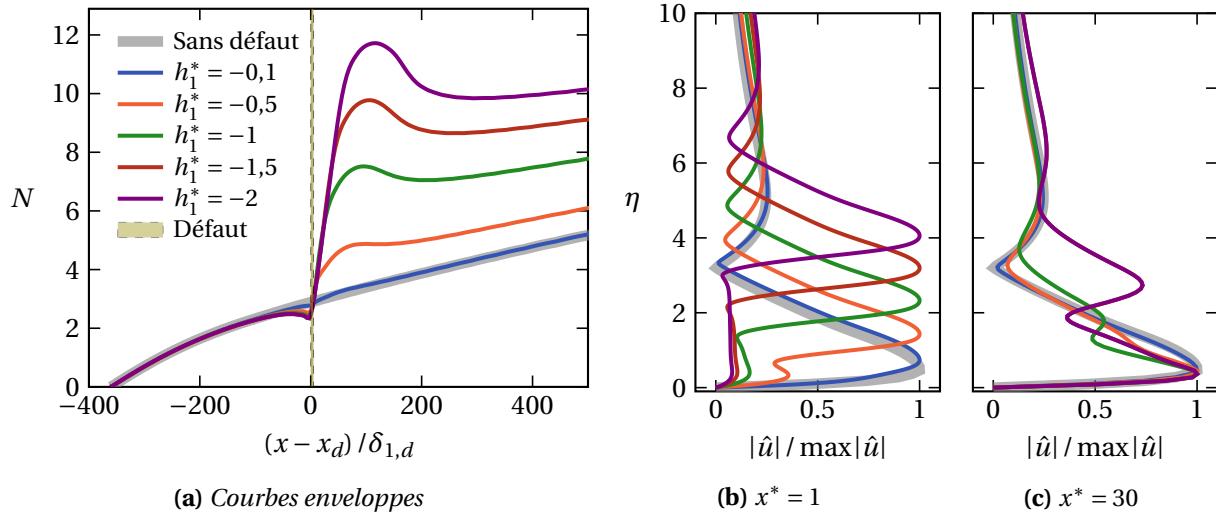


FIGURE 5.7 – (a) Courbes enveloppes de marches descendantes de différentes hauteurs et **(b)-(c)** profils de la perturbation longitudinale de fréquence $F = 73$ à différentes abscisses en aval de la marche.

5.1.4 Influence du nombre de Reynolds

La valeur du N_{max} , c'est-à-dire du N à l'abscisse du ΔN_{max} , ainsi que les différents ΔN sont calculés pour différents $Re_{\delta_{1,d}} \in [900 - 2000]$ pour une même marche descendante de hauteur $h_1^* = -2$ et sont tracés sur la Figure 5.8. Si l'évolution du N_{max} semble suivre une tendance linéaire dans cette gamme de nombres de Reynolds, ce n'est pas le cas du ΔN_{max} dont le taux de croissance diminue avec l'augmentation du $Re_{\delta_{1,d}}$. L'évolution du ΔN_{far} présente quant à elle également un caractère linéaire mais en deux temps, entrecoupé d'un plateau probablement dû aux effets d'histoire commentés dans la section 5.1.1. En effet, aux faibles nombres de Reynolds, les ondes TS de basses fréquences dont l'amplification débute à l'emplacement de la marche sont responsables d'une rupture de pente de la courbe enveloppe des facteurs N , et donc d'un ΔN_{far} plus élevé. En revanche, lorsque le nombre de Reynolds devient suffisamment important, toutes les fréquences commencent à être amplifiées bien en amont du défaut et cette rupture de pente n'est alors plus observée, aboutissant à un ΔN_{far} légèrement plus faible. Notons également que l'influence du $Re_{\delta_{1,d}}$ est similaire sur le ΔN_{max} et le ΔN_{far} , qui augmentent tous les deux de 31% entre $Re_{\delta_{1,d}} = 900$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 2000$.

5.1.5 Influence d'un gradient de pression

L'influence d'un gradient de pression sur le facteur N est représenté sur les Figures 5.9 et 5.10 pour des marches descendantes placées dans l'écoulement telles que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$ et de hauteurs respectives $h_1^* = -0,5$ et $h_1^* = -1,5$. La présence d'un gradient de pression favorable ($\alpha_w = -0,4$) est illustrée sur les Figures 5.9(a) et 5.10(a) et montre bien un amortissement des perturbations, tant pour la configuration lisse qu'en présence d'une marche descendante, par rapport à une configuration de défaut identique

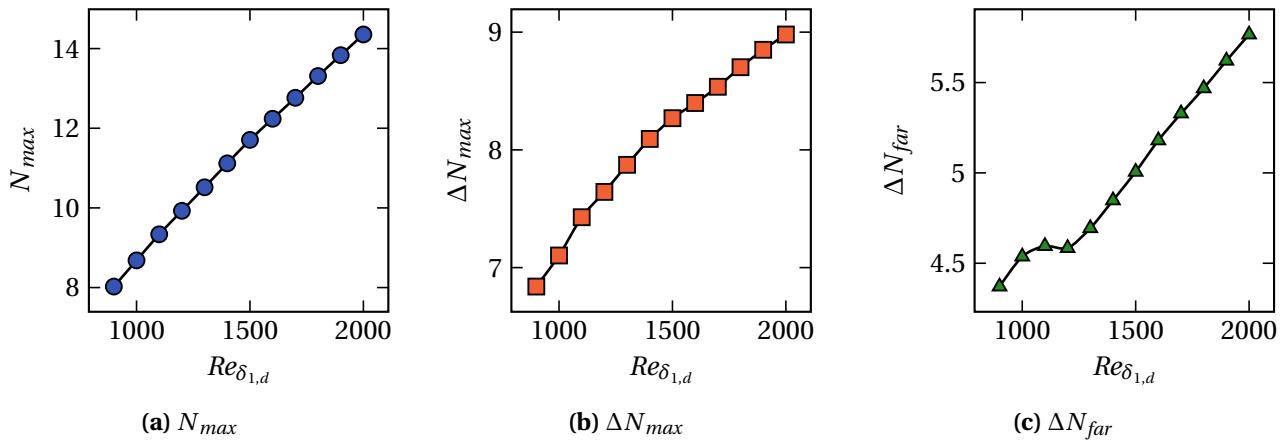


FIGURE 5.8 – Évolution des ΔN en fonction du nombre de Reynolds pour une marche descendante.

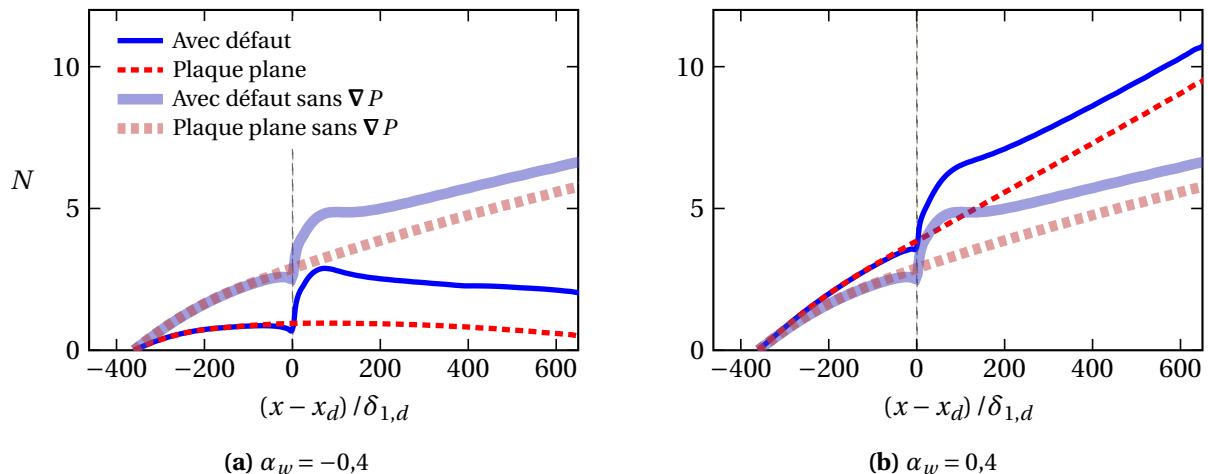


FIGURE 5.9 – Courbes enveloppes de facteur N pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -0,5$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$.

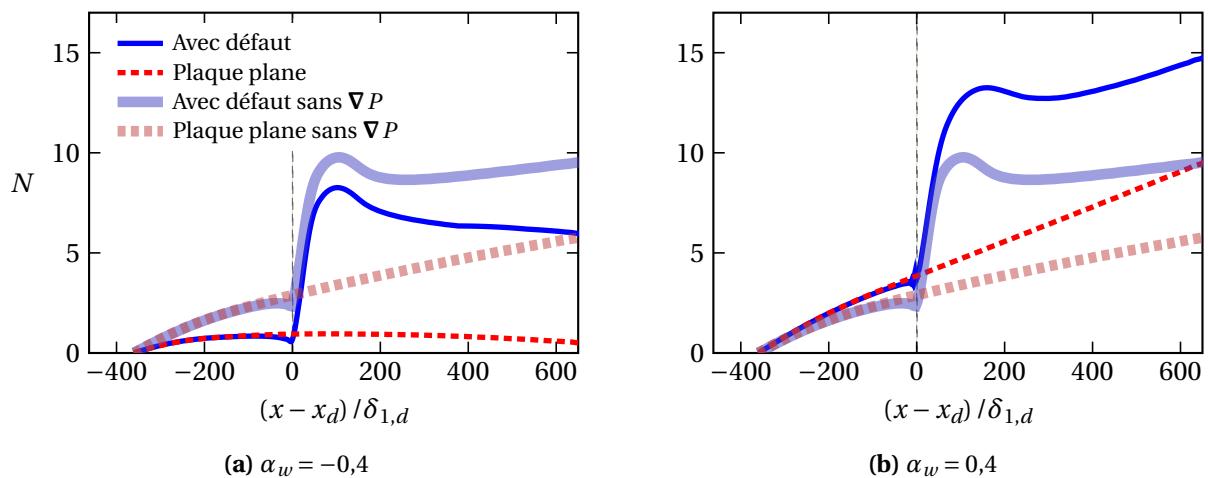


FIGURE 5.10 – Courbes de facteur N pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -1,5$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$.

mais sans gradient de pression. Que ce soit avec ou sans défaut, le facteur N enveloppe augmente dans un premier temps jusqu'à atteindre une limite, puis tend vers zéro à l'aval du domaine de calcul. À l'inverse, lorsque le gradient de pression est défavorable ($\alpha_w = 0,4$), les ondes TS sont suramplifiées et la courbe enveloppe du facteur N s'éloigne de plus en plus du cas sans gradient de pression dans le domaine de calcul, comme illustré sur les Figures 5.9(b) et 5.10(b).

Les évolutions du N_{max} , du ΔN_{max} et du ΔN_{far} en fonction de la pente de la paroi supérieure sont tracées sur la Figure 5.11 pour différentes hauteurs de marches descendantes. Il ressort de cette étude que la valeur du N_{max} est d'autant plus élevée que le gradient de pression est important (défavorable), et ce quelle que soit la hauteur du défaut. Cette augmentation du N_{max} se fait de façon similaire pour toutes les hauteurs, mais avec des valeurs de N_{max} plus élevées pour les hauteurs $|h_1^*|$ plus grandes. En revanche, l'étude de ΔN_{max} et du ΔN_{far} montre un comportement différent. Pour de faibles hauteurs de marches, jusqu'à $h_1^* = -1$, les ΔN ne sont qu'extrêmement peu impactés par la présence d'un gradient de pression dans l'écoulement. Cependant, pour des hauteurs plus importantes, les deux ΔN ont tendance à augmenter avec le gradient de pression, et ce de façon plus linéaire pour le ΔN_{max} que pour le ΔN_{far} .

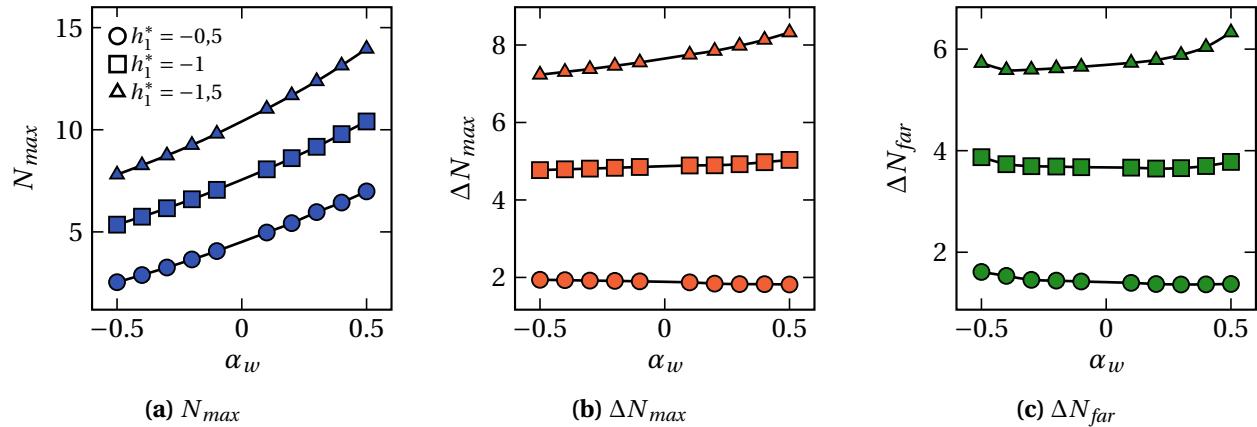


FIGURE 5.11 – Évolution des ΔN en fonction de la pente de la paroi supérieure du domaine pour des marches descendantes de différentes hauteurs.

5.2 Étude des marches montantes

L'impact général d'une marche montante sur la transition est présenté qualitativement sur la Figure 5.12 en comparant la courbe enveloppe des facteurs N en présence du défaut (courbe bleue) et pour une plaque plane située dans les mêmes conditions d'écoulement (courbe rouge pointillée). Le cas illustré ici correspond à une marche montante d'une hauteur $h_1^* = 1$ et placée dans l'écoulement de sorte que $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$. Les deux courbes enveloppes sont obtenues en considérant 68 fréquences réduites dans la gamme $F \in [25 - 159]$.

5.2.1 Analyse du facteur N enveloppe

Comme pour les marches descendantes, les courbes enveloppes du cas lisse et avec marche montante sont confondues à l'infini amont du défaut. Avant le passage de la marche, un gradient de pression défavorable est généré dans l'écoulement et vient épaisser la couche limite, comme on peut le voir sur la Figure 5.13(a). Elle est alors moins stable aux perturbations et le facteur N s'éloigne du cas lisse en

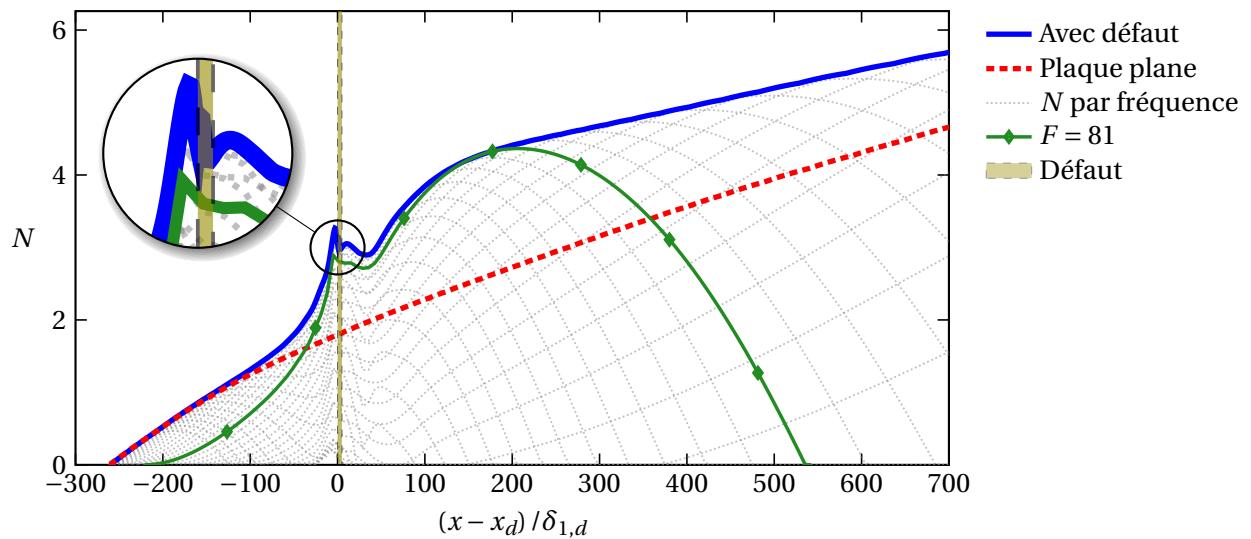


FIGURE 5.12 – Courbe enveloppe des facteurs N pour une configuration de marche montante de paramètres $h_1^* = 1$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$.

croissant de manière plus importante jusqu'à un maximum local à la position du défaut. Au dessus de celui-ci, des fluctuations du facteur N sont observées. Un gradient de pression favorable très localisé au niveau de l'arête de la marche amortit les ondes TS en affinant la couche limite et en accélérant l'écoulement, ce qui provoque une baisse du facteur N localement et la disparition des fluctuations sinusoïdales. Plus en aval, le gradient de pression redevient défavorable et la courbe enveloppe reprend alors une croissance plus monotone.

Calcul des ΔN et impact sur la transition

Au vu de l'allure de la courbe enveloppe d'une marche montante, il est difficile de définir des ΔN de manière identique aux cas des marche descendantes. L'évolution du ΔN est tracée sur la Figure 5.13(b) et montre deux maximums locaux, un à la position du défaut et un second plus en aval, à la fin de la zone de « non-Blasius ». Selon la hauteur h_1 , le premier pic peut être soit inférieur, soit supérieur au second. La courbe verte sur la Figure 5.12 correspond à la perturbation de fréquence $F = 81$ responsable du ΔN le plus élevé mais n'est pas la fréquence la plus amplifiée par le défaut, tandis que pour une marche descendante, l'onde la plus amplifiée est celle responsable du ΔN_{max} . En s'éloignant de la marche, le ΔN tend vers zéro bien plus rapidement que pour une BFS, signifiant que l'influence de la FFS sur la transition s'atténue plus rapidement.

Comparaison avec la littérature

Le calcul du ΔN par PIMS2D est comparé aux prévisions de Crouch et al. [40] (eq. (2.12a)) et de Perraud et al. [116] (eq. (2.13)) sur la Figure 5.13(b). Dans le cas présent, le résultat de Crouch et al. [40] reproduit assez bien le ΔN_{max} , tandis que l'estimation de Wang et Gaster [164] (Figure 2.10(b)) indique un ΔN quasiment nul. D'autre part, la formule de Perraud et al. [116] a l'avantage de proposer un ΔN variant avec la distance au défaut, mais les valeurs obtenues sont bien plus élevées que celles prévues par PIMS2D. Notons toutefois que les auteurs annoncent avoir conçu et validé leur modèle dans la gamme

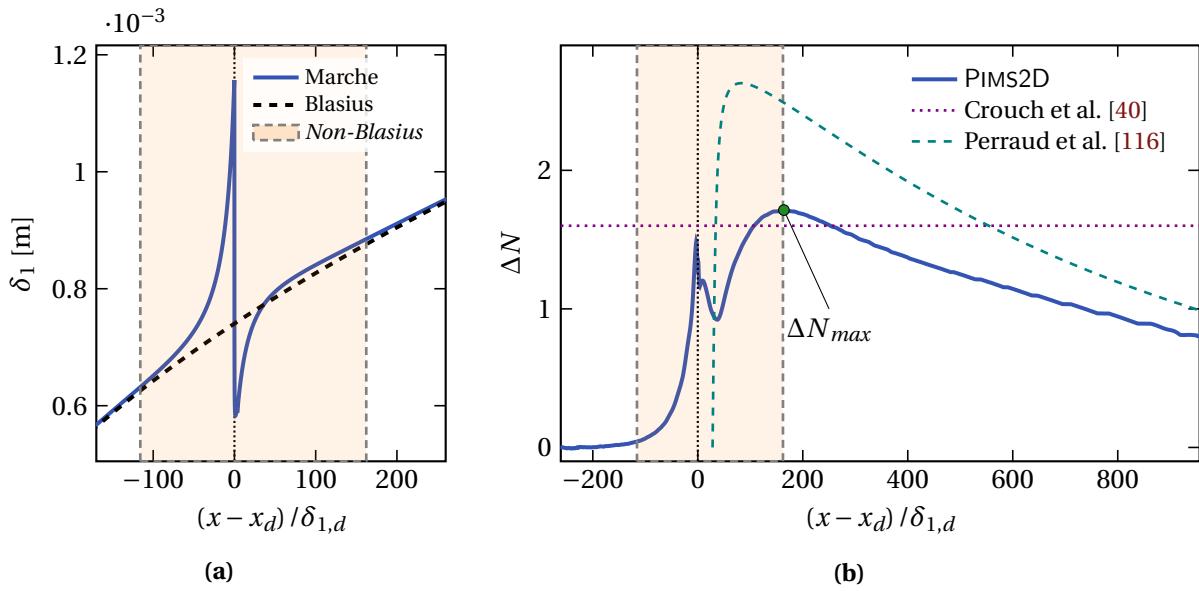


FIGURE 5.13 – Évolution de (a) l'épaisseur de déplacement et (b) du ΔN pour une configuration de marche montante de paramètres $h_1^* = 1$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$.

$500 < Re_{\theta_d} < 1020$, tandis que le cas présent correspond à $Re_{\theta_d} = 463$.

Analyse par fréquence

Comme pour les marches descendantes, une analyse par fréquence du ΔN est menée ici pour quatre fréquences réduites distinctes et est illustrée par la Figure 5.14. À la fréquence réduite la plus faible ($F = 29$), la couche limite est légèrement déstabilisée à l'emplacement de la marche montante mais plus loin, les ondes TS du cas lisse sont amplifiées plus tôt que pour le cas avec défaut et engendrent alors un ΔN négatif caractéristique d'une couche limite plus stable. En augmentant la fréquence ($F = 57$ et $F = 81$), l'effet stabilisant disparaît et un ΔN_{far} plutôt constant se distingue après le passage du défaut. Comme pour les marches descendantes, celui-ci tend progressivement vers zéro lorsque le facteur N du cas lisse retrouve une valeur nulle. Enfin, pour les fréquences les plus hautes ($F = 105$), il est difficile de définir un ΔN_{far} , le ΔN atteignant un maximum après la marche puis décroissant ensuite rapidement sans atteindre de plateau. Cela est néanmoins plutôt attendu dans la mesure où les instabilités de hautes fréquences sont amplifiées seulement sur de faibles distances, au début de la courbe neutre. De manière similaire aux BFS, une approche par fréquence pour quantifier l'effet d'une marche montante sur la stabilité de la couche limite pourrait alors être plus instructive et plus pratique qu'une approche par courbe enveloppe.

5.2.2 Distorsion des ondes TS par une marche montante

L'onde TS responsable du ΔN le plus élevé est de fréquence réduite $F = 81$, et la partie réelle de sa vitesse longitudinale est tracée sur la Figure 5.15. La déformation de la perturbation au passage du défaut est bien visible et conduit dans un premier temps à un léger amortissement suivi d'une suramplification responsable du ΔN_{max} .

En amont de la marche (Figure 5.16(a)), le profil de l'onde TS est similaire à celui en aval d'une marche descendante, avec la présence de deux pics principaux dus à la région de recirculation. Au passage du défaut (Figure 5.16(b)), l'onde est fortement déformée et il se forme en très proche paroi un pic

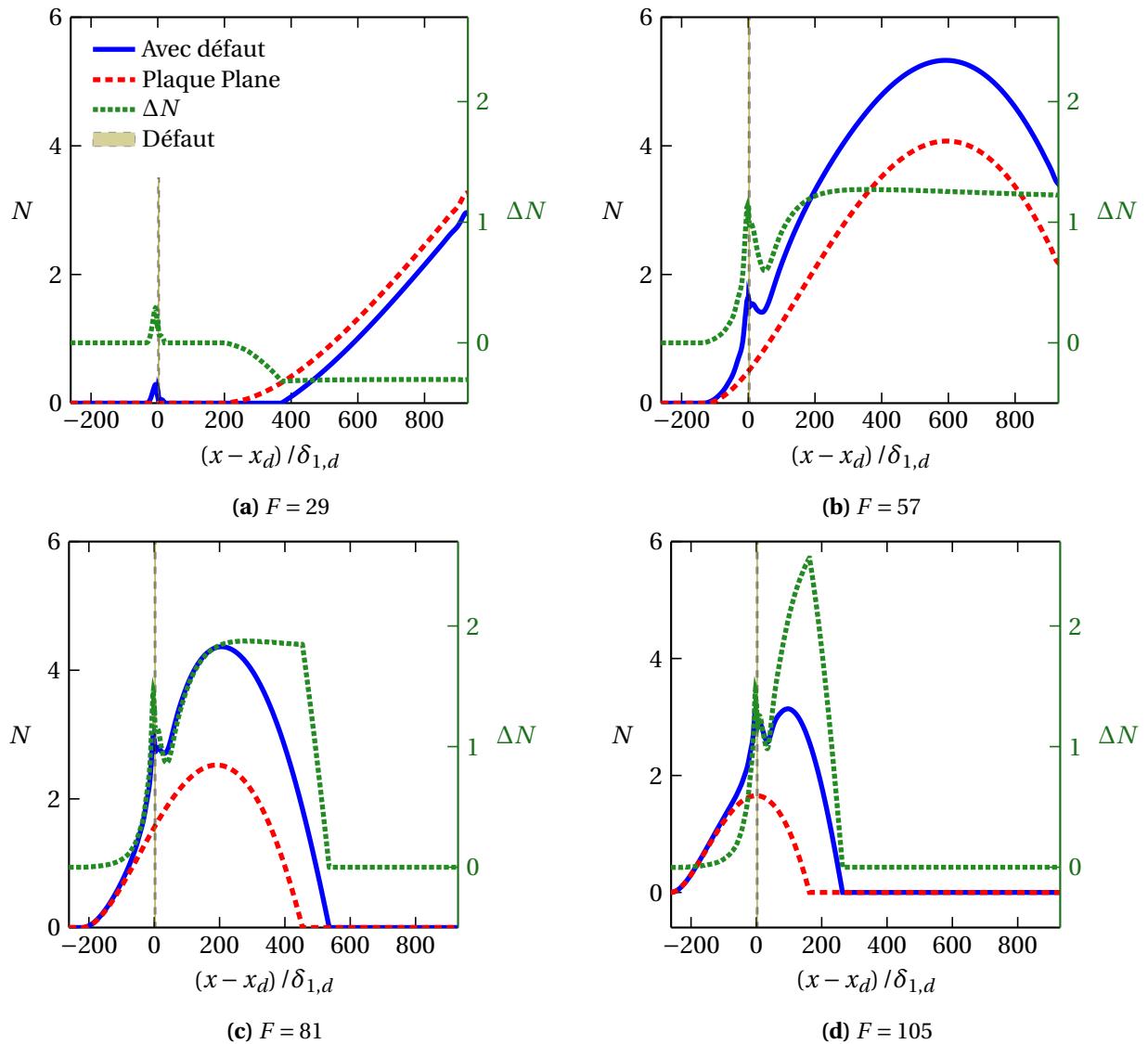


FIGURE 5.14 – Évolution du facteur N avec et sans défaut et du ΔN pour les fréquences réduites (a) $F = 29$, (b) $F = 57$, (c) $F = 81$ et (d) $F = 105$ pour une configuration de marche montante de paramètres $h_1^* = 1$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$.

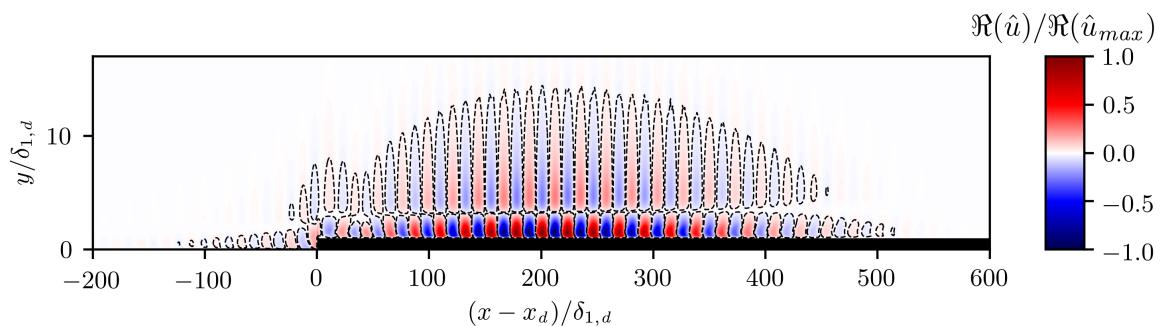


FIGURE 5.15 – Partie réelle du champ de perturbations longitudinales pour $F = 81$.

secondaire de vitesse longitudinale d'amplitude similaire au pic principal. Un phénomène du même type est également visible pour la vitesse normale mais d'une amplitude moindre. Ces deux zones de croissance cohabitent un certain temps avant que celle située la plus proche de la paroi ne finisse par s'atténuer, laissant alors place à une région stabilisante. Les modules $|\hat{u}|$ et $|\hat{v}|$ de la perturbation, tracés sur la Figure 5.17 à proximité de la marche, illustrent ce phénomène. En s'éloignant du défaut, la perturbation est légèrement décollée de la paroi sur une certaine distance, plus importante pour $|\hat{v}|$ que pour $|\hat{u}|$. Dans tous les cas, à l'infini aval, un profil typique d'une onde TS est retrouvé mais dont l'amplitude est plus importante que sur une plaque plane.

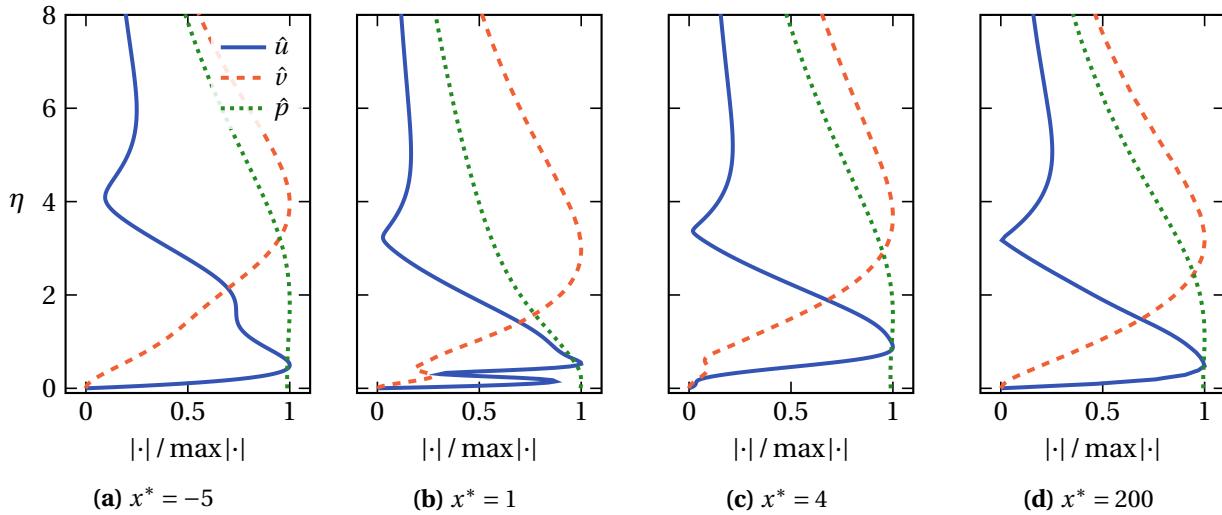


FIGURE 5.16 – Profils adimensionnés de l'onde TS à la fréquence $F = 81$ à différentes abscisses pour une marche montante.

5.2.3 Influence de la hauteur de marche

Les courbes de ΔN pour des marches montantes de différentes hauteurs et placées dans l'écoulement de sorte que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$ sont tracées sur la Figure 5.18(a). Pour la marche la plus petite, un léger effet déstabilisant est observé à l'emplacement du défaut mais le facteur N retrouve assez rapidement le même comportement que sur une plaque plane avec un ΔN nul. Pour $h_1^* = 0,3$, la déstabilisation est plus importante mais est suivie d'un effet stabilisant qui rend la couche limite aussi stable qu'une couche limite de Blasius. Néanmoins, les perturbations s'amplifient de nouveau à partir d'une certaine distance et s'éloignent alors du cas lisse. Plus généralement, le pic de ΔN à l'emplacement de la marche et la suramplification débutant à la suite de l'effet stabilisant sont d'autant plus importants que h_1^* est grand. De plus, le maximum d'amplification se décale légèrement dans le sens de l'écoulement lorsque h_1^* augmente, comme déjà mis en évidence par Xu et al. [169]. Néanmoins, le début de la zone stabilisante semble se situer à la même abscisse quelle que soit la hauteur de marche.

Les Figures 5.18(b)-(c) présentent les profils du module de la vitesse longitudinale de l'onde TS la plus amplifiée en amont et en aval de la marche. En $x^* = -1$, ces profils sont semblables à ceux tracés en aval d'une BFS (Figure 5.7(c)) avec la présence des deux pics principaux d'autant plus visibles que la marche est haute et dus à la présence de la première zone de recirculation avant la marche. En aval du défaut, les marches de hauteur $h_1^* = 0,1$ et $h_1^* = 0,5$ présentent un profil d'onde TS similaire à celui sans défaut. Lorsque la hauteur augmente, un second pic de vitesse apparaît en proche paroi avec une

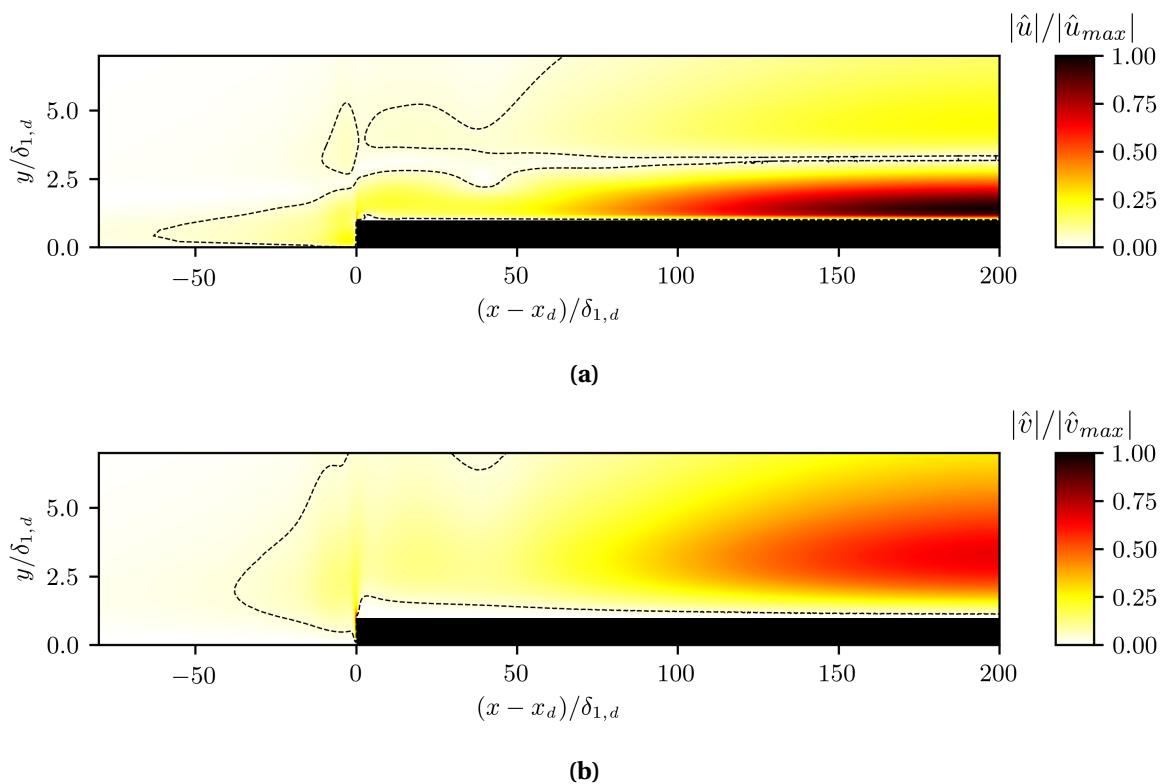


FIGURE 5.17 – Module de la vitesse (a) longitudinale et (b) normale de l’onde TS à la fréquence $F = 81$ en présence d’une marche montante.

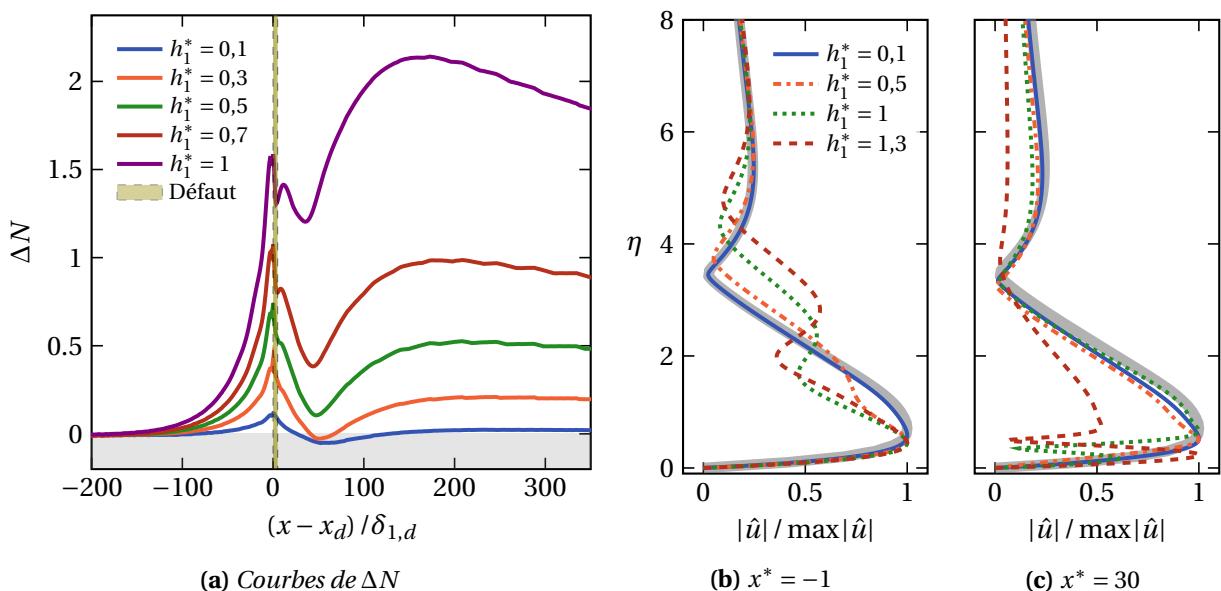


FIGURE 5.18 – (a) Courbes de ΔN pour des marches montantes de différentes hauteurs et (b)-(c) profils de la perturbation longitudinale de fréquence $F = 63$ à différentes abscisses.

amplitude croissante avec la hauteur du défaut, jusqu'à dépasser le premier pic pour $h_1^* = 1,3$. La région dans laquelle ce phénomène est observé se situe dans la zone stabilisante du facteur N .

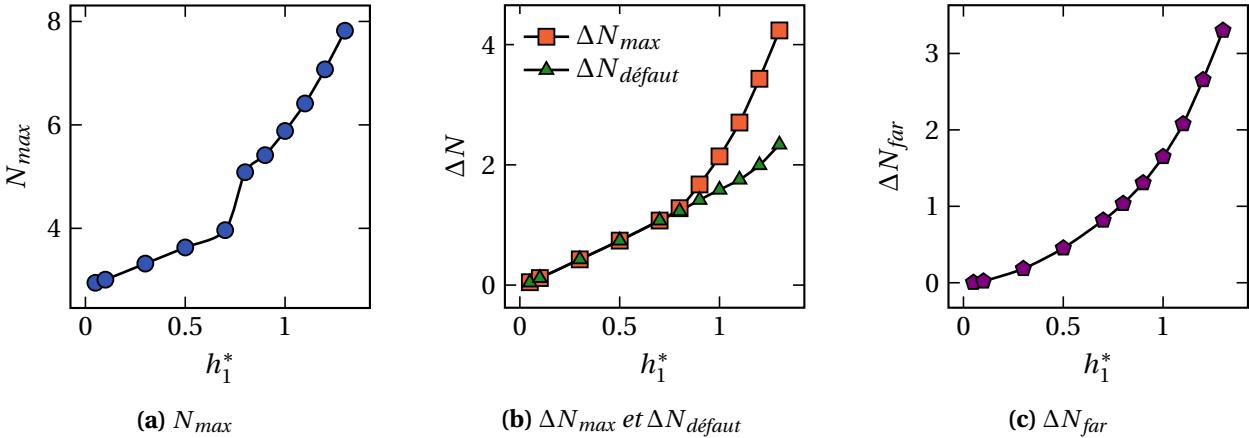


FIGURE 5.19 – Évolution des ΔN en fonction de la hauteur de la marche montante.

L'évolution du N_{max} en fonction de la hauteur de marche est tracée sur la Figure 5.19(a) et montre deux comportements distincts. Jusqu'à $h_1^* = 0,7$, l'augmentation du N_{max} semble linéaire. Passé cette valeur, un saut de facteur N a lieu et l'augmentation du N semble alors suivre un comportement de type loi de puissance. Cette évolution en deux temps est également visible en s'intéressant au ΔN_{max} sur la Figure 5.19(b), dont l'évolution est linéaire jusqu'à $h_1^* = 0,7$ puis suit une tendance exponentielle au-delà. Jusqu'à cette valeur seuil, le ΔN_{max} correspond par ailleurs au $\Delta N_{défaut}$, c'est-à-dire au ΔN calculé à l'emplacement de la marche montante, en $x^* = 0$. La raison de cette rupture de comportement est l'apparition d'une seconde région de décollement au dessus de la marche dès lors que $h_1^* > 0,7$ et qui rend la couche limite plus instable. Enfin, la Figure 5.19(c) présente l'évolution du ΔN_{far} en fonction de la hauteur qui semble suivre un comportement exponentiel dès les petites valeurs de h_1^* . De par la difficulté de définir un ΔN_{far} pour une marche montante, la valeur retenue pour le ΔN_{far} est le maximum de ΔN dans le dernier tiers du domaine de calcul.

5.2.4 Influence du nombre de Reynolds

Afin de vérifier si le comportement en deux temps des différents ΔN est également valable quelque soit le nombre de Reynolds, les différents ΔN sont calculés pour des marches de hauteur $h_1^* = 1$ et dans la gamme $Re_{\delta_{1,d}} \in [1000 - 2000]$, et sont tracés sur la Figure 5.20. Le comportement linéaire observé indique que le nombre de Reynolds n'aurait qu'un effet amplificateur sur les perturbations et ne changera pas la dynamique de la transition, plutôt déterminée par la hauteur de la marche.

5.2.5 Influence d'un gradient de pression

Comme pour les marches descendantes, la présence d'un gradient de pression dans l'écoulement a pour effet de modifier l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Comme illustré sur les Figures 5.21(a) et 5.22(a) pour deux hauteurs de marches montantes différentes, un gradient de pression favorable viendra amortir les perturbations des cas lisses et avec défaut, et le facteur N redévient nul à l'infini aval du domaine de calcul. À l'inverse, un gradient de pression positif a pour conséquence de suramplifier les ondes TS et donc de précipiter le phénomène de transition (Figures 5.21(b) et 5.22(b)).

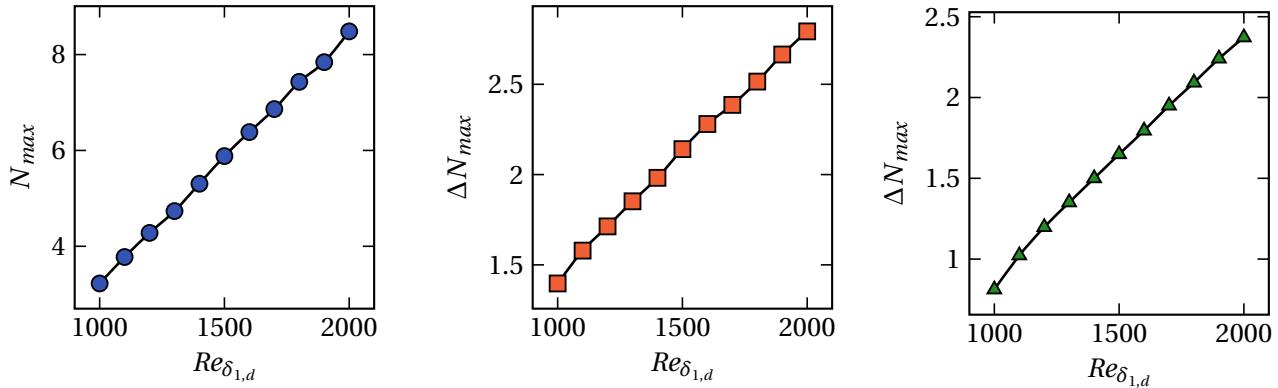


FIGURE 5.20 – Évolution des ΔN en fonction du nombre de Reynolds à l'emplacement de la marche montante.

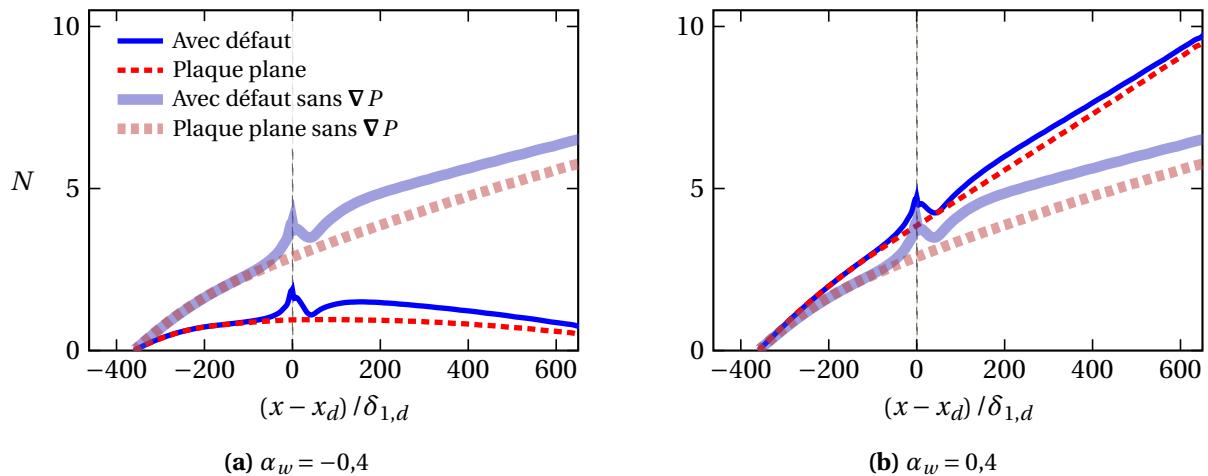


FIGURE 5.21 – Courbes de facteur N pour une marche montante de hauteur $h_1^* = 0,7$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$.

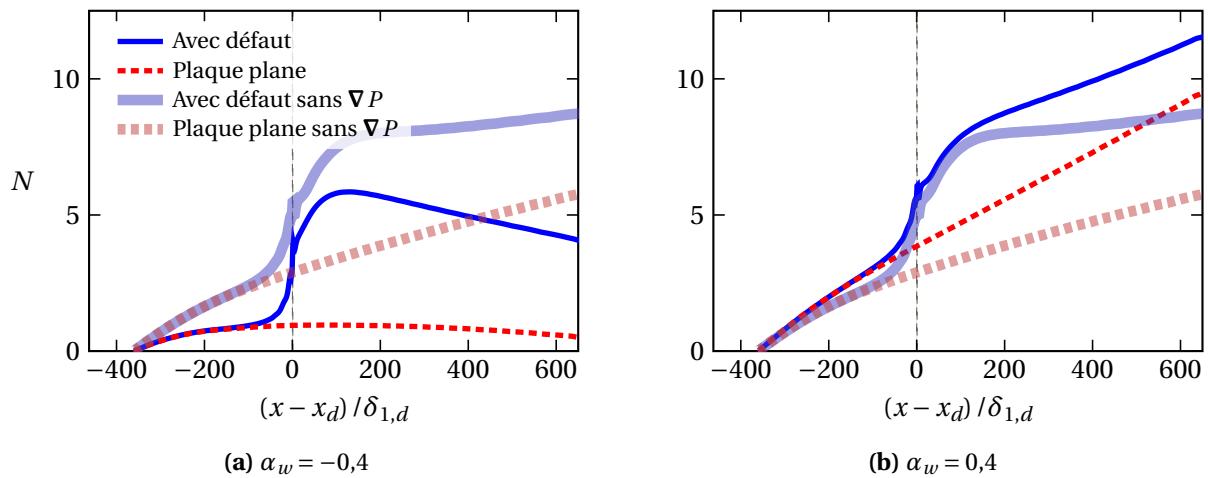


FIGURE 5.22 – Courbes de facteur N pour une marche montante de hauteur $h_1^* = 1,3$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$.

L'évolution du N_{max} et des différents ΔN pour trois hauteurs de FFS différentes et plusieurs gradients de pression est montré sur la Figure 5.23. En augmentant le gradient de pression, la valeur du N_{max} croît quelle que soit la hauteur de marche. Un second phénomène est observé pour le ΔN_{max} et le ΔN_{far} . Ces deux ΔN suivent un comportement identique en fonction du gradient de pression et diminuent d'autant plus que la marche est d'une hauteur importante.

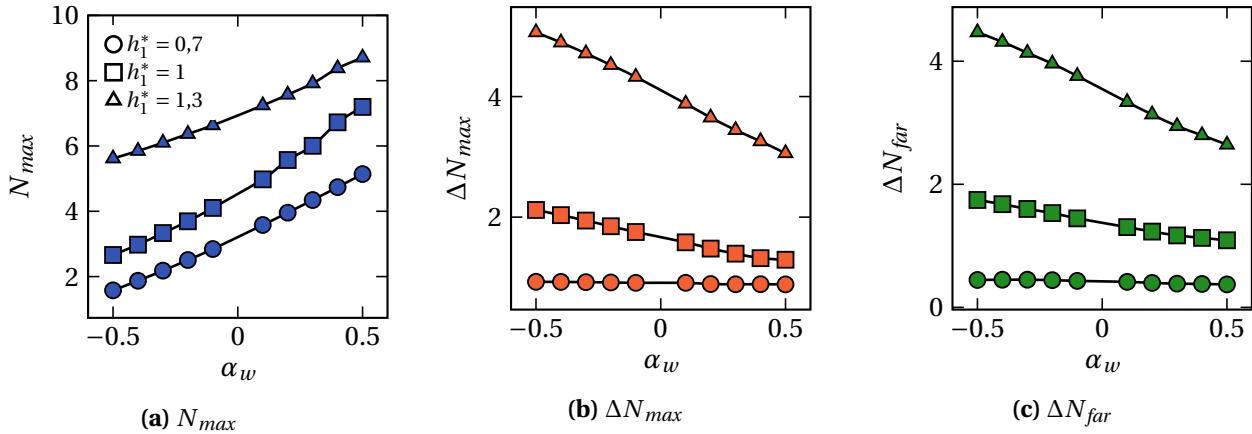


FIGURE 5.23 – Évolution des ΔN en fonction de la pente de la paroi supérieure du domaine pour des marches montantes de différentes hauteurs.

5.3 Comparaisons entre défauts

Cette section compare les effets de divers types de défauts sur le facteur N enveloppe. Dans un premier temps, des défauts différents mais de dimensions équivalentes seront considérés. Par la suite, la déstabilisation de la couche limite engendrée par une marche descendante et par une marche montante sera comparée à celle due à l'effet de bosses ou de rainures asymétriques.

5.3.1 Défauts de dimensions équivalentes

Afin d'observer qualitativement les différences sur le facteur N selon le type de défaut de surface considéré, la courbe enveloppe obtenue pour une marche descendante, une marche montante, une rainure et une bosse est tracée sur la Figure 5.24. Ces défauts sont tous de hauteur adimensionnée $h_1^* = \pm 1$ et sont placés dans l'écoulement tels que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$. La bosse et la cavité sont toutes les deux de largeur adimensionnée $b^* = 15$. La largeur du défaut telle que représentée sur la figure n'est donc valable que pour la bosse et la rainure, les deux marches étant seulement présentes en $x^* = 0$.

En amont du défaut, la marche descendante a l'effet le plus stabilisant tandis qu'au contraire, la marche montante est la plus déstabilisante. Au passage du défaut, la bosse engendre le comportement le plus instable de par la présence de trois zones de recirculation, suivie de la marche descendante. Juste après l'imperfection de surface, la cavité est plus défavorable que la marche montante à la stabilité de la couche limite, mais ce phénomène s'inverse après une certaine distance, lorsque l'effet stabilisant de la FFS s'estompe. Les différentes valeurs du N_{max} et des ΔN pour les quatre défauts différents sont répertoriées dans le Tableau 5.1.

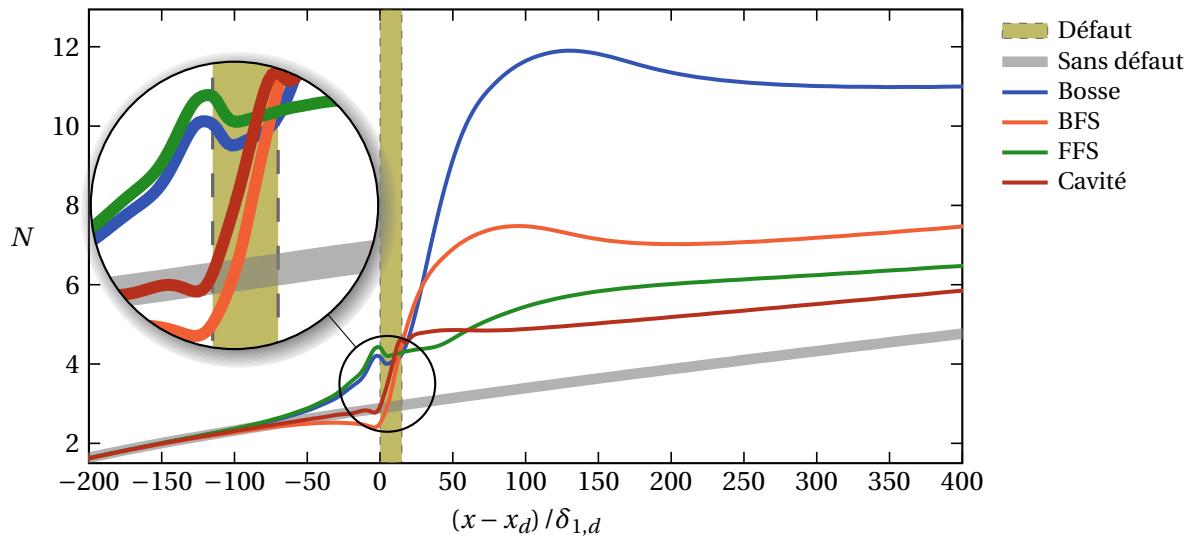


FIGURE 5.24 – Courbes enveloppes du facteur N pour différents défauts de surface. Tous les défauts sont tels que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$ et ont une hauteur adimensionnée de $h_1^* = \pm 1$. La bosse et la cavité sont toutes les deux de largeur adimensionnée $b^* = 15$.

TABLEAU 5.1 – ΔN en fonction du défaut de surface considéré.

Défaut	N_{max}	ΔN_{max}	ΔN_{far}
Cavité	4,848	1,919	1,145
Marche montante	4,166	2,199	1,581
Marche descendante	7,477	4,140	2,796
Bosse	11,901	8,383	6,503

5.3.2 Cas des cavités asymétriques

En jouant sur la hauteur de la seconde arête de la rainure h_2^* , les défauts de surface de type cavités peuvent dans certains cas être similaires à une marche descendante lorsque $h_2^* < h_1^*$ ou d'une marche montante si $h_2^* > h_1^*$. La Figure 5.25 présente les facteurs N enveloppes pour des défauts à tendance BFS que sont une marche descendante, une bosse et deux cavités de largeurs différentes pour lesquelles $h_2^* < h_1^*$.

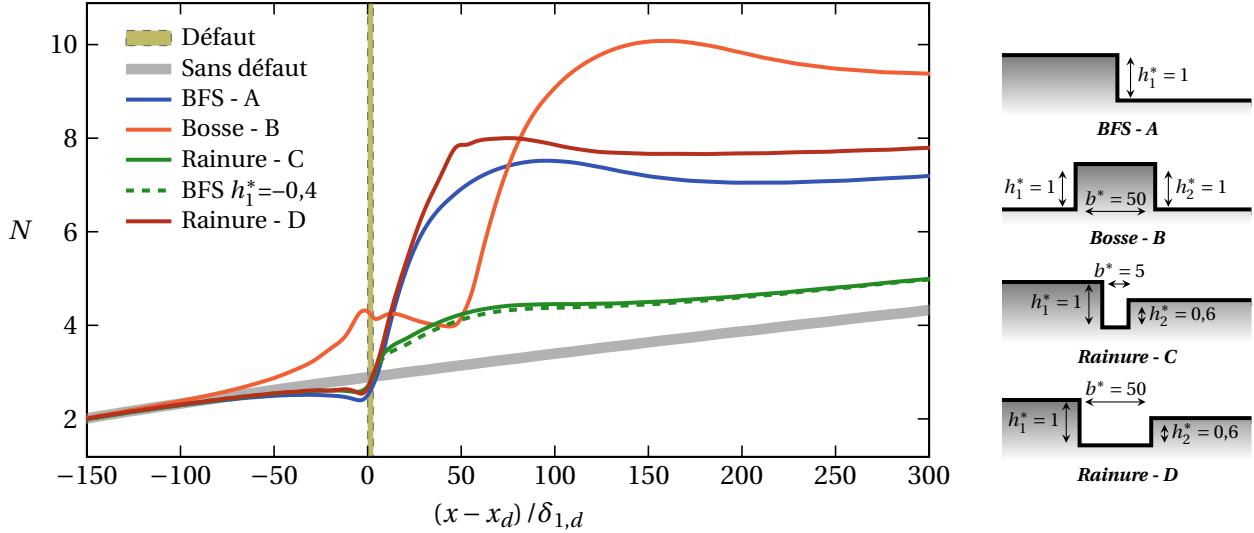


FIGURE 5.25 – Facteur N enveloppe pour des défauts à tendance BFS.

L'analyse de stabilité de ces quatre défauts différents indique, comme dans la sous-section précédente, que la *Bosse - B* est responsable de la plus grosse augmentation du facteur N malgré la stabilisation apportée par la présence de sa première arête. Celle-ci n'est en effet pas suffisante pour que la courbe enveloppe recolle au cas sans défaut et se comporte alors comme une simple marche descendante au passage de la seconde arête. De plus, l'étude des deux rainures asymétriques *Rainure - C* et *Rainure - D* montre que la largeur b^* a une réelle influence sur la stabilité. Pour la largeur la plus faible (*Rainure - C*), la cavité n'est quasiment pas perçue par la couche limite qui se comporte comme en la présence d'une marche descendante de hauteur $h_{1,BFS}^* = h_1^* - h_2^* = -0,4$ représentée par la courbe verte pointillée. La courbe enveloppe suit alors la même tendance croissante que la BFS sur une courte période mais atteint un plateau bien plus tôt et n'est donc que légèrement plus élevée que pour le cas lisse. En revanche, la rainure de plus grande largeur (*Rainure - D*) présente un comportement plus instable que la marche descendante et est perçue par l'écoulement comme une simple succession de deux marches. La partie réelle du champ de perturbations longitudinales autour de ces quatre défauts est représentée sur la Figure 5.27 pour une fréquence réduite $F = 91$. L'échelle de couleur diffère selon les cas afin de percevoir les perturbations de plus faibles amplitudes se développant en amont des défauts.

Le même type d'analyse est menée sur la Figure 5.26 pour des défauts à tendance FFS, c'est-à-dire une marche montante, une cavité symétrique ainsi que deux rainures asymétriques de différentes largeurs pour lesquelles $h_2^* > h_1^*$. L'amplification des ondes TS la plus importante est due à la rainure symétrique. Sa largeur importante fait que la déstabilisation engendrée par la hauteur h_1^* prend le dessus sur le comportement stabilisant de la hauteur h_2^* . En diminuant la hauteur h_1^* , deux comportements différents

sont visibles selon la largeur de la cavité. Lorsque b^* est faible (*Rainure - G*), la couche limite se comporte comme en la présence d'une marche montante de hauteur $h_{1,FFS}^* = h_1^* - h_2^* = 0,4$ représentée par la courbe verte pointillée. La déstabilisation est alors moins importante que celle engendrée par la *FFS - E* et la présence de la rainure n'a qu'un très faible impact sur le facteur N . En revanche, pour $b^* = 50$ (*Rainure - H*), la pente de la courbe enveloppe au passage du défaut est similaire à celle de la *Rainure - F* mais le N_{max} est réduit du fait de la hauteur h_1^* plus faible. La partie réelle du champ de perturbations longitudinales autour de ces quatre défauts est représentée sur la Figure 5.28 pour une fréquence réduite $F = 63$. L'échelle de couleur diffère selon les cas afin de percevoir les perturbations de plus faibles amplitudes se développant en amont des défauts.

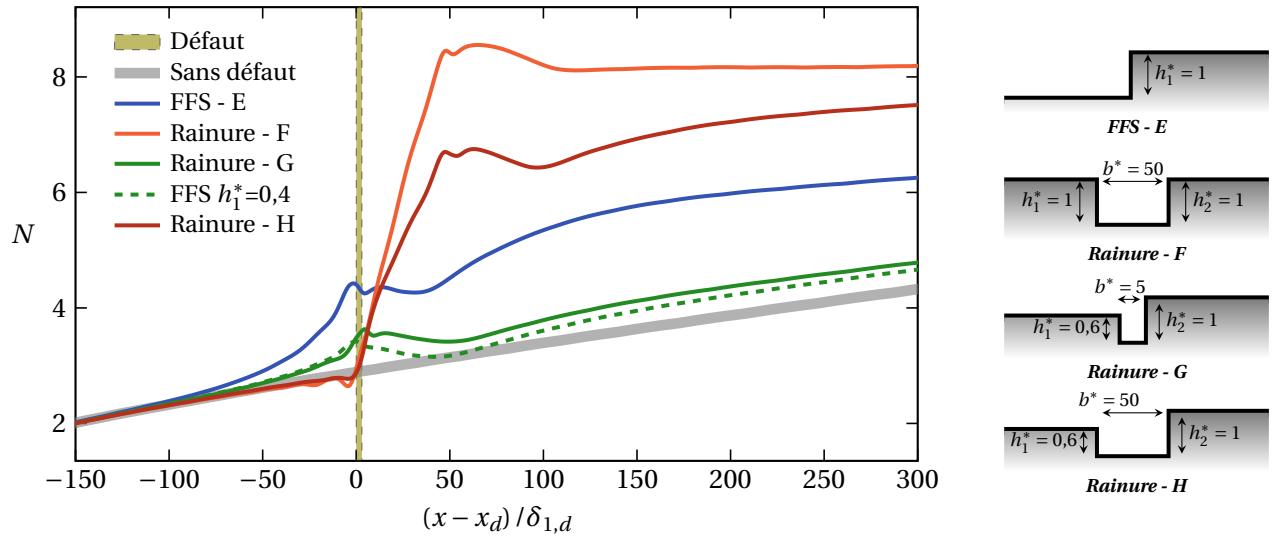


FIGURE 5.26 – Facteur N enveloppe pour des défauts à tendance FFS.

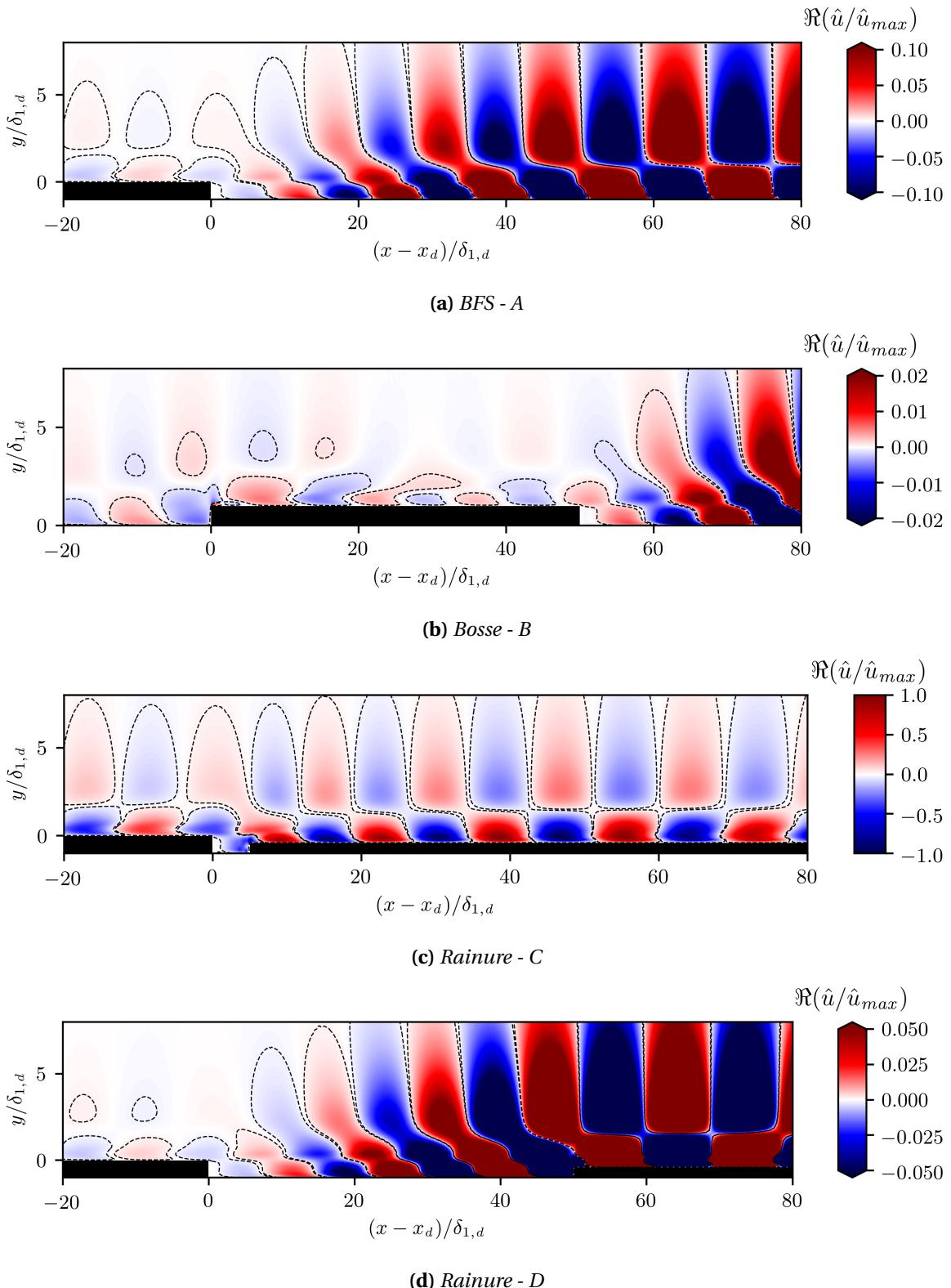


FIGURE 5.27 – Partie réelle du champ de perturbations longitudinales autour de défauts à tendance BFS pour la fréquence réduite $F = 91$.

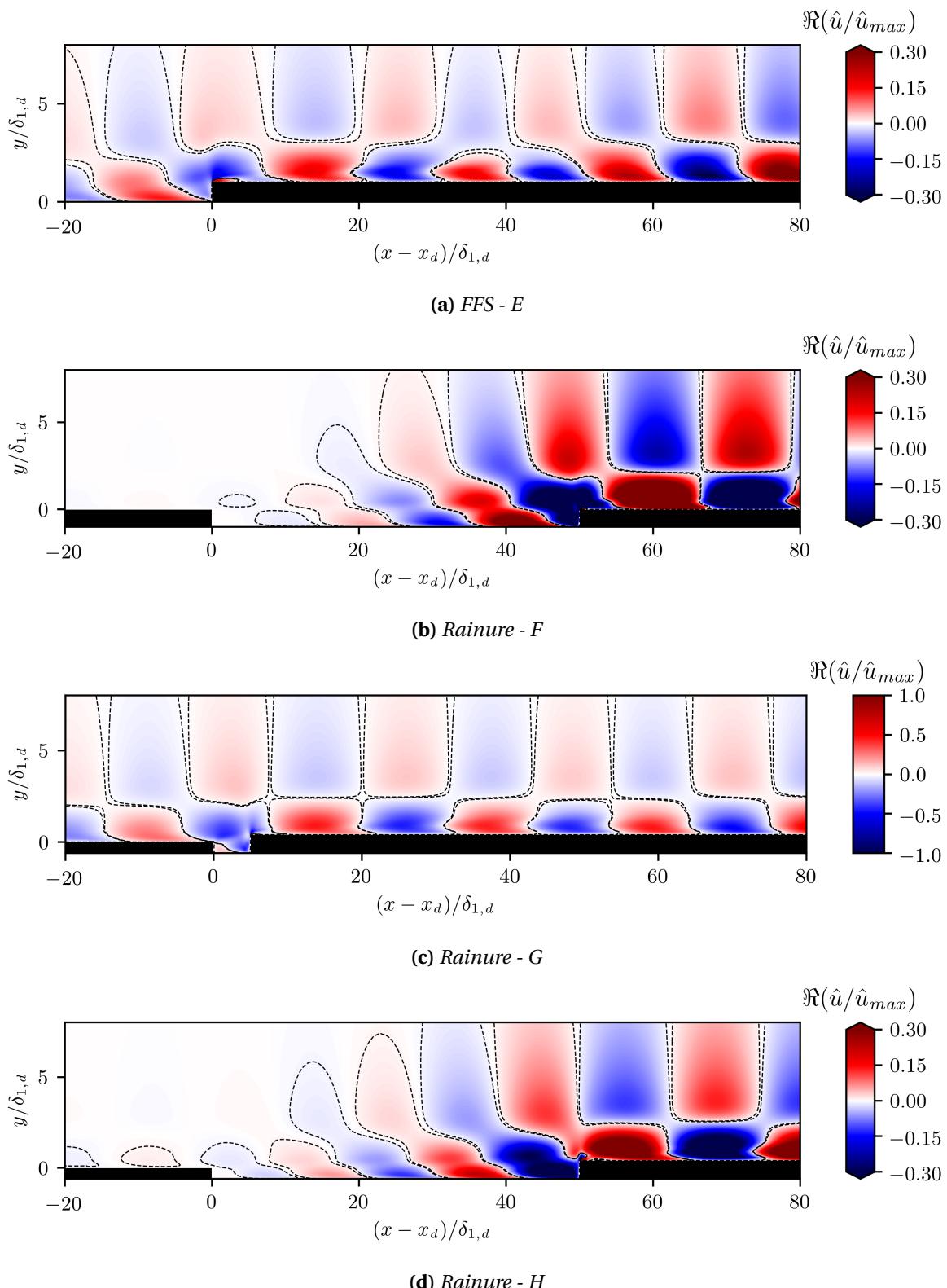


FIGURE 5.28 – Partie réelle du champ de perturbations longitudinales autour de défauts à tendance FFS pour la fréquence réduite $F = 63$.

Bilan

Comme montré dans le Chapitre 4, la topologie de l'écoulement de base est modifiée par la présence d'un défaut de surface et les conséquences de ces changements sont importantes vis-à-vis de la stabilité de la couche limite. Celle-ci est étudiée en utilisant la méthode du e^N et du ΔN afin de percevoir l'effet d'un défaut sur la transition par rapport à une couche limite sur plaque plane.

Une marche descendante a pour effet de modifier la courbe enveloppe des facteurs N par rapport à une couche limite de Blasius de deux façons différentes. À proximité du défaut, le facteur N augmente fortement jusqu'à une valeur N_{max} responsable d'un ΔN_{max} . Celui-ci est dû à l'amplification des ondes de hautes fréquences dans la couche de mélange. Plus en aval, la courbe enveloppe du cas lisse est cette fois-ci surélevée d'un ΔN_{far} indiquant une déstabilisation sur le long terme de la couche limite.

La déstabilisation de la couche limite par une marche montante est plus difficile à analyser. La déstabilisation débute en amont du défaut et atteint un maximum local à son emplacement. Des fluctuations du facteur N sont alors visibles et s'ensuit un amortissement des perturbations en aval du défaut, avant une reprise de la déstabilisation une fois loin de la marche. L'allure de la courbe enveloppe rend difficile la définition d'un ΔN générique sur lequel s'appuyer pour la prévision de la transition.

Pour les deux types de marches, la présence de la zone de décollement modifie le profil de vitesse des ondes de Tollmien-Schlichting et engendre l'apparition d'un second pic de vitesse proche de la paroi en plus du pic principal. À terme, ces deux pics se regroupent et les instabilités sont d'autant plus amplifiées que la marche est haute.

Les ΔN des défauts étudiés ont été comparés aux calculs issus des corrélations de la littérature et mettent en avant la difficulté à s'accorder sur un ΔN de référence, à la fois entre eux mais également par les calculs HLNS. Il existe alors un fort besoin d'uniformiser ces modèles comme nous tenterons de le faire dans la partie III de ce manuscrit.

PARTIE III

DÉVELOPPEMENT D'UN MODÈLE DE TRANSITION PAR RÉSEAUX DE NEURONES

Je ne prendrai pas ce chiffre pour dire que c'est un échec. Ça n'a pas marché !

– EMMANUEL MACRON

Création et analyse d'une base de données de calculs HLNS pour les défauts de surface

L'objet de cette troisième partie est de remplacer la simulation numérique ou l'utilisation de corrélations plus ou moins pertinentes par l'utilisation de méthodes d'intelligence artificielle qui prédiraient alors, à partir de certains paramètres, les différents ΔN résultants. Afin d'établir des modèles performants, les outils issus de techniques d'apprentissage machine, tels que des réseaux de neurones, nécessitent d'être entraînés avec un nombre conséquent de cas. Pour cela, une base de données numérique d'études de stabilité de couches limites en présence de défauts de surface de types rainures et marches descendantes est générée. La discréétisation de l'espace des paramètres d'entrée est effectué par une méthode d'hypercubes latins et la base de données est créée en utilisant le code PIMS2D sur une plaque plane et avec défaut pour obtenir les ΔN résultants dans chaque cas. Cette base est ensuite analysée pour tirer des conclusions sur les effets des défauts de surface sur la stabilité de la couche limite.

Sommaire

6.1	Génération de la base de données	122
6.1.1	Détermination de la gamme des paramètres étudiés	122
6.1.2	Échantillonnage par une méthode d'hypercubes latins	123
6.1.3	Méthodologie d'obtention de la base de données	125
6.2	Analyse de la base de données	126
6.2.1	Visualisation d'ensemble	126
6.2.2	Corrélation entre les ΔN	129
6.2.3	Influence des paramètres géométriques sur la transition	130

ES chapitres précédents ont mis en évidence la manière dont les paramètres géométriques (hauteurs et largeurs) ou aérodynamique ($Re_{\delta_{1,d}}$ et gradient de pression) de divers types de défauts de surface, comme des marches, des bosses ou des rainures, jouent un rôle dans la déstabilisation de la couche limite et la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Certaines corrélations très simples ont été proposées mais ne permettent pas de traiter une grande quantité de cas différents. En effet, la combinaison des différents paramètres caractérisant les défauts est à prendre en compte pour le calcul des ΔN et cela reste difficile à évaluer à partir d'un nombre de cas limités. D'autre part, la réalisation complète d'une étude de stabilité détaillée pour un défaut particulier, avec le code PIMS2D par exemple, est possible mais demande en général un temps de calcul non négligeable. Une base de données numérique d'études de stabilité de couches limites en présence de défauts de types rainures et marches descendantes est alors générée dans ce chapitre afin d'entraîner un réseau de neurones à prédire les ΔN propres à chaque configuration de défauts. Dans un premier temps, nous nous focaliserons sur la création de cette base de données, puis celle-ci sera analysée pour tirer des conclusions « physiques » sur les effets des défauts de surface sur la stabilité de la couche limite.

6.1 Génération de la base de données

La création et l'utilisation d'un réseau de neurones pour la prévision de la transition nécessite en amont une bonne compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. Du fait de la difficulté à définir un ΔN général pour les marches montantes, ce type de défaut ne sera plus traité dans cette partie. En revanche, l'existence d'un ΔN_{max} et d'un ΔN_{far} dans les cas de marches descendantes et de cavités rend plus facile leur prédiction par des méthodes d'apprentissage machine. Dans cette section, nous justifierons le choix de la gamme des paramètres à étudier, la méthode d'échantillonnage de cet espace des paramètres ainsi que la méthodologie de création de la base de données.

6.1.1 Détermination de la gamme des paramètres étudiés

Rainures

Afin d'être le plus exhaustif possible, des rainures de différentes géométries seront étudiées en jouant sur les deux hauteurs h_1^* et h_2^* , la largeur b^* et le nombre de Reynolds $Re_{\delta_{1,d}}$. Ces défauts sont schématisés sur la Figure 6.1(a). Lorsque $h_2^* \approx 0$ et pour $b^* \approx 0$ ou $b^* \rightarrow \infty$, la rainure tend alors vers une géométrie de marche descendante.

Il a été montré dans le Chapitre 4 que pour des hauteurs de marches descendantes de $h_1^* > 3$, le calcul du champ de base par une méthode de Newton pouvait avoir du mal à converger de par la présence d'une instabilité globale dans l'écoulement. Pour s'affranchir de ce problème et ainsi être plus efficace dans la création et le post-traitement de la base de données, les rainures considérées auront alors une hauteur comprise entre $0 < h_1^* < 3$. De plus, pour ne traiter que des défauts de types rainures ou marches descendantes, la hauteur h_2^* devra être nécessairement plus petite que la hauteur h_1^* . Durant la discréttisation de l'espace des paramètres, h_1^* sera donc choisi dans un premier temps et h_2^* sera pris tel que $0 < h_2^*/h_1^* < 1$. Enfin, la gamme des nombres de Reynolds à étudier est comprise entre $900 < Re_{\delta_{1,d}} < 2000$, de manière à ce que les onde TS aient eu le temps d'être amplifiées avant d'atteindre le défaut tout en se préservant d'un domaine de calcul trop grand et donc d'un temps de calcul démesuré.

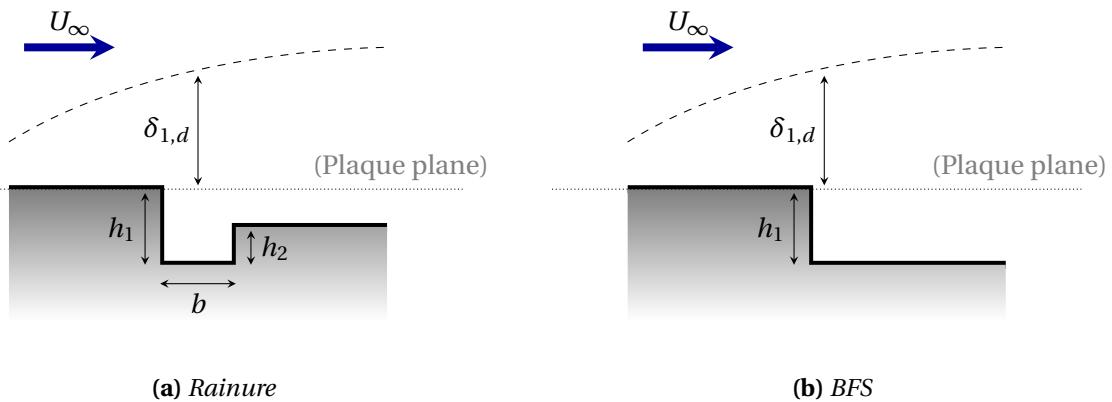


FIGURE 6.1 – Schéma (a) d'une rainure et (b) d'une marche descendante générique.

Marches descendantes

Une base de données plus restreinte de marches descendantes est également générée en jouant sur les paramètres h_1^* et $Re_{\delta_{1,d}}$ schématisés sur la Figure 6.1(b). La hauteur de ces marches est choisie telle que $h_1^* < 3$ pour éviter la présence d'instabilités globales dans l'écoulement, et le nombre de Reynolds se situe dans la gamme $900 < Re_{\delta_{1,d}} < 2000$ pour laisser aux ondes TS le temps d'être suffisamment amplifiées avant d'atteindre le défaut tout en se préservant d'un domaine de calcul trop grand.

6.1.2 Échantillonnage par une méthode d'hypercubes latins

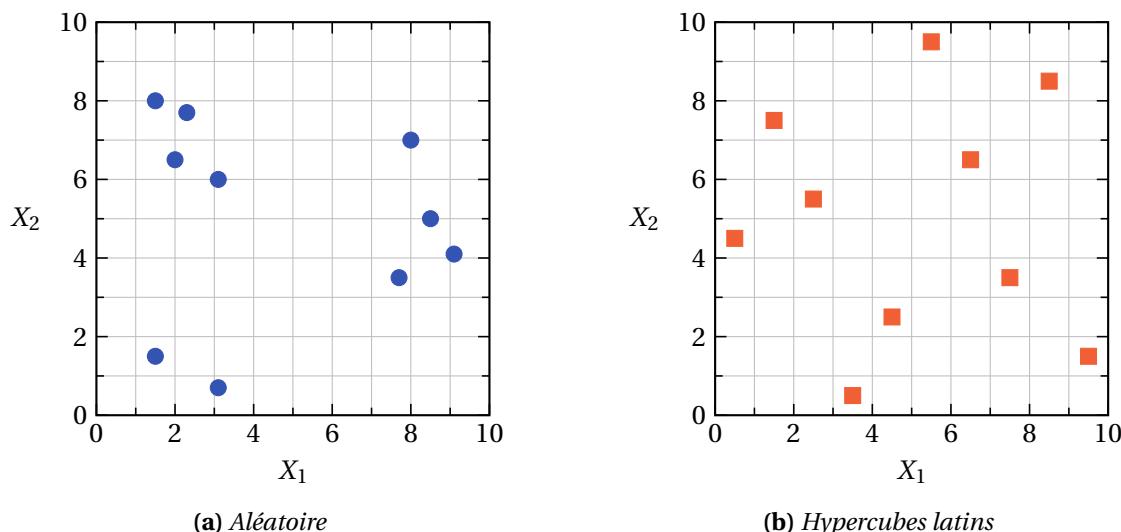


FIGURE 6.2 – Exemple d'échantillonnage de l'espace $[0, 10] \times [0, 10]$ par deux méthodes différentes : (a) aléatoire et (b) par hypercubes latins.

Une fois déterminé, l'espace des paramètres doit être discréteisé efficacement pour définir un nombre fini de défauts de surface à étudier. Les différents cas générés doivent alors être les plus représentatifs possible de la gamme $(h_1^*, h_2^*, b^*, Re_{\delta_{1,d}})$ voulue. Les méthodes d'échantillonnages aléatoires, telles que la méthode de Monte-Carlo, génèrent de façon aléatoire chaque échantillon dans l'espace selon une distribution de probabilité donnée, indépendamment de la position des autres échantillons. L'inconvénient peut alors être de se retrouver avec des régions de l'espace des paramètres plus denses en échantillons que d'autres, comme illustré sur la Figure 6.2(a). Ces techniques ne sont donc pas appropriées à l'obtention

d'une répartition optimale des cas.

Une méthode d'échantillonnage par hypercubes latins est alors préférée pour garantir une couverture complète de l'étendue de chaque variable. Cette méthode, décrite par McKay et al. [95], consiste à positionner chaque échantillon de manière à n'avoir aucune coordonnée commune avec les autres échantillons déjà définis. Pour cela, cette méthode de discréétisation quasi-aléatoire répartit l'étendue de chaque distribution en N intervalles, N étant le nombre d'échantillons voulus, et tire au hasard un échantillon dans chaque intervalle, comme illustré par la Figure 6.2(b). Cette approche présente donc l'avantage de ne pas requérir plus d'échantillons pour couvrir plus de dimensions de l'espace, et l'étendue de la loi est échantillonnée de façon plus régulière et cohérente que par les méthodes aléatoires.

Rainures

L'espace des paramètres est discréétisé en 743 échantillons de rainures dont la distribution des paramètres est présentée sur la Figure 6.3. La hauteur h_1^* , la largeur et le nombre de Reynolds sont uniformément répartis dans les gammes $h_1^* \in [0,1 - 2,9]$, $b^* \in [0,5 - 14,9]$ et $Re_{\delta_{1,d}} \in [901 - 1999]$. En revanche, le critère $0 < h_2^*/h_1^* < 1$ implique que la base de données contienne une majorité de cas avec de faibles hauteurs h_2^* . Une description statistique plus précise de la base de données est reportée dans le Tableau 6.1.

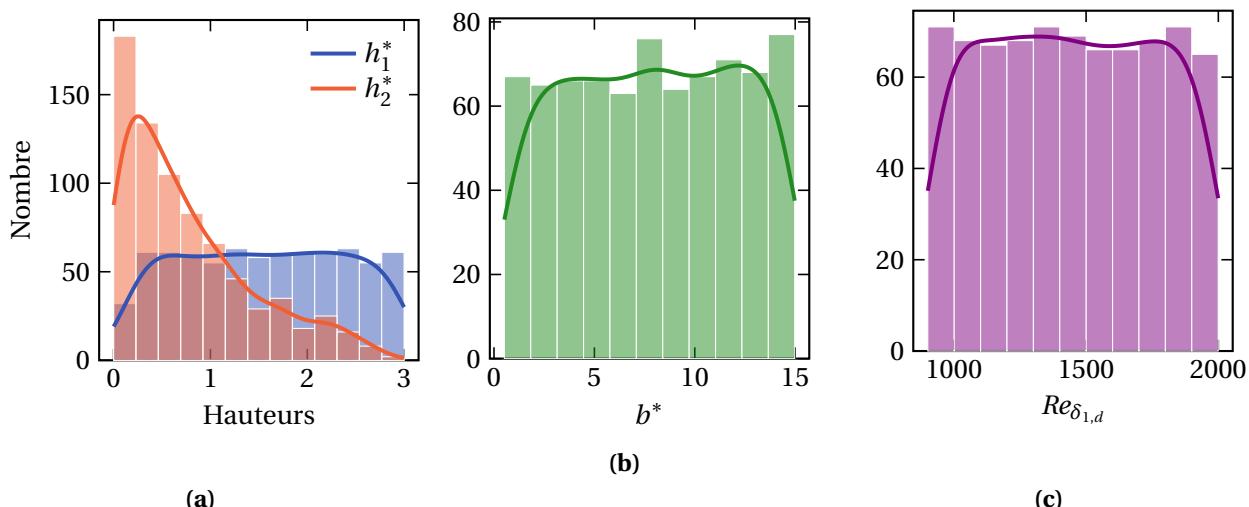


FIGURE 6.3 – Distribution des paramètres constituant la base de données de rainures : (a) hauteurs h_1^* et h_2^* , (b) largeurs et (c) nombre de Reynolds à l'emplacement des défauts.

TABLEAU 6.1 – Description statistique de la base de données avec 743 échantillons de rainures.

Paramètres	Min	Max
$Re_{\delta_{1,d}}$	901,532	1999,41
h_1^*	0,104	2,999
h_2^*	0,0009	2,904
b^*	0,515	14,977
h_1^*/h_2^*	1,002	2204,091
h_1^*/b^*	0,008	5,139
h_2^*/b^*	0,0002	2,891

Marches descendantes

La base de données de marches descendantes est composée de 431 échantillons dont la distribution des paramètres est présentée sur la Figure 6.4. Le nombre de Reynolds est uniformément réparti dans la gamme $Re_{\delta_{1,d}} \in [901 - 1999]$, tandis qu'une majorité de BFS aura une hauteur $h_1^* < 1,5$. Cela est dû au fait que la base de données a dans un premier temps été constituée de marches pour lesquelles $h_1^* < 1,5$, puis complétée ensuite avec des hauteurs plus importantes afin de pouvoir mener une analyse physique plus complète. Une description statistique plus précise de la base de données est disponible dans le Tableau 6.2. Cette répartition non uniforme de la hauteur est cependant problématique pour l'entraînement d'un réseau de neurones et seul un modèle neuronal entraîné par des rainures sera présenté dans le Chapitre 7.

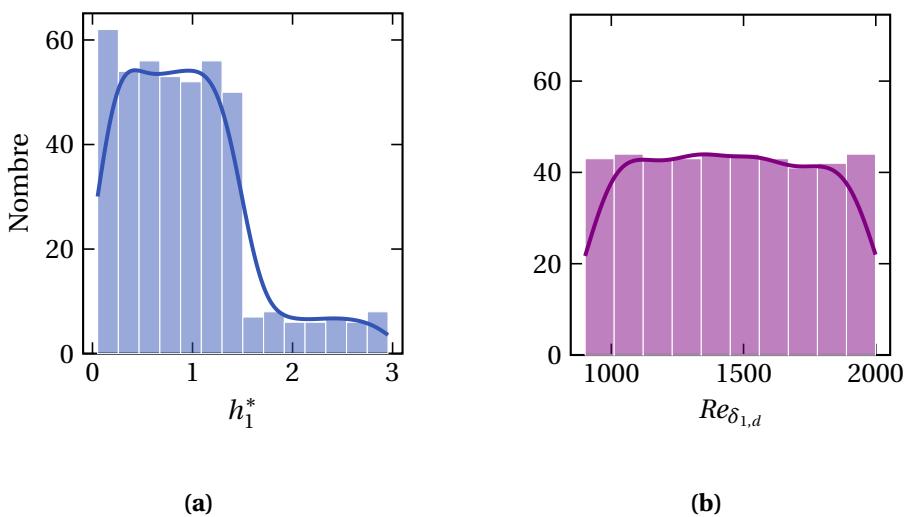


FIGURE 6.4 – Distribution des paramètres constituant la base de données de marches descendantes : (a) hauteur h_1^* et (b) nombre de Reynolds à l'emplacement des défauts.

TABLEAU 6.2 – Description statistique de la base de données avec 431 échantillons de marches descendantes.

Paramètres	Min	Max
$Re_{\delta_{1,d}}$	901,1	1998,9
h_1^*	0,0514	2,954

6.1.3 Méthodologie d'obtention de la base de données

Une fois la discréttisation de l'espace des paramètres effectuée, la base de données est générée selon la méthodologie schématisée sur la Figure 6.5. Le code PIMS2D est dans un premier temps utilisé pour calculer la courbe enveloppe des facteurs N d'une couche limite sur plaque plane dont le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement du (futur) défaut de surface vaut $Re_{\delta_{1,d}}$. Pour cela, 91 fréquences réduites sont considérées, dans la gamme $F \in [25 - 160]$. Cette gamme de fréquences délimite la zone instable d'une couche limite de Blasius. En parallèle, une étude de stabilité est menée pour une couche limite aux mêmes conditions aérodynamiques mais en présence d'un défaut de surface de dimensions (h_1^*, h_2^*, b^*) et d'épaisseur de déplacement $\delta_{1,d}$ à son emplacement. En considérant la même gamme de fréquences réduites que précédemment, une seconde courbe enveloppe des facteurs N est alors obtenue et plusieurs grandeurs sont sauvegardées. Parmi celles-ci, les deux plus importantes sont le

ΔN_{max} et le ΔN_{far} associés au défaut en question et qui sont obtenus tel que détaillé dans la section 5.1.1. Ces deux valeurs constitueront les sorties du réseau de neurones développé dans le chapitre suivant. En plus de ces deux ΔN , la valeur du N_{max} , la fréquence la plus amplifiée par le défaut F_{max} et la longueur de recirculation L_r sont également sauvegardées pour l'analyse de la base de données mais ne seront pas utilisées dans les futurs modèles de prévision des ΔN .

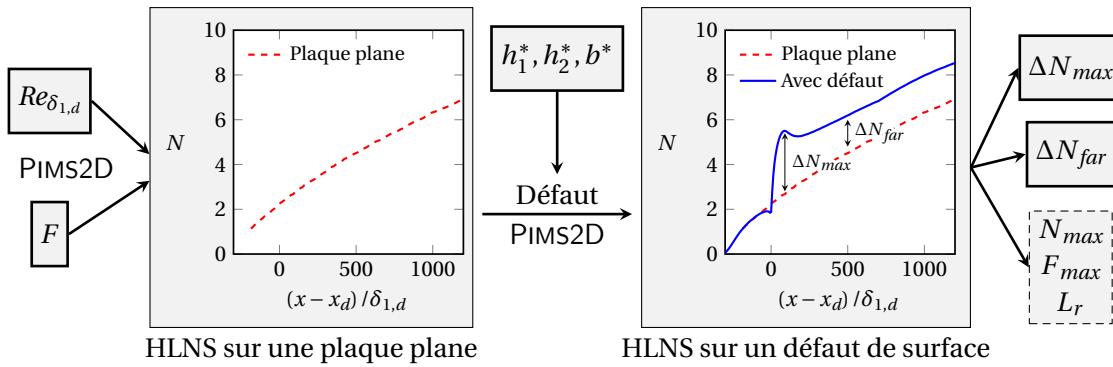


FIGURE 6.5 – Méthodologie d'obtention de la base de données.

6.2 Analyse de la base de données

6.2.1 Visualisation d'ensemble

Rainures

La base de données de rainures complète est représentée sur la Figure 6.6. La répartition par paires de paramètres de chaque échantillon montre qu'il est difficile de dégager un comportement général en fonction de tel ou tel paramètre d'entrée. À première vue, les deux hauteurs h_1^* et h_2^* ainsi que la largeur b^* n'ont pas d'effet clair sur l'évolution du N_{max} , des ΔN ou sur la fréquence la plus amplifiée F_{max} . L'intérêt futur de l'utilisation de réseaux de neurones pour la prédiction des ΔN prend alors tout son sens dans la mesure où des relations fortement non-linéaires entre les divers paramètres sont attendues. En revanche, le comportement de F_{max} en fonction du nombre de Reynolds rappelle la courbe neutre d'une couche limite. Une certaine corrélation semble également exister concernant l'évolution du ΔN_{far} en fonction du ΔN_{max} et sera discutée dans la section 6.2.2. Finalement, une analyse plus poussée sera menée dans la section 6.2.3 pour dégager des relations entre les paramètres géométriques et les ΔN .

Marches descendantes

La base de données de marches descendantes complète est représentée sur la Figure 6.7. Un comportement plus clair que pour les rainures se dégage entre la hauteur h_1^* et les différents ΔN du fait de la diminution du nombre de paramètres d'entrée, réduisant ainsi la complexité du problème. Une forte corrélation semble également exister entre la longueur de recirculation se créant en aval de la marche et la hauteur h_1^* ainsi que les deux ΔN , confortant l'idée que le décollement de la couche limite est bien responsable de la suramplification des ondes TS pour ce type de défauts. Comme pour les cavités, la relation entre le ΔN_{max} et le ΔN_{far} sera analysée dans la section 6.2.2 tandis que l'étude de l'évolution des ΔN en fonction des paramètres d'entrée sera effectuée dans la section 6.2.3.

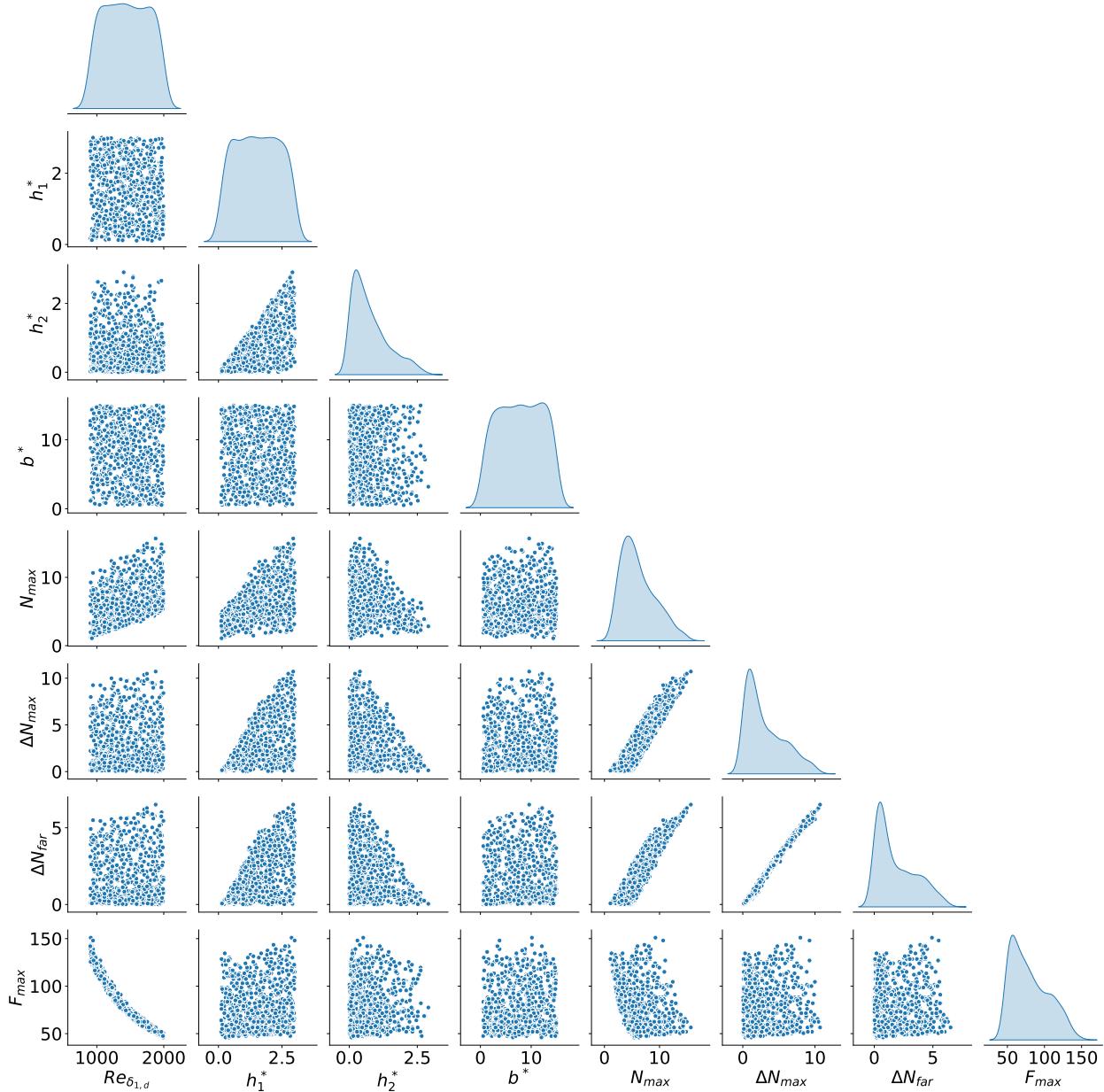


FIGURE 6.6 – Corrélations croisées de la base de données de rainures.

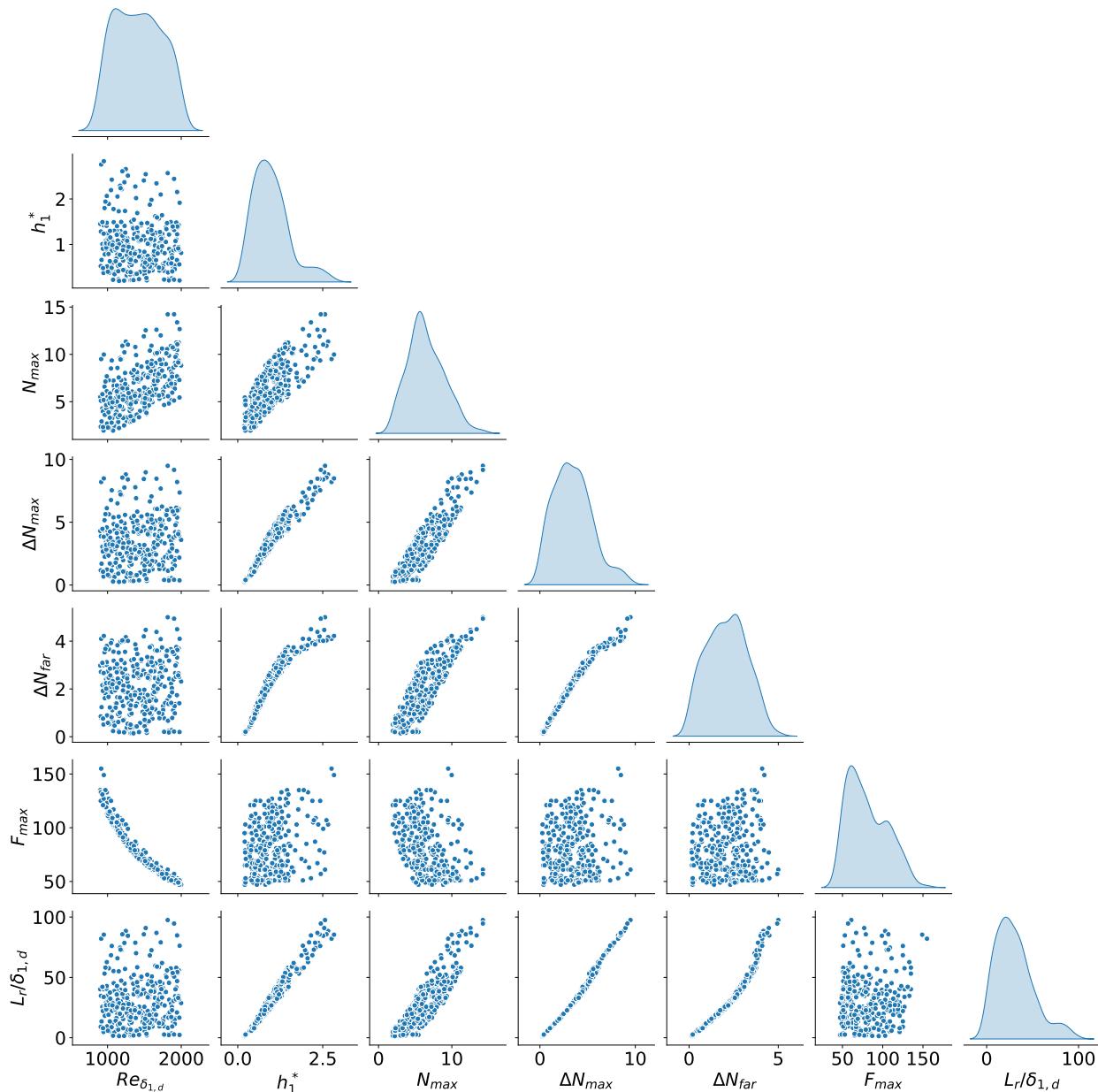


FIGURE 6.7 – Corrélations croisées de la base de données de marches descendantes.

6.2.2 Corrélation entre les ΔN

Rainures

L'évolution du ΔN_{max} en fonction de la valeur du N_{max} et du $Re_{\delta_{1,d}}$ est tracée sur la Figure 6.8(a). La variation de ΔN_{max} est à pente constante, de coefficient directeur égal à 1, et le nombre de Reynolds a seulement une influence sur l'ordonnée à l'origine. Ce résultat est plutôt attendu dans la mesure où le critère de transition AHD fait l'hypothèse que le facteur N pour une plaque plane N_{pp} est seulement fonction du nombre de Reynolds, de sorte que $N_{pp} = aRe_{\delta_1} + b$. En utilisant cette relation, le ΔN_{max} est alors défini comme

$$\begin{aligned}\Delta N_{max} &= N_{max} - N_{pp} \\ &= N_{max} - aRe_{\delta_1} - b,\end{aligned}\quad (6.1)$$

ce qui correspond bien à une droite de coefficient directeur unitaire et d'ordonnée à l'origine ($-aRe_{\delta_1} - b$). D'autre part, il existe une relation fortement linéaire entre les valeurs du ΔN_{max} et du ΔN_{far} , comme l'illustre la Figure 6.8(b), de fonction

$$\Delta N_{max} = 1,58\Delta N_{far} + 0,14. \quad (6.2)$$

Cette corrélation, indépendante des paramètres géométriques des défauts, pourrait se traduire dans de futures études par la nécessité de connaître seulement l'un des deux ΔN pour prédire l'autre. Enfin, la valeur des ΔN croît avec $\Delta h = |h_1^* - h_2^*|$, qui semble être ici le critère le plus représentatif de la déstabilisation de la couche limite. Plus précisément, pour un Δh faible, la couche limite sera exposée à une rainure « symétrique », c'est à dire pour laquelle les deux arêtes sont de même hauteur, tandis qu'un Δh important sera plutôt caractéristique d'une marche descendante rendant alors l'écoulement plus instable.

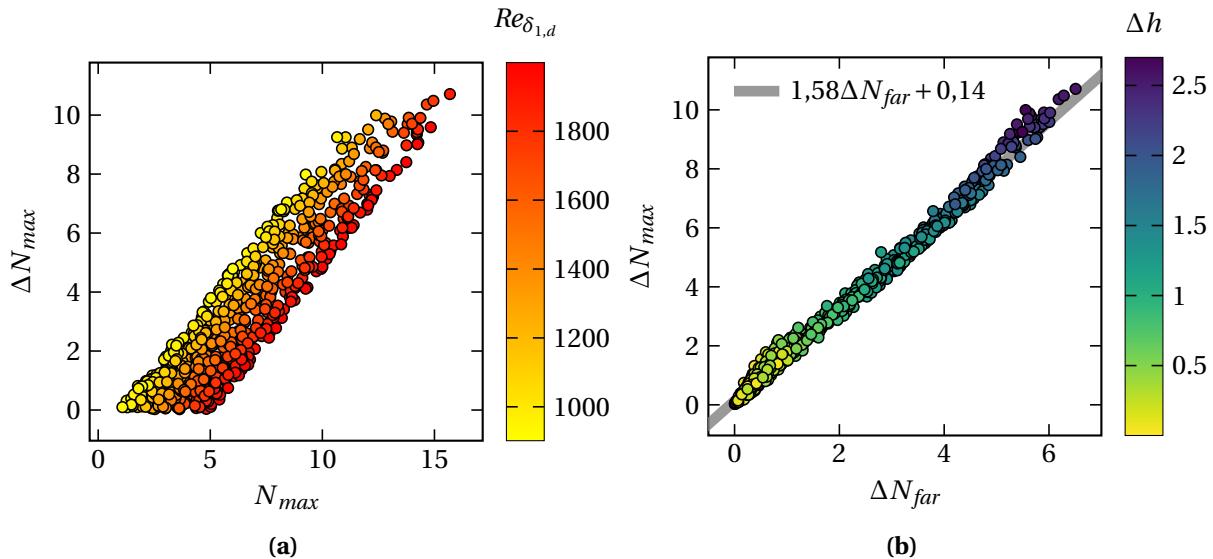


FIGURE 6.8 – Évolution du ΔN_{max} (a) en fonction du N_{max} et (b) en fonction du ΔN_{far} pour des rainures.

Marches descendantes

L'évolution du ΔN_{max} en fonction du N_{max} pour les marches descendantes est représentée sur la Figure 6.9(a) et, comme pour les rainures, présente une pente constante dont l'ordonnée à l'origine est contrôlée par le nombre de Reynolds. En revanche, l'évolution du ΔN_{max} en fonction du ΔN_{far} montre un caractère différent de celui des rainures. Lorsque $h_1^* \lesssim 1,5$, la même relation linéaire (6.2) que pour les rainures existe entre les deux ΔN . En revanche, pour des hauteurs plus importantes, les points semblent suivre une relation linéaire de pente différente, ce qui engendrerait un ΔN_{max} plus important que pour une rainure à un même ΔN_{far} . Ce résultat est cependant à nuancer par un nombre limité d'échantillons dans cette région de l'espace des paramètres qui ne permet pas de tirer de conclusions générales sur ce phénomène.

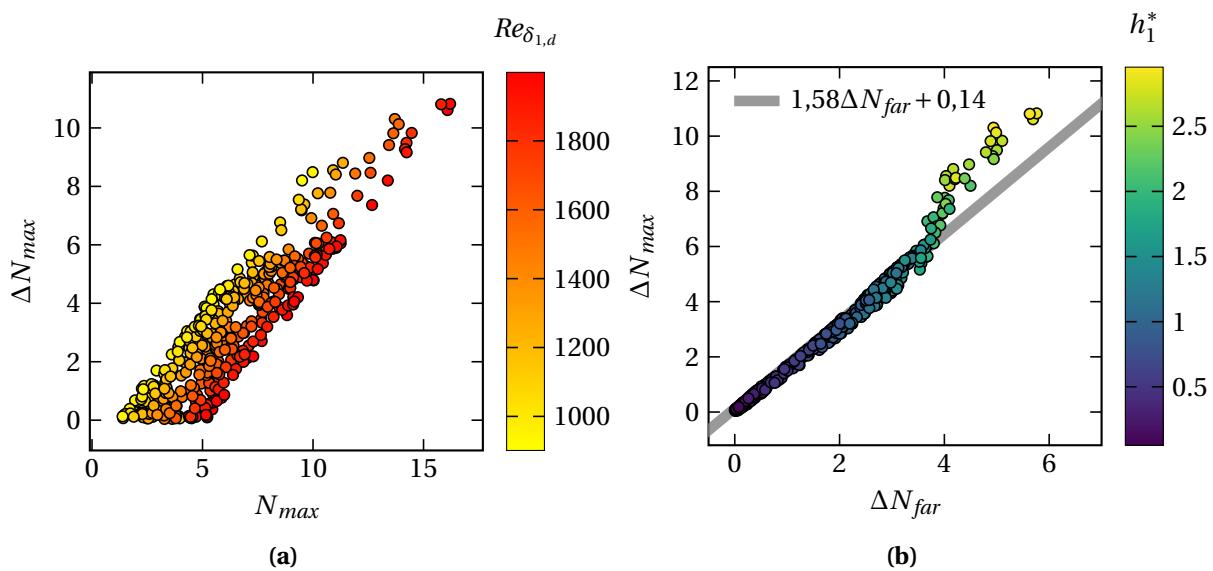


FIGURE 6.9 – Évolution du ΔN_{max} (a) en fonction du N_{max} et (b) en fonction du ΔN_{far} pour des marches descendantes.

6.2.3 Influence des paramètres géométriques sur la transition

La section 6.2.1 a montré qu'il était difficile de dégager une tendance générale en regardant globalement la base de données. Néanmoins, certains comportements ressortent en analysant plus finement certains paramètres et en s'intéressant non plus aux deux hauteurs h_1^* et h_2^* mais plutôt à leur différence $\Delta h = |h_1^* - h_2^*|$.

Rainures

La Figure 6.10 illustre l'influence des paramètres géométriques d'entrée sur le N_{max} et le ΔN_{max} pour chaque cas de la base de données. L'impact sur le ΔN_{far} ne sera pas montré mais la relation (6.2) permettra de changer de ΔN aisément. L'analyse de la Figure 6.10(a) montre tout d'abord que le ΔN_{max} est d'autant plus important que la hauteur h_1^* est élevée et que la hauteur h_2^* est faible. Ainsi, un défaut proche d'une marche descendante sera plus déstabilisant qu'un défaut de type cavité, comme cela est également visible sur les Figures 6.10(b)-(c). À Δh fixé, une augmentation du nombre de Reynolds sera alors responsable d'une augmentation du N_{max} et donc des ΔN .

L'influence de la largeur b^* sur le ΔN est également importante. La Figure 6.10(d) montre que lorsque $\Delta h < 0,5$, les plus grandes valeurs du ΔN_{max} sont atteintes pour les largeurs les plus importantes sans que les hauteurs h_1^* et h_2^* n'aient d'influence. En revanche, au delà de ce seuil, l'impact de b^* sur le ΔN_{max} ne semble plus évident et une relation linéaire apparaît entre Δh et le ΔN_{max} . À Δh fixé, seul le nombre de Reynolds a alors une influence sur le ΔN résultant, comme l'illustre la Figure 6.10(c). Des résultats similaires ont été exposés par Crouch et al. [44] qui ont montré dans leur modèle que la rainure agissait comme une marche descendante pour un défaut de faible rapport d'aspect h/b , tandis que l'effet de largeur devenait dominant pour les cavités aux grands rapports d'aspect.

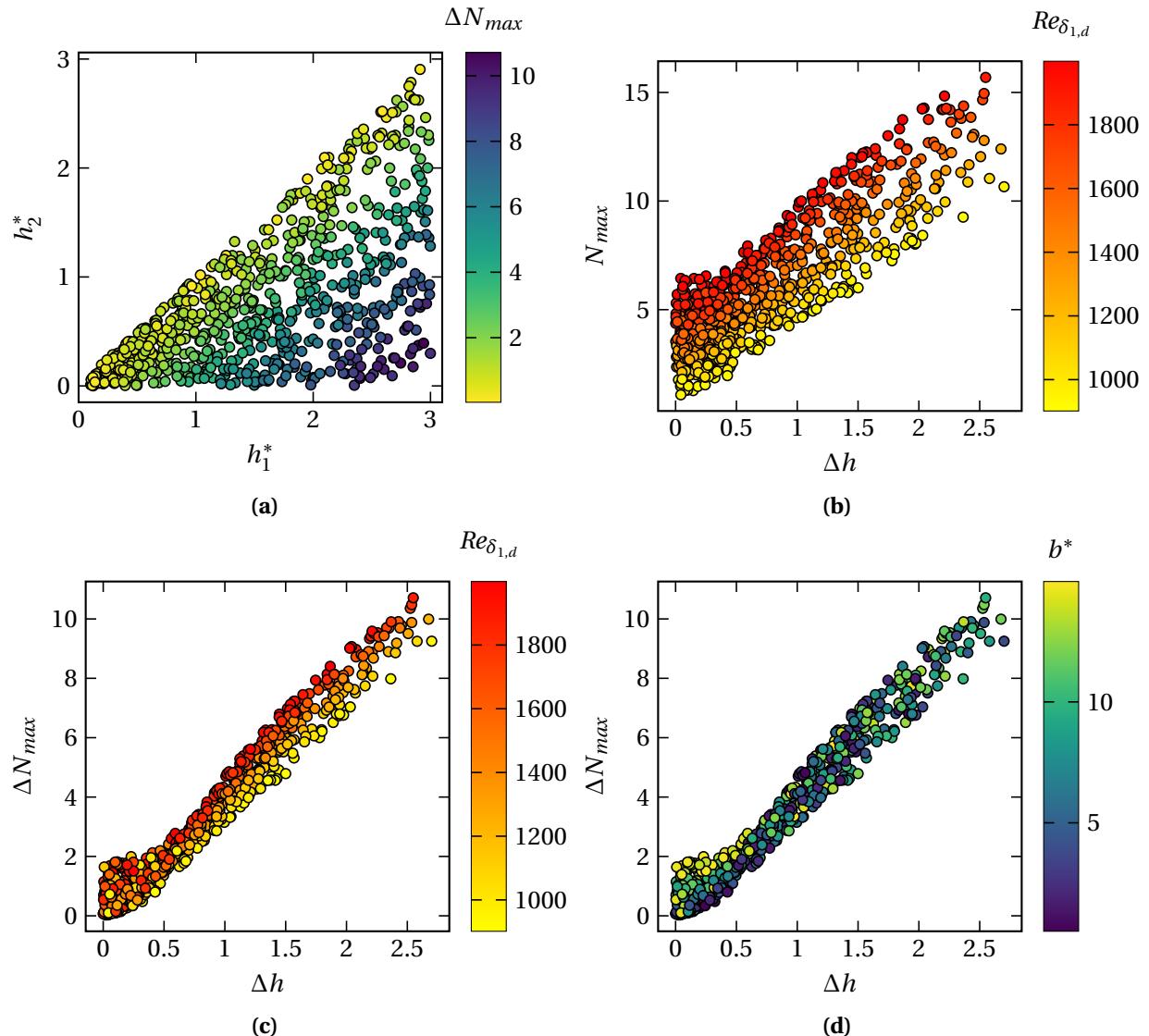


FIGURE 6.10 – Influence des divers paramètres sur le N_{max} et le ΔN_{max} pour des rainures.

Marches descendantes

L'évolution des ΔN en fonction de h_1^* pour les marches descendantes est présentée sur la Figure 6.11. Aux très faibles hauteurs, un unique ΔN_{max} et un unique ΔN_{far} sont obtenus indépendamment du nombre de Reynolds. En revanche, lorsque h_1^* augmente, le $Re_{\delta_{1,d}}$ devient déterminant dans la pente de la relation linéaire qui semble exister entre le ΔN_{max} et la hauteur. Un phénomène similaire est observable

pour le ΔN_{far} avec néanmoins l'apparition d'une rupture de la linéarité autour de $h_1^* = 1,5$. Au delà de cette valeur, la progression du ΔN_{far} avec l'augmentation de la hauteur devient moins importante, et une différence plus nette entre les valeurs prises aux faibles et aux grands nombres de Reynolds est visible.

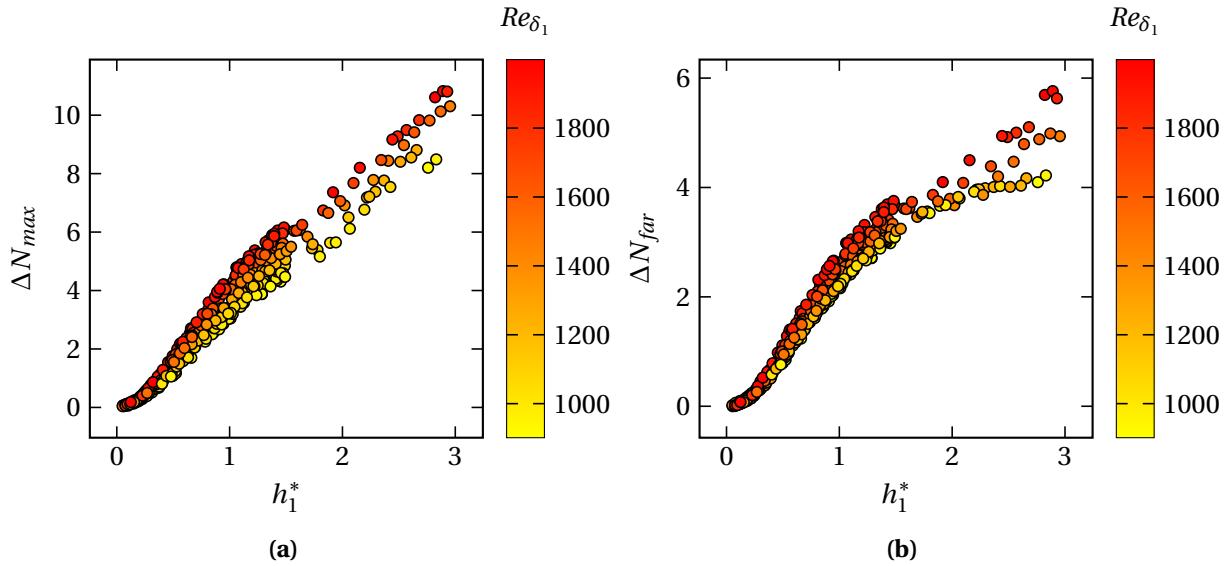


FIGURE 6.11 – Évolution (a) du ΔN_{max} et (b) du ΔN_{far} en fonction de la hauteur h_1^* pour des BFS.

Le Chapitre 4 a déjà montré que la longueur de la bulle de recirculation se développant derrière la marche augmentait linéairement avec h_1^* . La Figure 6.12 confirme cette tendance et montre, comme cela avait été supposé, que le nombre de Reynolds jouait un rôle sur la pente de cette relation linéaire. Celle-ci est de fonction moyenne

$$\frac{L_r(h_1^*)}{\delta_{1,d}} = 37,45 |h_1^*| - 6,6, \quad (6.3)$$

donc assez proche de la relation (4.1) développée à partir d'un nombre de cas très limité de marches descendantes de différentes hauteurs et de nombre de Reynolds $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$.

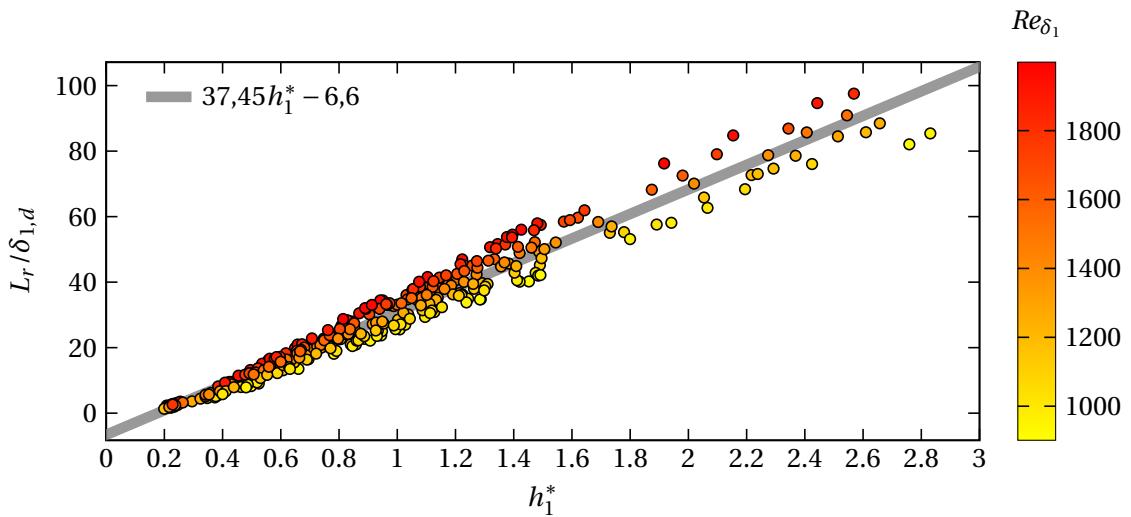


FIGURE 6.12 – Évolution de la longueur de recirculation en fonction de la hauteur de la marche descendante.

Bilan

Deux bases de données d'études de stabilité de couches limites en présence de défauts de surface ont été générées : une première constituée de 743 échantillons de rainures et une seconde constituée de 431 cas de marches descendantes. Pour les marches, la gamme des paramètres étudiés est telle que $0 < h_1^* < 3$ et $900 < Re_{\delta_{1,d}} < 2000$. Concernant les cavités, l'échantillonnage de h_1^* et $Re_{\delta_{1,d}}$ est identique et deux paramètres supplémentaires sont utilisés : la hauteur h_2^* est choisie de sorte que $0 < h_2^*/h_1^* < 1$ et la largeur telle que $0,5 < b^* < 15$. La discréétisation de l'espace des paramètres est quant à elle effectuée grâce à une méthode d'hypercubes latins.

Pour chaque défaut de la base de données, le code PIMS2D est utilisé pour l'obtention de différentes grandeurs : la valeur du N_{max} , du ΔN_{max} , du ΔN_{far} , ainsi que la fréquence la plus amplifiée par le défaut F_{max} et la longueur de recirculation L_r . La visualisation de la base de données paramètre par paramètre ne permet pas de dégager de grande tendance générale sur l'effet des caractéristiques géométriques quant à la déstabilisation de la couche limite. Cependant, une analyse plus fine a montré dans un premier temps une importante corrélation entre le ΔN_{max} et le ΔN_{far} . De plus, le paramètre géométrique semblant le plus représentatif des effets déstabilisants semble être la différence de hauteur $\Delta h = |h_1^* - h_2^*|$ dans le cas des rainures. Ainsi, un défaut au faible Δh aura un comportement proche d'une cavité « symétrique » pour laquelle la largeur jouera un rôle prépondérant, tandis qu'un défaut à fort Δh se comportera plutôt comme une marche descendante et l'effet de hauteur prendra alors le dessus.

La relative difficulté à dégager un comportement bien défini en analysant la base de donnée semble indiquer que de fortes relations non-linéaires entre les divers paramètres d'entrée doivent exister. L'intérêt du chapitre suivant est alors d'entraîner un réseau de neurones à prédire le ΔN_{max} et le ΔN_{far} à partir des caractéristiques géométriques (h_1^*, h_2^*, b^*) et aérodynamique ($Re_{\delta_{1,d}}$) d'un défaut de type rainure en prenant en compte ces phénomènes non-linéaires.

Entraînement et validation d'un réseau de neurones pour la prévision de la transition

DES réseaux de neurones entraînés avec la base de données générée dans le Chapitre 6 sont développés et utilisés pour prédire le ΔN_{max} et le ΔN_{far} de défauts de type rainures et dont les paramètres d'entrée sont h_1^* , h_2^* , b^* et $Re_{\delta_{1,d}}$. Une définition générale des réseaux de neurones sera donnée dans un premier temps en comparant les neurones artificiels aux neurones biologiques, et le processus d'apprentissage par rétro-propagation du gradient sera détaillé. Dans une seconde section, l'architecture et la méthodologie d'entraînement des réseaux de neurones développés dans ce travail sera abordée. Enfin, les modèles neuronaux seront validés à l'aide de cas expérimentaux de rainures et de marches descendantes, et une réflexion quant à l'utilisation de ces réseaux pour la prévision de la transition ainsi que sur leurs limites sera menée. Il sera notamment expliqué que ces modèles neuronaux ne sont valides que dans le cas d'une transition par ondes TS.

Sommaire

7.1	Définition générale	136
7.1.1	Fonctionnement d'un neurone formel	136
7.1.2	Réseau de neurones à propagation avant	137
7.1.3	Apprentissage d'un réseau de neurones	138
7.2	Entraînement des réseaux de neurones développés	140
7.2.1	Préparation des données	140
7.2.2	Arrêt précoce de l'apprentissage	141
7.2.3	Recherche des hyper-paramètres optimaux	141
7.2.4	Validation croisée	142
7.3	Validation du modèle	143
7.3.1	Comparaison avec les cas de rainures symétriques de Methel et al. [98]	143
7.3.2	Comparaison aux essais STUNTT	143
7.3.3	Validation avec les résultats de Crouch et al. [44]	146
7.3.4	Utilisation du modèle pour des cas de marches descendantes	147
7.3.5	Discussion sur l'utilisation des modèles	148

PARMI les différents paradigmes existants en apprentissage automatique, les méthodes basées sur un apprentissage supervisé, et plus spécifiquement les réseaux de neurones profonds, se sont révélées particulièrement efficaces pour résoudre des tâches non linéaires complexes. L'objectif de ce chapitre est de développer un réseau neuronal permettant de prédire les ΔN résultants de l'étude de stabilité d'une couche limite en présence de défauts de surfaces de type rainures, dont les données d'entraînement seront les cas constituant la base de données présentée dans le Chapitre 6. D'autres méthodes d'apprentissage machine comme du *clustering* ou des arbres de décision ont également été appliquées à cette base de données mais n'ont pas donné de résultats satisfaisants, et ne seront donc pas présentées ici. Une définition générale des réseaux de neurones sera présentée dans un premier temps, avant de s'intéresser dans une deuxième section à l'entraînement des réseaux développés, étape nécessaire et primordiale à l'obtention de résultats cohérents. Finalement, les prédictions des modèles créés seront comparées à des résultats numériques et expérimentaux issus de la littérature pour validation, et une réflexion sera menée sur l'utilisation de ces modèles et leurs limites.

7.1 Définition générale

L'augmentation de la puissance de calcul utilisable et la disponibilité des données ont conduit à l'essor relativement récent des techniques d'intelligence artificielle pour concevoir des programmes informatiques permettant de résoudre des tâches complexes. En 1959, Samuel [133] introduisit la notion d'apprentissage automatique qui, au lieu de fonctionner avec des instructions prédéterminées manuellement, s'inspire de la façon dont l'être humain apprend. Ces méthodes sont ainsi constituées de règles flexibles qui dépendent de paramètres à ajuster, de manière à ce que les programmes résolvent seuls les tâches souhaitées. Un bref aperçu de la manière dont fonctionne notre cerveau sera ainsi présenté dans cette section avant d'introduire le fonctionnement d'un neurone artificiel et des réseaux de neurones profonds.

7.1.1 Fonctionnement d'un neurone formel

De la neuroscience ... Le cerveau humain est composé de cellules nerveuses disjointes, les neurones, représentés sur la Figure 7.1(a) et communiquant entre eux par des synapses pour échanger de l'information. Ceux-ci captent des signaux incidents par l'intermédiaire de dendrites qui convergent ensuite vers le corps cellulaire où ils sont traités. Un signal d'activation est alors déterminé par le noyau selon l'état des signaux incidents et est transmis le long de l'axone à d'autres cellules ou neurones à travers des liaisons synaptiques par des neurotransmetteurs. Le cerveau humain¹ est composé d'environ 100 milliards de neurones interconnectés entre eux pour un total d'environ 10^{15} synapses.

... aux neurones artificiels. Les réseaux de neurones artificiels s'inspirent grandement du fonctionnement des neurones biologiques. Leur entité de base est le neurone artificiel, ou *perceptron*, schématisé sur la Figure 7.1(b). Un neurone artificiel est une fonction non-linéaire qui associe à un vecteur d'entrée $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$ une sortie $y \in \mathbb{R}$ telle que

$$y = \sigma \left(\sum_{i=1}^n w_i x_i + b \right), \quad (7.1)$$

1. Certains ...

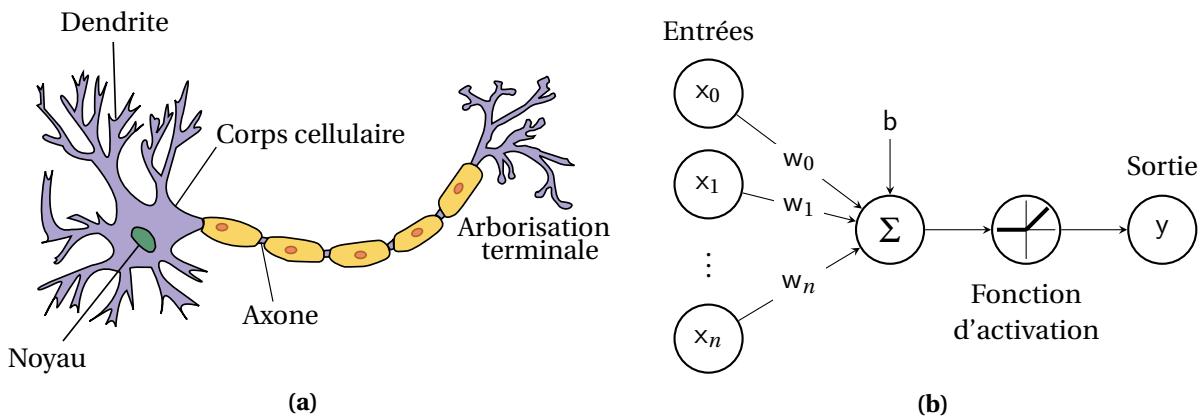


FIGURE 7.1 – Schémas d'un (a) neurone biologique et (b) d'un neurone artificiel.

où σ est une fonction d'activation, w sont les poids associés à chaque entrée et b un biais. Ainsi, les poids représentent l'importance relative de chaque entrée et le biais consiste en l'ajout d'un seuil à l'activation du neurone. Ces neurones artificiels peuvent alors être combinés pour former un réseau neuronal artificiel, inspiré de la structure du cerveau humain.

7.1.2 Réseau de neurones à propagation avant

Un réseau de neurones à propagation avant (ou *deep feedforward neural network* en anglais) est une structure composée d'une ou de plusieurs couches cachées successives entre une couche d'entrée et une couche de sortie, où la sortie d'un neurone devient l'entrée de toutes les unités de la couche suivante. En revanche, aucune connexion n'existe entre les entités d'une même couche. La couche d'entrée est la première couche du réseau et a pour but de réceptionner l'information fournie par le vecteur d'entrée. Elle est entièrement connectée à la première couche cachée, tandis que la dernière est complètement connectée à la couche de sortie dont l'activation de ses neurones permet le calcul du vecteur prédict en sortie. Le calcul d'une couche de m neurones connectée à une couche antérieure de n unités est schématisé sur la Figure 7.2.

Figure 7.2 : Fonction d'activation dans un neurone et une couche en notation matricielle. La partie gauche montre un neurone avec des entrées $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, a_3^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$ et des poids $w_{1,1}, w_{1,2}, w_{1,3}, \dots, w_{1,n}$. La sortie est calculée par la fonction d'activation σ : $a_1^{(1)} = \sigma(w_{1,0}a_0^{(0)} + w_{1,1}a_1^{(0)} + \dots + w_{1,n}a_n^{(0)} + b_1^{(0)})$ et $a_2^{(1)} = \sigma\left(\sum_{i=1}^n w_{1,i}a_i^{(0)} + b_1^{(0)}\right)$. La partie droite montre la fonction d'activation pour une couche complète : $\begin{pmatrix} a_1^{(1)} \\ a_2^{(1)} \\ \vdots \\ a_m^{(1)} \end{pmatrix} = \sigma \left[\begin{pmatrix} w_{1,0} & w_{1,1} & \dots & w_{1,n} \\ w_{2,0} & w_{2,1} & \dots & w_{2,n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ w_{m,0} & w_{m,1} & \dots & w_{m,n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^{(0)} \\ a_2^{(0)} \\ \vdots \\ a_n^{(0)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_1^{(0)} \\ b_2^{(0)} \\ \vdots \\ b_m^{(0)} \end{pmatrix} \right]$. La relation générale est $a^{(1)} = \sigma(W^{(0)}a^{(0)} + b^{(0)})$.

FIGURE 7.2 – Fonction d'activation dans un neurone et une couche en notation matricielle.

La fonction d'activation σ introduit de la non-linéarité, permettant aux neurones de représenter des relations fonctionnelles arbitrairement complexes entre les variables d'entrée. Sans cela, les modèles de

neurones artificiels se résumeraient à de simples régressions linéaires. L'activation se fait en fonction d'une formule ou d'un seuil qui permet de n'activer un neurone que si celui-ci contient des informations pertinentes. Parmi les fonctions d'activation communément utilisées, la fonction sigmoïde $\sigma_s(z)$, la fonction d'unité linéaire rectifiée (ReLU) $\sigma_{ReLU}(z)$ et la fonction tangente hyperbolique $\sigma_{tanh}(z)$ sont les plus courantes. Ces fonctions sont définies telles que

$$\sigma_s(z) = \frac{1}{1 + e^{-z}}, \quad \sigma_{ReLU}(z) = \max(0, z), \quad \sigma_{tanh}(z) = \frac{e^z - e^{-z}}{e^z + e^{-z}}, \quad (7.2)$$

et sont représentées sur la Figure 7.3. Le théorème d'approximation universelle de Cybenko [45] stipule qu'un réseau de neurones à propagation avant contenant une seule couche cachée et un nombre fini de neurones peut approximer n'importe quelle fonction.

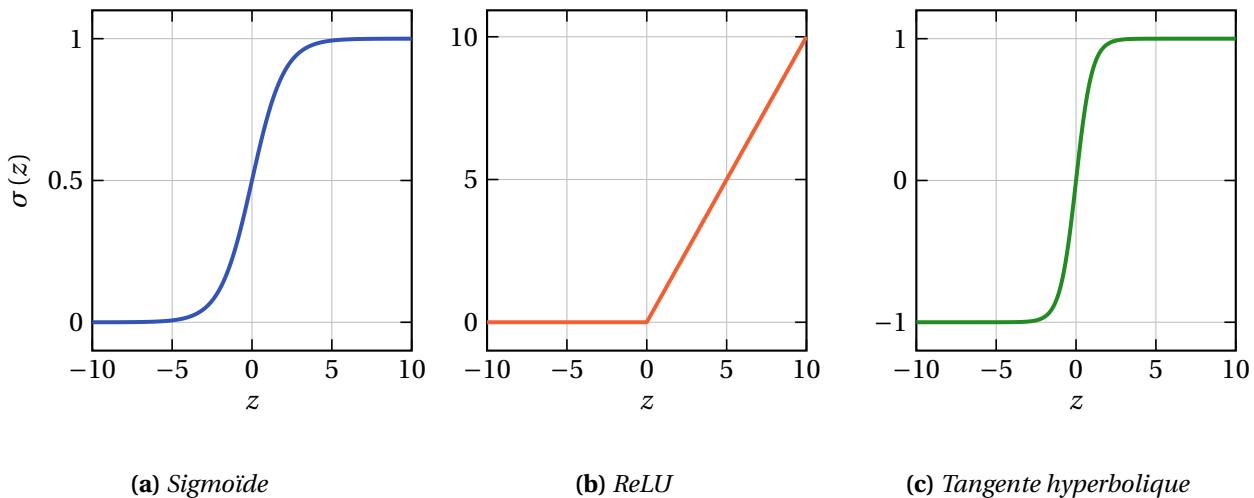


FIGURE 7.3 – Exemples de fonctions d'activation : (a) sigmoïde, (b) ReLU et (c) tangente hyperbolique.

7.1.3 Apprentissage d'un réseau de neurones

Le processus d'apprentissage d'un réseau de neurones consiste à ajuster de manière itérative les poids et les biais du réseau de façon à minimiser une fonction de perte \mathcal{J} . Cette fonction est définie comme l'erreur quadratique moyenne (MSE) entre les sorties d'apprentissage y^* et les prédictions du réseau y :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(\mathbf{w}, \mathbf{b}) &= \|y^* - y\|_{\text{MSE}}, \\ &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y^{*(i)} - y^{(i)})^2, \end{aligned} \quad (7.3)$$

avec n la taille du jeu de données d'entraînement.

Rétro-propagation du gradient

La minimisation de la fonction de perte \mathcal{J} passe par l'adaptation des poids et des biais en fonction des erreurs faites par le réseau sur chaque sortie. La méthode la plus courante pour l'adaptation de ces différents paramètres est la rétro-propagation du gradient (ou *back-propagation* en anglais) qui consiste à calculer le gradient de \mathcal{J} pour chaque neurone depuis la dernière couche cachée jusqu'à la première. Un minimum local est alors obtenu par itération en modifiant les poids et les biais dans le sens inverse du

gradient multiplié par un taux d'apprentissage λ :

$$\Delta w_{ij} = -\lambda \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial w_{ij}}, \quad \Delta b_i = -\lambda \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial b_i}, \quad (7.4a)$$

$$w_{ij} = w_{ij} + \Delta w_{ij}, \quad b_i = b_i + \Delta b_i, \quad (7.4b)$$

avec i la couche supérieure et j la couche inférieure. Ainsi, chaque cycle d'apprentissage (ou *epoch* en anglais), c'est-à-dire chaque cycle au cours duquel le réseau voit passer la totalité des données d'entraînement, est décomposé en trois étapes. Dans un premier temps, une phase de propagation vers l'avant est effectuée durant laquelle l'activation de chaque neurone est calculée, depuis la première couche cachée jusqu'à la dernière couche de sortie. La sortie finale est alors comparée à la donnée attendue. Une étape de propagation vers l'arrière est ensuite menée en calculant la dérivée de la fonction de coût pour chaque neurone depuis la couche de sortie jusqu'à la première couche cachée avec la relation (7.4a). Enfin, les poids et les biais des neurones de chaque couche sont mis à jour par les équations (7.4b). Des détails approfondis sur les équations au cœur de la rétro-propagation du gradient peuvent être trouvés dans la thèse de Hardy [68]. Pour plus de stabilité dans le calcul du gradient, la fonction coût est souvent évaluée sur de petits groupes de données appelés *batchs*. Une fois que tous les batchs ont été utilisés, un cycle d'apprentissage a été effectué.

Convergence de l'apprentissage

Les réseaux de neurones développés doivent être performants non seulement sur les données d'entraînement, mais également et surtout sur des données nouvelles et non étudiées. Deux cas de modèles déficients sont possibles : le sous-apprentissage et le sur-apprentissage. Le sous-apprentissage est schématisé sur la Figure 7.4(a). Il se produit lorsque le réseau n'arrive à modéliser correctement ni les données d'entraînement ni de nouveaux cas. Le modèle est alors trop simple et ses prédictions sont peu fiables. À l'inverse, le sur-apprentissage survient lorsque le modèle s'adapte à tous les cas particuliers de la base de données d'apprentissage au détriment du cas général, comme représenté sur la Figure 7.4(c). Ce phénomène peut être notamment dû à l'utilisation d'une base de données trop petite comparée à la complexité du réseau de neurones utilisé.

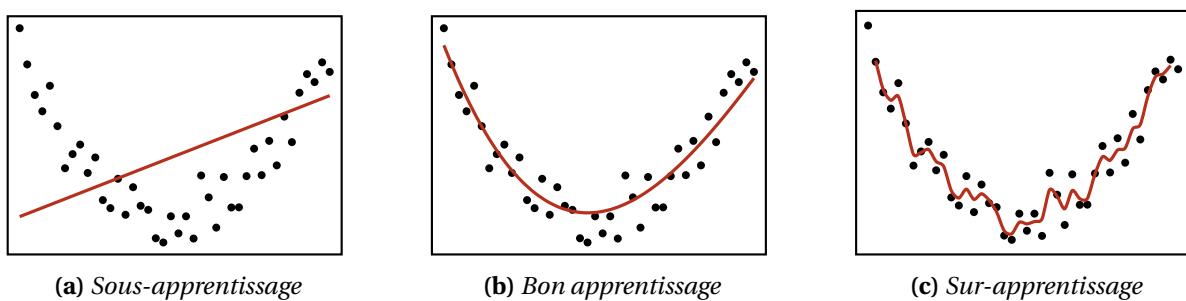


FIGURE 7.4 – Schématisation des trois niveaux d'apprentissage.

Pour évaluer cette capacité des modèles à la généralisation, leurs performances sont testées à la fois sur les données d'apprentissage mais également sur un ensemble de test une fois l'entraînement achevé. Pour que le modèle soit performant, il faut que l'erreur d'apprentissage soit faible ainsi que l'écart entre les erreurs d'apprentissage et de test. Lorsque cet écart commence à diverger, comme schématisé sur la

Figure 7.5, cela signifie que le réseau est très performant sur l'ensemble d'apprentissage mais peu sur l'ensemble de test et que nous sommes dans un cas de sur-apprentissage.

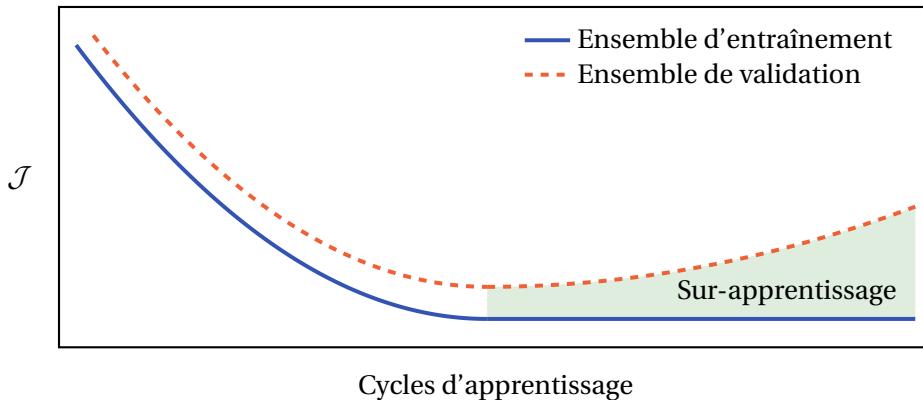


FIGURE 7.5 – Fonction de coût \mathcal{J} calculée sur les données d'apprentissage et sur les données de validation dans le cas d'un sur-apprentissage du réseau.

7.2 Entrainement des réseaux de neurones développés

Afin de tester différentes architectures, trois réseaux de neurones différents sont créés et entraînés. Ces trois réseaux diffèrent à la fois dans leur nombre de couches cachées et par leur nombre de neurones dans chaque couche. Néanmoins, tous disposent d'une couche d'entrée constituée de 4 neurones (pour h_1^* , h_2^* , b^* et $Re_{\delta_{1,d}}$) et d'une couche de sortie de 2 neurones (pour ΔN_{max} et ΔN_{far}), tels que schématisé sur la Figure 7.6. Leur structure est détaillée dans le Tableau 7.1. La méthodologie adoptée pour leur entraînement ainsi que la précision finale des modèles sera développée dans cette section.

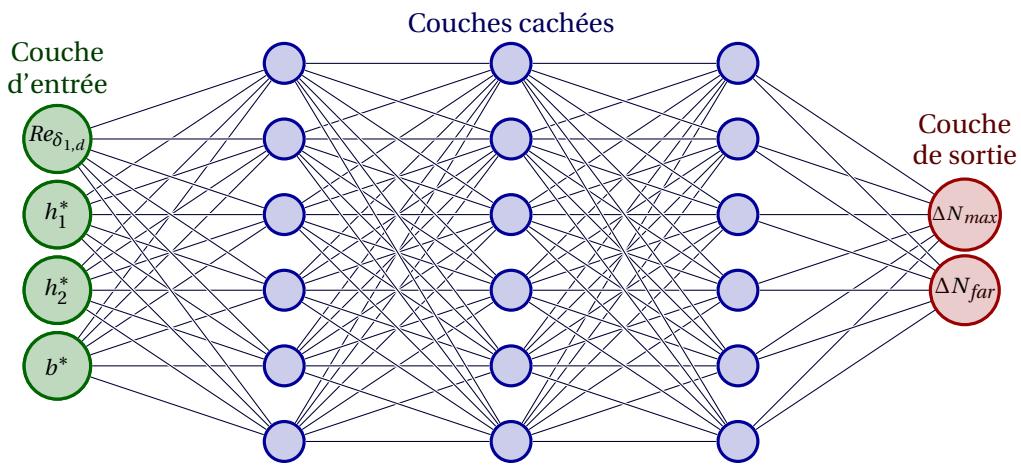


FIGURE 7.6 – Schéma des réseaux de neurones développés. Le nombre de couches cachées ainsi que leur nombre de neurones est variable selon le réseau \mathbb{A} , \mathbb{B} ou \mathbb{C} .

7.2.1 Préparation des données

L'entraînement des trois réseaux de neurones est effectué sur une base de données réduite, dite *d'entraînement*, représentant 80% de la base de données complète (594 échantillons) et choisie de manière aléatoire. La validation est alors réalisée sur une base de tests constituée des 20% de la base de

TABLEAU 7.1 – Architectures des réseaux de neurones développés et précision des modèles. L'architecture du réseau correspond au nombre de neurones dans chaque couche.

Réseau	Architecture	Nombre de paramètres	ϵ_{MAE}
A	[4 - 80 - 2]	562	0,044 66 ($\pm 0,005\,45$)
B	[4 - 20 - 20 - 2]	562	0,051 07 ($\pm 0,004\,63$)
C	[4 - 15 - 15 - 15 - 2]	587	0,053 84 ($\pm 0,006\,76$)

données restante (149 échantillons). Les variables d'entrées ($h_1^*, h_2^*, b^*, Re_{\delta_{1,d}}$) ayant des échelles et des distributions différentes, leur utilisation telle quelle peut mener à un processus d'apprentissage lent voire instable, et conduire à des erreurs de généralisation importantes. Des variables d'entrée non normalisées dans les problèmes de régression de ce type peuvent alors faire diverger les gradients et faire échouer le processus d'apprentissage.

Pour éviter ce problème, les données d'apprentissage \mathbf{x} sont standardisées en supprimant la moyenne et en imposant une variance unitaire :

$$\mathbf{x}^* = \frac{\mathbf{x} - \bar{\mu}}{\bar{\sigma}}, \quad (7.5)$$

où \mathbf{x}^* sont les données d'entrées standardisées, $\bar{\mu}$ est la moyenne des entrées constituant la base d'entraînement et $\bar{\sigma}$ leur écart-type. Ce pré-traitement est effectué automatiquement grâce à la fonction StandardScaler de la librairie python Scikit-Learn [1].

7.2.2 Arrêt précoce de l'apprentissage

Pour éviter tout sur-ajustement du modèle durant la phase d'apprentissage, une méthode d'arrêt précoce (ou *early stopping* en anglais) est utilisée [120]. Cette technique permet de mettre fin à l'entraînement dès lors que le nombre de cycles d'apprentissage dépasse un certain seuil sans amélioration de l'erreur de validation. Cela empêche alors au modèle d'apprendre toutes les particularités des données d'entraînement. De plus, dès que l'erreur de validation s'améliore, une copie des paramètres du modèle est sauvegardée. Lorsque l'apprentissage se termine, les paramètres optimaux du réseau, c'est-à-dire ceux correspondant à l'erreur de validation la plus faible, sont restaurés.

7.2.3 Recherche des hyper-paramètres optimaux

Un facteur important dans les performances des modèles neuronaux est le choix de leurs hyper-paramètres qui, s'ils sont bien définis, peuvent améliorer significativement les performances des réseaux. Ces valeurs optimales sont recherchées grâce à la fonction GridSearchCV de la librairie python Scikit-Learn. Dans notre cas, les hyper-paramètres modifiables sont choisis pour être la taille des *batchs* d'échantillons propagés dans le réseau durant l'entraînement², l'algorithme d'apprentissage et le type de fonction d'activation des neurones des couches cachées. À l'issu de la comparaison, les hyper-paramètres identifiés comme étant les plus performants pour nos modèles sont les suivants :

2. Supposons que nous disposions de 1000 échantillons d'apprentissage et que la taille des *batchs* d'échantillons soit égale à 100. L'algorithme prendra alors les 100 premiers échantillons (du 1^{er} au 100^e) de l'ensemble d'apprentissage et entraîne le réseau, puis les 100 prochains (du 101^e au 200^e) et entraîne à nouveau le réseau, etc. jusqu'à ce que toutes les données aient été propagées à travers le réseau.

- Taille des *batchs* d'échantillons : 5,
- Algorithme d'apprentissage : Adam,
- Fonction d'activation σ : ReLU.

Ces hyper-paramètres sont alors implémentés dans les réseaux A, B et C. Notons que la fonction d'activation ReLU est utilisée pour chacun des neurones de chaque couche cachée, tandis que la couche de sortie est constituée de neurones linéaires. De plus, le nombre de neurones dans chaque couche cachée est choisi pour que le nombre de paramètres total de chaque réseau n'excède pas le nombre d'échantillons de la base de données, et ce afin d'éviter au maximum tout phénomène de sur-apprentissage.

7.2.4 Validation croisée

Lorsque le modèle est entraîné plusieurs fois, les prédictions qui en découlent peuvent être légèrement différentes. Une validation croisée de type *K-fold* est donc utilisée pour obtenir une meilleure indication des performances du modèle. La base de données est divisée en $K = 5$ sous-ensembles parmi lesquels un échantillon est choisi comme ensemble de validation tandis que les quatre autres constituent l'ensemble d'entraînement. Le modèle résultant est alors évalué sur le premier ensemble et un critère de performance de validation est obtenu. Cette opération est répétée en sélectionnant un autre échantillon de validation parmi les 5 sous-ensembles prédéfinis, et à la fin de la procédure, 5 scores de performance sont obtenus, un par groupe.

La métrique utilisée pour quantifier la précision des modèles est l'erreur absolue moyenne (MAE) ϵ_{MAE} , définie telle que

$$\epsilon_{MAE} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m |y^{*(i)} - y^{(i)}|, \quad (7.6)$$

m étant la taille de l'ensemble des données de validation. La moyenne et l'écart-type des cinq scores ϵ_{MAE} sont reportés dans le Tableau 7.1 pour chaque réseau. L'évolution de la fonction de perte \mathcal{J} au cours du processus d'apprentissage est tracée sur la Figure 7.7 en fonction du nombre de cycles d'apprentissage, c'est-à-dire du nombre de fois où le réseau voit entièrement le jeu de données d'apprentissage et adapte ses poids et ses biais.

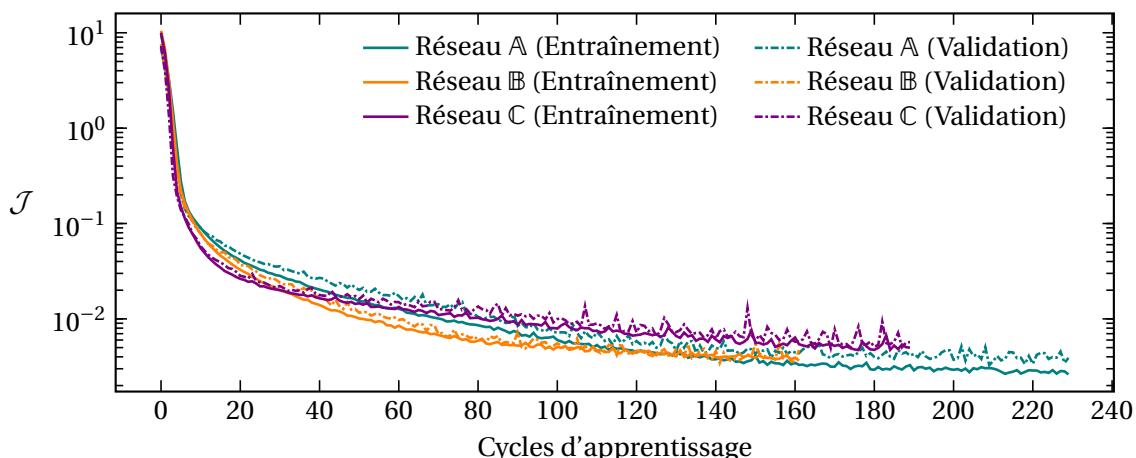


FIGURE 7.7 – Évolution de la fonction de perte \mathcal{J} en fonction du nombre de cycles d'apprentissage.

7.3 Validation du modèle

Une fois l'entraînement terminé, les prédictions des modèles sont comparées dans cette section à des résultats expérimentaux issus de la littérature. Dans un premier temps, une validation est faite en étudiant des cas de rainures, puis une seconde étape montrera que les résultats neuronaux peuvent également se montrer corrects pour la prédiction des ΔN dans le cas de défauts de types marches descendantes, sur lesquelles les réseaux n'ont pas été entraînés. Enfin, une réflexion sur l'utilisation des modèles et leurs limites sera menée.

7.3.1 Comparaison avec les cas de rainures symétriques de Methel et al. [98]

Les prédictions des modèles neuronaux sont comparées aux résultats expérimentaux de Methel et al. [98], qui ont étudié expérimentalement les effets de défauts de type rainures sur le phénomène de transition sur une plaque plane avec aspiration pariétale. Quelques cas sans aspiration ont été extraits et les résultats de cette comparaison sont répertoriés dans le Tableau 7.2. Notons que toutes les configurations géométriques étudiées ici sont situées hors de la zone d'apprentissage des réseaux, ces derniers n'ayant jamais été entraînés avec des défauts pour lesquels $h_1^* = h_2^*$. De plus, les deux dernières lignes du Tableau 7.2 sont également hors de la zone d'apprentissage en termes de largeur, avec une potentielle répercussion sur les performances des modèles. Néanmoins, les ordres de grandeur des prédictions sont respectés et l'accord entre le ΔN_{Expe} obtenu expérimentalement et le ΔN_{far} prédit est bon compte tenu de la valeur ϵ_{MAE} de chaque réseau de neurones. La prise en compte de la valeur du ΔN_{far} plutôt que du ΔN_{max} est justifiée sur la Figure 7.13 dans la mesure où le point de transition expérimental est situé assez loin du défaut pour que les effets dus au ΔN_{max} ne se fassent plus ressentir. Cette figure sera analysée plus en détail dans la section 7.3.5.

TABLEAU 7.2 – Comparaison entre les résultats expérimentaux de Methel et al. [98] sur ses rainures et le ΔN_{far} prédit par les trois modèles neuronaux.

$Re_{\delta_{1,d}}$	$h_1^* = h_2^*$	b^*	ΔN_{Expe}	$\Delta N_{far \mathbb{A}}$	$\Delta N_{far \mathbb{B}}$	$\Delta N_{far \mathbb{C}}$
1640	1,9	3,8	0,15	0,005	0,065	0,055
1640	1,9	12,7	0,34	0,490	0,598	0,584
1640	1,9	22,2	0,96	1,182	1,164	1,215
1640	1,9	28,6	2,2	1,652	1,484	1,725

7.3.2 Comparaison aux essais STUNTT

La campagne d'essais STUNTT (Surface imperfecTion and UNsteady moTion impact on Transition onset) a été réalisée en novembre 2021 dans la soufflerie S2 du centre ONERA de Modane-Avrieux. Ces essais ont pour but de comprendre l'influence de défauts de surface sur la transition de la couche limite dans une gamme de nombres de Mach et de pressions d'arrêt allant respectivement de 0,3 à 0,77 et de 0,6 bar à 1,3 bar [99]. Les différents types de défauts étudiés sont des marches montantes et descendantes, des rainures et des rampes placées sur un profil d'aile NLF photographié sur la Figure 7.8.

Parmi l'ensemble des essais de cette campagne, les cas de rainures pour tous les nombres de Mach sont extraits et le ΔN expérimental engendré par leur présence est représenté sur la Figure 7.9(a) par les

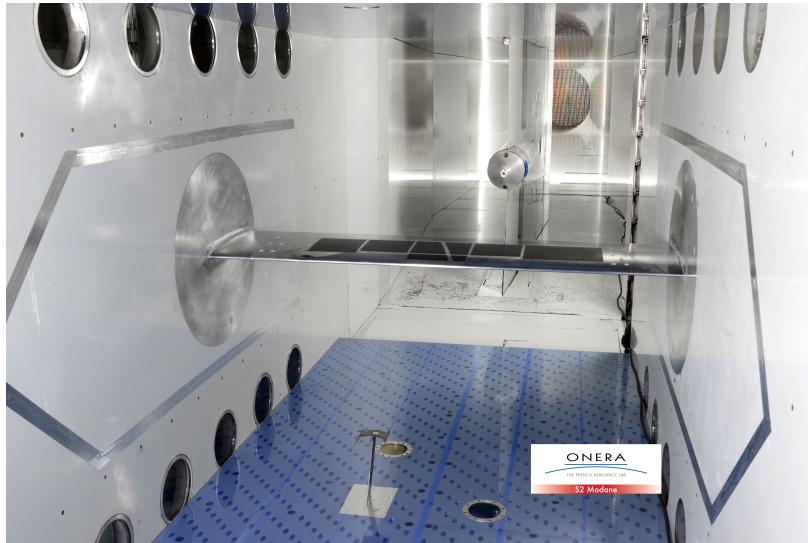


FIGURE 7.8 – Photo du profil d'aile sur lequel les essais STUNTT ont été effectués dans la soufflerie S2 du centre ONERA de Modane-Avrieux.

symboles \circ . La couleur des symboles représente la hauteur h_1^* du défaut mais, pour des questions de représentation, la hauteur h_2^* et la largeur b^* ne peuvent pas être montrées. Les valeurs prises par les paramètres géométriques des défauts se situent dans les gammes $h_1^* \in [0,852 - 2,099]$, $h_2^* \in [0,426 - 1,574]$ et $b^* \in [17,059 - 22,191]$, avec toujours $h_1^* > h_2^*$. Les valeurs expérimentales du ΔN sont calculées par la méthode décrite par Methel et al. [98] et sont comparées aux valeurs prédites par le réseau de neurones \mathbb{B} , représentées par les symboles \square . Les quatre points oranges situés dans le coin en haut à droite de la Figure 7.9(a) et pour lesquels $\Delta N_{max} > 4$ correspondent à des cas de rainures pour lesquelles $\Delta h = h_1^* - h_2^* = 1,3$, tandis que les autres cas sont tels que $\Delta h \in [0,42 - 0,55]$. Cette augmentation du Δh au-delà d'une valeur seuil située aux alentours de $\Delta h \approx 0,5$ est alors responsable d'un ΔN_{max} plus élevé, comme montré sur la Figure 6.10(c) du Chapitre 6.

La Figure 7.10(b) montre la courbe enveloppe calculée par PIMS2D pour la rainure à $Ma = 0,3$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1511$ et de dimensions $h_1^* = 1,81$, $h_2^* = 1,36$ et $b^* = 18,12$, ainsi que la position de transition expérimentale $x_{tr,Exp}$ et les différents ΔN . Notons premièrement que, dans la mesure où les essais expérimentaux ont été effectués sur un profil d'aile, la courbe enveloppe du cas lisse calculée par PIMS2D ne correspond pas à la courbe enveloppe réelle du fait de la non prise en compte de l'effet du gradient de pression. De plus, la position de transition expérimentale est calculée par thermographie infrarouge par la méthode détaillée par Lalande et al. [84]. Elle est alors prise au milieu de la zone d'intermittence caractérisée par l'évolution de la température pariétale et dont la longueur vaut environ 30% de la région laminaire. Cette région d'intermittence est grisée sur la Figure 7.10(b) et est située juste en aval de la suramplification due au N_{max} mais en amont de celle due au ΔN_{far} . Le choix est alors fait de prendre en compte la valeur du ΔN_{max} plutôt que du ΔN_{far} pour se comparer au ΔN expérimental de façon à être plutôt conservatif.

L'erreur entre les prédictions du réseau et les ΔN expérimentaux est tracée sur la Figure 7.10(a) pour tous les nombres de Mach en fonction de la hauteur h_1^* . À $Ma = 0,3$, c'est-à-dire tant que l'on est encore dans une hypothèse d'incompressibilité, l'erreur commise par le modèle est aux alentours de 4% en valeur absolue, ce qui est assez faible. Cependant, dès que le nombre de Mach augmente, l'erreur augmente et se situe entre 10% et 20%. Cette tendance n'est pas étonnante dans la mesure où les réseaux ont été

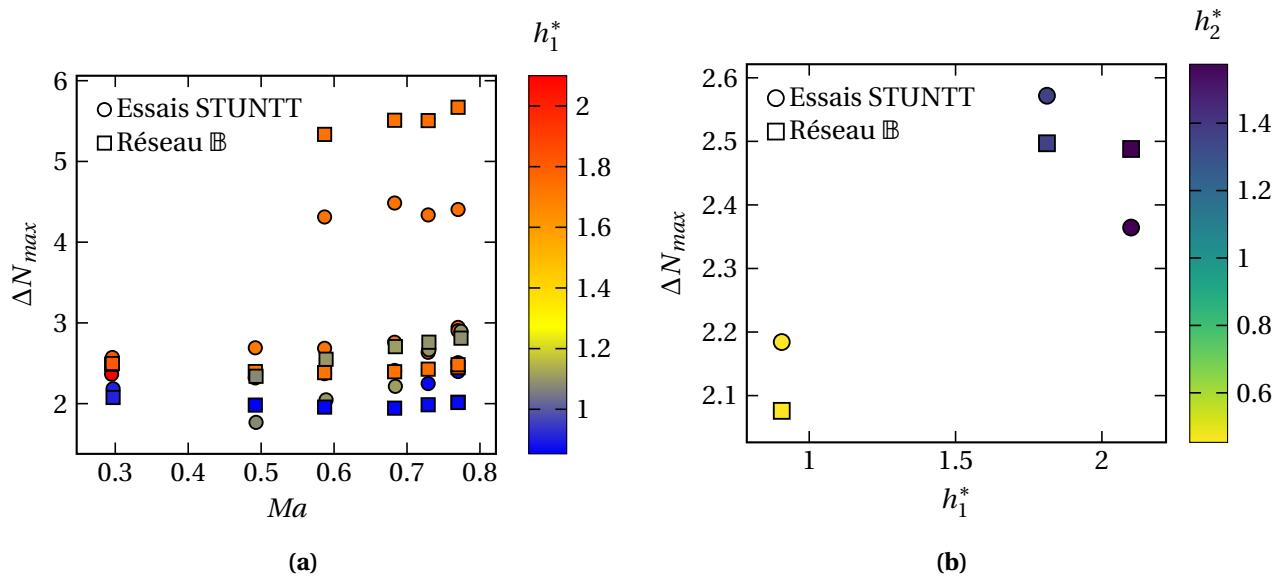


FIGURE 7.9 – Comparaison entre les essais expérimentaux STUNTT (○) et les prédictions du réseau B (□) (a) pour les essais complets en fonction du nombre de Mach et (b) seulement pour les essais à $Ma = 0,3$ en fonction des hauteurs h_1^* et h_2^* ($b^* = 18,12$).

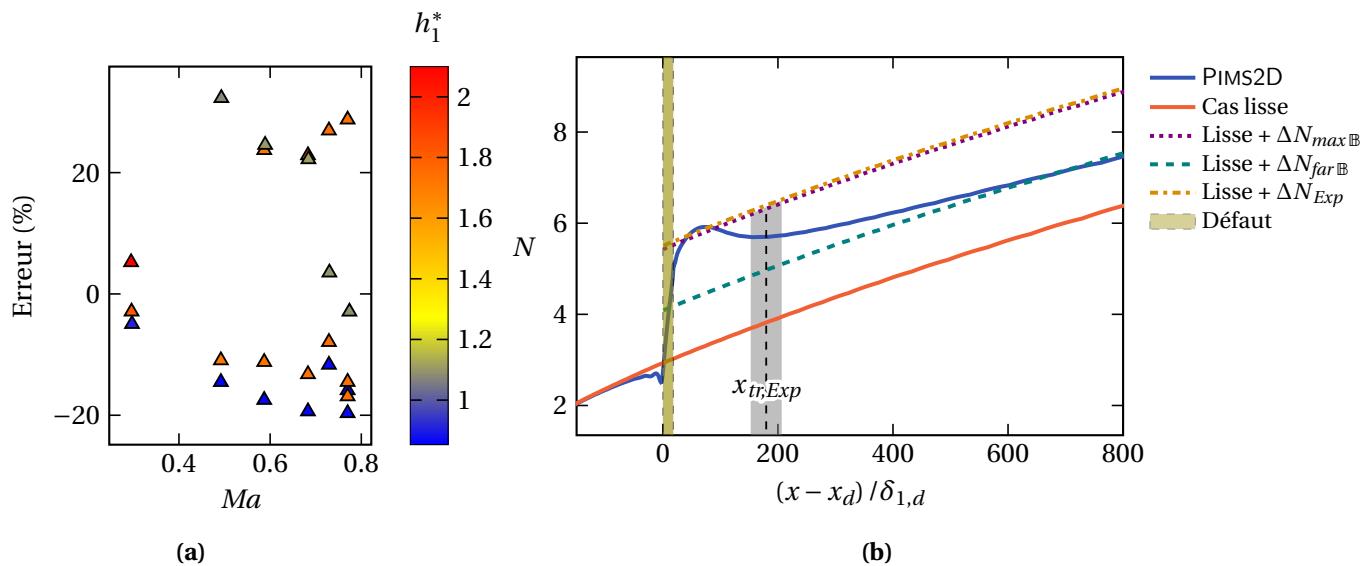


FIGURE 7.10 – (a) Erreur commise par le réseau B sur la prédiction du ΔN . (b) Calcul de la courbe enveloppe de facteur N par PIMS2D du cas de rainure à $Ma = 0,3$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1511$ et de dimensions $h_1^* = 1,81$, $h_2^* = 1,36$ et $b^* = 18,12$.

entraînés par des calculs issus d'un code incompressible. Néanmoins, bien que l'erreur de prédiction soit plus élevée, l'absence de prise en compte des effets de compressibilité ne semble pas rédhibitoire pour l'utilisation du modèle neuronal, au moins dans une première approche. De plus, les essais STUNTT ont été réalisés sur un profil d'aile et non des plaques planes. Le calcul du ΔN expérimental a donc été effectué par une analyse de stabilité locale à partir du profil de couche limite réel, donc avec un gradient de pression, ce qui n'est pas non plus pris en compte par les réseaux de neurones. Un zoom sur les essais effectués à $Ma = 0,3$ est réalisé sur la Figure 7.9(b) et compare les prédictions du réseaux aux ΔN expérimentaux en fonction de h_1^* et h_2^* , la largeur de la rainure étant toujours égale à $b^* = 18,12$ pour ces trois cas.

Enfin, la Figure 7.10(a) illustre également que l'erreur entre les prédictions neuronales et les ΔN expérimentaux semble de plus en plus négative pour les rainures aux faibles hauteurs h_1^* . Ce phénomène est potentiellement explicable par le fait qu'un défaut de petites dimensions déclenchera la transition plus en aval dans l'écoulement, avec pour conséquence un ΔN au point de transition probablement plus proche du ΔN_{far} que du ΔN_{max} . La tendance inverse est observable en traçant l'erreur commise sur la prédiction du ΔN_{far} .

7.3.3 Validation avec les résultats de Crouch et al. [44]

Les prédictions neuronales du ΔN_{max} sont également comparées aux résultats expérimentaux de Crouch et al. [44]. Ces auteurs ont étudié expérimentalement l'effet de rainures dont les deux hauteurs sont identiques ($h_1^* = h_2^*$) sur la transition, pour des plages de hauteurs adimensionnées allant jusqu'à $h_1^* = 5$ et de largeurs jusqu'à $b^* = 50$. Selon Crouch et Kosorygin [41], l'incertitude sur la valeur expérimentale du ΔN est estimée à $\pm 0,15$ et à $\pm 10\text{mm}$ sur la position de la transition. Un modèle de ΔN empirique prenant en compte à la fois la hauteur du défaut et sa largeur est alors proposé à partir des expériences. Cette corrélation possède l'avantage de capturer le comportement limite entre une cavité profonde et une cavité peu profonde :

$$\Delta N = 0,122b^* \tanh(36h^*). \quad (7.7)$$

La comparaison entre les points expérimentaux, les valeurs issues de la corrélation (7.7) et les prédictions du modèle neuronal B est montrée sur la Figure 7.11. Les auteurs n'ayant pas fourni toutes les données nécessaires à la reproduction de leur étude, le nombre de Reynolds est choisi arbitrairement comme étant de $Re_{\delta_{1,d}} = 1700$, et les largeurs sélectionnées sont $b^* = 4,3, 10, 14, 23$ et 45 selon la gamme de largeur considérée. Un bon accord est observé entre les données expérimentales et la prédiction du réseau tant que l'on reste dans la gamme des géométries entraînées. En dehors de cette plage, c'est-à-dire dans la zone jaune et hachurée du graphique et correspondant à $h^* \geq 3$ et $b^* \geq 20$, les résultats sont plus contrastés.

Pour les largeurs étudiées par le réseau ($b^* < 15$), les prédictions pour les hauteurs $h_1^* > 3$ reproduisent bien les résultats expérimentaux. En revanche, lorsque la largeur s'éloigne de la gamme des valeurs d'entraînement, le modèle ne prédit plus correctement le ΔN_{max} . Les auteurs expliquent cependant que les points expérimentaux correspondant à $\Delta N_{max} > 6$ ne correspondent probablement pas à un phénomène de transition lié à l'amplification des ondes TS, mais plutôt à un phénomène de transition

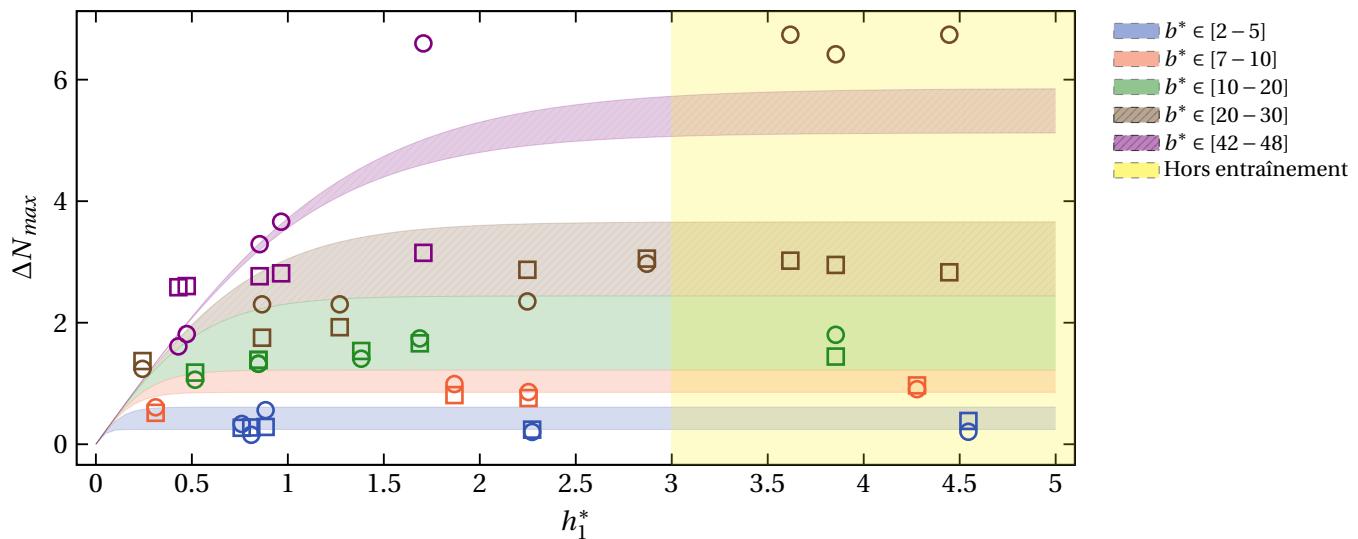


FIGURE 7.11 – Comparaison du ΔN obtenu expérimentalement par Crouch et al. [44] (\circ), par la corrélation (7.7) et par le ΔN_{max} prédict par le réseau neuronal \blacksquare . La région jaune (\blacksquare) et les zones hachurées correspondent aux gammes de hauteurs et de largeurs non entraînées par le réseau.

bypass. De plus, en dehors de ces quelques cas, les prédictions neuronales du ΔN_{max} semblent reproduire assez bien le ΔN expérimental tandis qu'un accord serait plutôt attendu avec le ΔN_{far} .

7.3.4 Utilisation du modèle pour des cas de marches descendantes

Afin de vérifier la capacité des réseaux à prédire correctement le ΔN en dehors de la zone d'apprentissage, les résultats expérimentaux de Wang et Gaster [164] sur des marches descendantes sont reproduits ici. La seconde hauteur h_2^* est imposée nulle, tandis que la largeur b^* est fixée à zéro dans un premier temps, puis fixée à $b^* = 20$ dans un second temps, afin de tester deux géométries approchant celle d'une BFS. Un cas avec $b^* = 0$ sera géométriquement proche d'un marche, tandis que le cas $b^* = 20$ permettra de percevoir l'impact d'une largeur importante associée à une hauteur h_2^* nulle sur la robustesse du modèle neuronal. Cette configuration n'a en revanche pas de sens d'un point de vue physique. Dans les deux cas, les paramètres choisis sont situés en dehors de la zone d'apprentissage des modèles. Les résultats du réseau \blacksquare sont tracés sur la Figure 7.12 et montrent un accord raisonnable entre l'expérience et les prédictions neuronales, en gardant à l'esprit que le réseau n'a pas été entraîné avec une configuration de « pure » marche descendante.

L'incertitude sur la position de transition étant estimée à environ ± 5 mm sur une configuration de plaque plane par Wang et Gaster [164], l'incertitude sur le ΔN expérimental peut raisonnablement être considérée comme étant d'environ $\pm 0,1$. Les différences observées entre les deux cas $b^* = 0$ et $b^* = 20$ sont infimes et suggèrent qu'une marche « pure » et une succession de BFS et de FFS séparés d'une largeur $b^* = 20$ ont un impact similaire sur la stabilité de la couche limite, tout du moins d'un point de vue du réseau. Les résultats neuronaux correspondant à $Re_{\delta_{1,d}} > 2000$, situés donc en dehors de la région d'entraînement pour le nombre de Reynolds, sont représentés par des symboles pleins afin de les différencier et présentent une erreur plus importante par rapport aux résultats expérimentaux. De plus, pour $h_1^* > 1,2$, nos résultats sont situés entre les courbes correspondant aux corrélations de Wang et Gaster

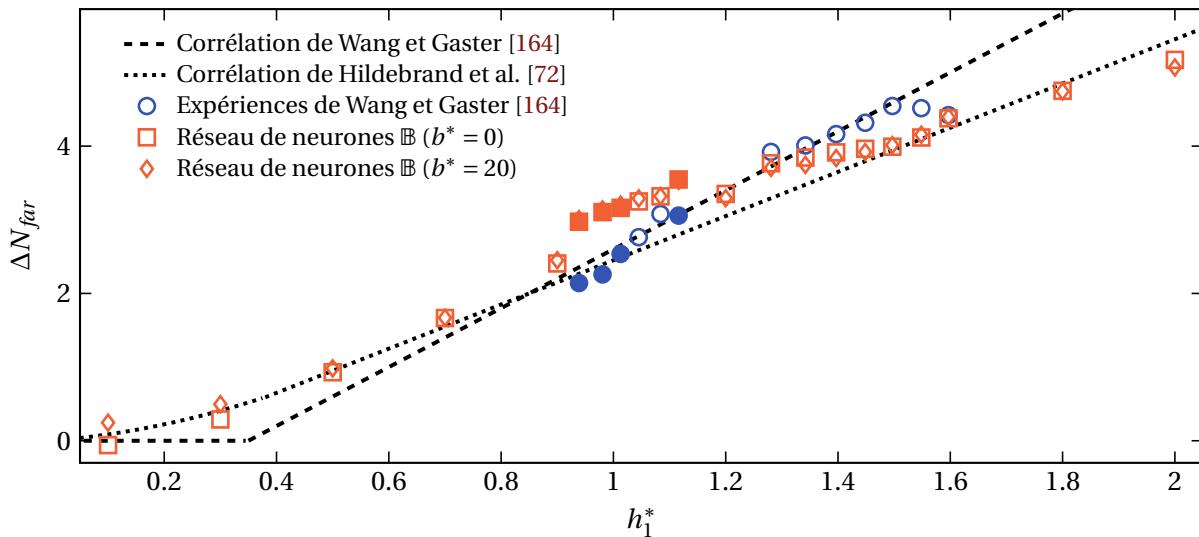


FIGURE 7.12 – Comparaison entre les prédictions du réseau B, les expériences en soufflerie de Wang et Gaster [164] et les corrélations empiriques pour les marches descendantes. Les symboles pleins (● ■ ♦) correspondent à des gammes de $Re_{\delta_{1,d}}$ pour lesquelles le réseau n'a pas été entraîné.

[164] et de Hildebrand et al. [72]. Cela montre une fois encore qu'il n'y a pas unicité dans les diverses corrélations des ΔN et que les prédictions du réseau sont largement cohérentes en termes d'ordres de grandeur.

Enfin, les résultats neuronaux correspondants aux cas $h_1^* < 0,9$ et $h_1^* > 1,7$ ont été obtenus en considérant un $Re_{\delta_{1,d}} = 1600$ et sont seulement comparés aux corrélations. Ces cas montrent un excellent accord avec la relation de Hildebrand et al. [72], rappelée ci-dessous :

$$\Delta N_{Hild} = \begin{cases} 2,47h_1^{*2} + 0,62h_1^*, & \text{si } h_1^* < 0,38, \\ 3h_1^* - 0,55, & \text{si } h_1^* \geq 0,38. \end{cases} \quad (7.8)$$

Comme indiqué par les auteurs, cette corrélation a été établie à partir des résultats numériques correspondant à des configurations pour lesquels la position de transition est située suffisamment en aval du défaut pour que la transition ne soit pas liée à un brutal saut du facteur N , c'est-à-dire au ΔN_{max} dans notre étude. Cela vaut également pour les points expérimentaux de Wang et Gaster [164]. La comparaison des résultats neuronaux et de la littérature avec les prédictions de ΔN_{far} est donc justifiée, et le bon accord entre les deux prouve encore une fois la robustesse des modèles par réseaux de neurones pour des cas de défauts situés en dehors de la zone d'entraînement.

7.3.5 Discussion sur l'utilisation des modèles

Les trois réseaux de neurones développés dans ce travail sont disponibles à l'adresse <https://doi.org/10.5281/zenodo.7101195> [132]. Ce dépôt contient également un script python Main.py et un script jupyter Main.ipynb contenant des explications et des exemples sur leur utilisation. Pour rappel, la gamme d'utilisation des réseaux pour chaque paramètre d'entrée est résumée dans le Tableau 7.3.

TABLEAU 7.3 – Plage des paramètres d'entrée (en valeur absolue) pour lesquels les réseaux de neurones A, B et C ont été entraînés.

$Re_{\delta_{1,d}}$	h_1^*	h_2^*	b^*	Ma	dp/dx
[901,532 – 1999,41] [0,104 – 2,999]	[0,0009 – 2,904]	[0,515 – 14,977]	incompressible	0	

Utilisation proposée des modèles neuronaux

L'utilisation des réseaux de neurones pour la prévision des ΔN implique premièrement que l'utilisateur dispose de la courbe enveloppe des facteurs N correspondant au cas sans défaut. Cette courbe est généralement obtenue par un calcul de stabilité locale. Une indication sur la manière d'utiliser ces réseaux est détaillée ici, illustrée par la Figure 7.13. Le défaut considéré ici est la deuxième rainure du Tableau 7.2, de hauteurs $h_1^* = h_2^* = 1,9$, de largeur $b^* = 12,7$ et située dans l'écoulement de sorte que $Re_{\delta_{1,d}} = 1640$. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions du réseau B est menée.

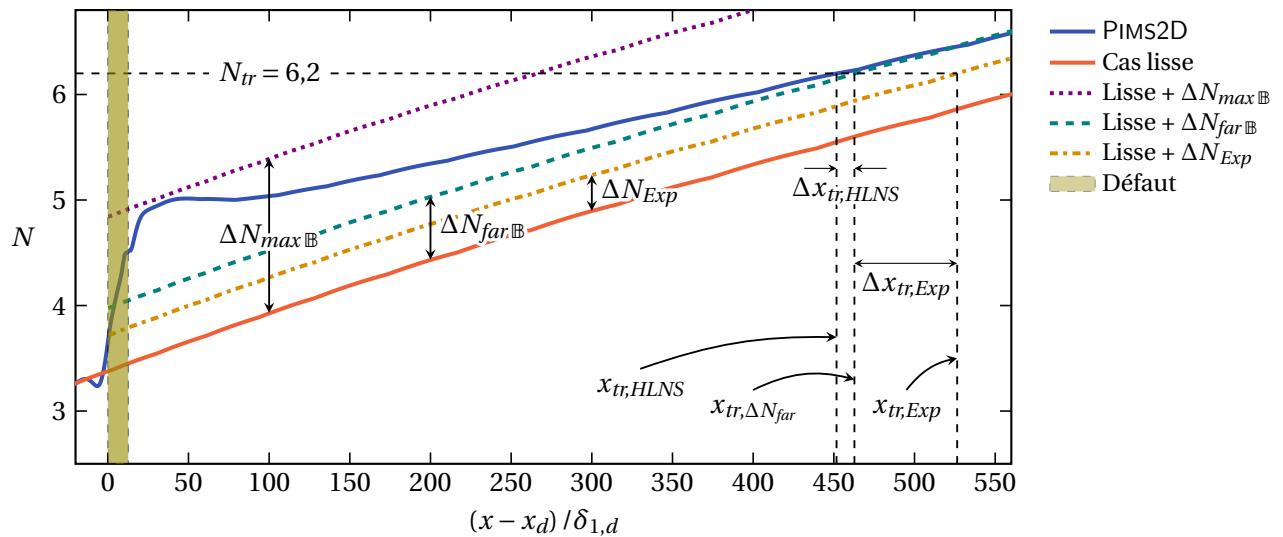


FIGURE 7.13 – Comparaison entre la courbe enveloppe obtenue par un calcul HLNS et par les prédictions du réseau de neurones B pour le deuxième cas du Tableau 7.2.

Methel et al. [98] donnent dans leur travail un facteur N de transition de $N_{tr} = 6,2$. Dans un premier temps, l'utilisateur peut vérifier si le seuil de transition N_{tr} est atteint de par l'effet du ΔN_{max} en ajoutant le ΔN_{max} prédit par le réseau au facteur N du cas lisse à la position du défaut, ou immédiatement en aval dans une limite $0 \leq (x - x_d) < 150 \delta_{1,d}$. Cette limite reste arbitraire mais permet de rester dans une région où les effets du ΔN_{max} sont perceptibles. L'ajout du ΔN_{max} correspond à la courbe violette pointillée et, dans ce cas, le facteur N reste inférieur à N_{tr} à proximité de la rainure.

Dans un cas plus général, si le ΔN_{max} n'est pas suffisant pour dépasser le N_{tr} , l'utilisateur peut alors utiliser la prédition du ΔN_{far} pour obtenir une indication de l'influence du défaut plus en aval. Comme le ΔN_{far} est extrait par PIMS2D assez tôt dans l'écoulement, plus exactement une fois que $d(\Delta N)/dx$ devient constant après que les effets du ΔN_{max} se soient dissipés, la valeur prédite est plutôt conservative. L'addition du cas lisse et de la prédition neuronale du ΔN_{far} correspond à la courbe verte en tirets. La différence de position de transition Δx_{tr} entre les calculs HLNS et les résultats neuronaux est d'environ

$11\delta_{1,d}$, c'est-à-dire que dans ce cas $\Delta x_{tr,HLNS} \approx 0,0012$ m. Afin d'illustrer correctement cet exemple, l'ajout du ΔN expérimental au cas lisse correspond à la courbe orange. La différence entre la position de transition expérimentale et celle prédite par le réseau est d'environ $63\delta_{1,d}$, soit $\Delta x_{tr,Exp} \approx 0,0073$ m.

À titre comparatif, le temps de calcul pour obtenir une prédiction du réseau neuronal est de 0,2 s, alors que le calcul de la courbe enveloppe du facteur N par PIMS2D du second cas du Tableau 7.2 a nécessité 12 576 s (739 s pour l'écoulement de base et 11 837 s pour le calcul HLNS des 91 fréquences réduites). Notons que le temps de calcul du HLNS peut cependant être réduit en considérant moins de fréquences mais au détriment d'une certaine précision. Pour information, le temps nécessaire à l'entraînement des trois réseaux est de 39 s avec un processeur Intel® Xeon® Gold 6130 @ 2,10 GHz. La différence de temps de calcul entre l'utilisation des réseaux de neurones et la résolution numérique par analyse de stabilité est donc très nettement en faveur des modèles neuronaux.

Limites des modèles

Néanmoins, la méthode de prédiction des différents ΔN par réseaux de neurones présente certaines limitations. La première remarque importante est que les prédictions neuronales ne sont valables que pour de la transition naturelle par ondes TS. Les potentiels phénomènes de transition *bypass* pouvant se produire pour certaines géométries spécifiques n'ont pas été étudiés ici et n'ont donc pas été appris par le réseau. Rappelons que la présence de mécanismes d'instabilité globales empêche la résolution du champ de base par PIMS2D dans la mesure où il n'existe pas de solution stationnaire de l'écoulement. Les chemins de transition considérés dans les modèles proposés dans ces travaux ne feront donc intervenir que des chemins pour lesquels la transition est due à la croissance exponentielle des ondes TS par amplification modale.

Deuxièmement, les modèles neuronaux sont limités à une certaine plage de paramètres correspondant à ceux sur lesquels les réseaux de neurones ont été entraînés. La robustesse des résultats en dehors de cette plage d'apprentissage n'est pas garantie. Cependant, ce problème vaut également pour les corrélations empiriques qui ne sont valables que dans la gamme des paramètres étudiés expérimentalement. Les prédictions correspondant au cas de marches descendantes et présentées dans la section 7.3.4 semblent néanmoins indiquer que les réseaux ne font pas de prédictions aberrantes tant que les mécanismes physiques impliqués dans le processus de transition restent les mêmes.

Enfin, il a été souligné par Hildebrand et al. [72] que l'emplacement de la position de transition ne pouvait pas toujours être déduit de la connaissance des valeurs du ΔN_{max} et ΔN_{far} . Il est montré dans cet article deux cas de marches descendantes ($h_1^* = 1,12$ et $h_1^* = 1,6$) pour lesquelles la position de transition ne correspond pas à l'abscisse à laquelle le facteur N enveloppe atteint la valeur seuil N_{tr} , mais semble plutôt résulter d'un mécanisme physique différent. De plus, les calculs HLNS ne permettent pas de déterminer une position de transition qui aurait pu fournir la valeur du ΔN au point de transition. La méthode proposée n'est donc qu'une première approche du problème considéré et plusieurs améliorations peuvent être apportées pour renforcer la précision des modèles.

Bilan

Trois réseaux de neurones d'architecture différente ont été développés. Ils diffèrent entre eux par leur nombre de couches cachées et le nombre de neurones dans chacune d'elles. Ces trois réseaux sont entraînés à prédire le ΔN_{max} et le ΔN_{far} résultant des études de stabilité de couches limites en présence de défauts de type rainures constituant la base de données présentée dans le Chapitre 6. Leur entraînement repose sur une base de données réduite composée de 80% de la base de données complète, et est effectuée en utilisant un algorithme d'apprentissage de type *Adam* et des fonctions d'activation ReLU.

Les prédictions des réseaux de neurones sont comparées à des résultats expérimentaux issus de la littérature et montrent un bon accord pour les cas où la dimension des défauts considérés est située à l'intérieur de la gamme d'apprentissage. En dehors de cette plage de valeurs, les prédictions restent correctes tant que les mécanismes d'instabilité sont dus à la croissance exponentielle des ondes TS par amplification modale. En revanche, les modèles neuronaux sont dans l'incapacité de prédire correctement les ΔN correspondant à des phénomènes autres que de la transition par ondes TS.

Enfin, ce travail a permis de représenter plusieurs types de défauts de surface comme des rainures ou des marches descendantes d'une manière unique. Les modèles neuronaux quantifiant l'influence de ces défauts sur les instabilités présentes dans la couche limite sont alors des modèles unifiés quelle que soit la géométrie du défaut considéré, tandis que la littérature existante fournit une corrélation par type d'imperfection de surface.

Conclusion

Bilan

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet européen Clean Sky 2 visant à développer des technologies pour rendre le transport aérien plus propre à court, moyen et long terme. Cela passe par le déploiement de techniques capables de réduire les émissions de CO₂, de NO_x et de bruit de 20% à 30% par rapport aux avions actuels. Un des moyens pour cela consiste à étendre au maximum la région laminaire de la couche limite se développant sur les ailes afin de réduire le coefficient de frottement pariétal et ainsi diminuer la traînée de frottement induite par la couche limite. Dans cette optique, des ailes laminaires sont développées par les industriels. Ce type de voilure est conçu de manière à adapter le gradient de pression généré par l'aérodynamique de l'aile afin d'amortir la croissance des instabilités dans la couche limite. Néanmoins, la difficulté dans la réalisation des ailes laminaires réside dans la sensibilité du phénomène de transition aux imperfections de surface.

Sur une aile, ces défauts de surface peuvent être dus à la présence de rivets, de jointures ou encore de dommages surfaciques, et leur ordre de grandeur est généralement compris entre 150 µm et 600 µm sur un avion commercial. L'interaction de ces défauts avec des instabilités préexistantes dans la couche limite a globalement pour effet de précipiter la transition à la turbulence. Ce phénomène est bien visible lorsque l'on s'intéresse à la courbe enveloppe des facteurs N , qui quantifie l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting dans la couche limite. La courbe enveloppe avec défaut de surface est surélevée d'un certain facteur ΔN par rapport à la courbe enveloppe d'une configuration lisse, et ce décalage peut amener la transition à être déclenchée précocement. La littérature s'intéressant aux défauts de surface de type marches montantes et descendantes, rainures et bosses est vaste, et de nombreux travaux de recherche, tant numériques qu'expérimentaux, ont tenté de définir les dimensions critiques de ces défauts à partir desquelles la position de la transition serait avancée. Néanmoins, il reste difficile d'établir des critères généraux tant la topologie des écoulements en présence de ces défauts est variée. L'objectif de ces travaux est alors de développer un nouveau modèle numérique unifié permettant de prédire grâce à des réseaux de neurones les effets de différents types de défauts de surface bidimensionnels sur la stabilité de couches limites laminaires incompressibles bidimensionnelles.

Les méthodes numériques traditionnellement utilisées pour résoudre les problèmes de couches limites utilisent généralement une approche de stabilité linéaire locale ou la méthode des PSE. Cependant, ces dernières ne sont pas faites pour appréhender des écoulements fortement non-parallèles tels qu'en-gendrés par des défauts de surface. Pour surmonter cette difficulté, le code de stabilité bidimensionnelle

incompressible PIMS2D a été développé. Ce nouvel outil répond aux contraintes principales que sont la possibilité de mailler facilement n'importe quelle géométrie de défaut de surface et être fonctionnel dans le cadre d'une utilisation quasi-automatique ne demandant que peu d'intervention humaine. PIMS2D est conçu en se basant sur des scripts FREEFEM++ et résout les équations de Navier-Stokes incompressibles par une méthode aux éléments finis en deux temps. L'écoulement moyen stationnaire est d'abord résolu par une méthode de Newton et le maillage est adapté automatiquement à la solution obtenue durant l'incrémentation en nombre de Reynolds, permettant d'obtenir un raffinement des cellules de calcul autour des zones présentant de forts gradients de vitesse/pression. Une fois calculé, les équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques (HLNS) sont résolues autour de cet écoulement de base pour un certain nombre de fréquences réduites dans la gamme $F \in [25, 160]$. Un forçage volumique est imposé en entrée du domaine de calcul de manière à introduire de la réceptivité dans la couche limite et ainsi générer des ondes TS dans l'écoulement. Finalement, la processus de validation de ce code a montré que le calcul des courbes enveloppes des facteurs N par la méthode HLNS sur un cas de plaque plane et en présence d'une marche descendante était en très bon accord avec les données de la littérature.

Le développement de nouveaux modèles de transition par des réseaux de neurones ne peut se faire qu'avec une bonne compréhension des phénomènes physiques mis en jeux. Ainsi, PIMS2D a dans un premier temps été utilisé pour étudier à la fois la topologie de l'écoulement de base d'une couche limite en présence de plusieurs géométries d'imperfections de surface, ainsi que l'évolution des ondes TS se développant à l'intérieur. Il a notamment été montré que la principale source de déstabilisation de ce type d'écoulements était due à la présence de régions de décollement à proximité des défauts. Ces zones de recirculation sont d'autant plus importantes que le défaut est de grande dimension et que le nombre de Reynolds de l'écoulement est élevé. Le décollement de la couche limite a pour effet d'engendrer pour les ondes TS un second pic de vitesse proche de la paroi qui suramplifie alors les instabilités déjà existantes. La présence de défauts de type marches descendantes, rainures ou bosses dans la couche limite a pour effet de modifier la courbe enveloppe des facteurs N de deux manières différentes par rapport à un cas de plaque plane, premièrement avec la création d'un ΔN_{max} à proximité du défaut puis, plus en aval, par la génération d'un ΔN_{far} . La déstabilisation de la couche limite par une marche montante présente un comportement différent. La déstabilisation débute en amont de la marche et atteint un maximum local à son emplacement. Les perturbations sont ensuite amorties sur une faible longueur avant d'être de nouveau amplifiées à l'infini aval du défaut.

Afin de s'affranchir d'un temps de calcul non négligeable mais nécessaire à l'obtention de ces deux ΔN par un code de stabilité numérique tel que PIMS2D, des réseaux de neurones sont entraînés avec une base de données composée de 743 études de stabilité de couches limites en présence de rainures. L'analyse de cette base de données permet difficilement de dégager une tendance générale sur l'effet des caractéristiques géométriques de ces défauts sur la déstabilisation de la couche limite. L'intérêt de l'utilisation de méthodes d'intelligence artificielle prend alors tout son sens pour pouvoir prendre en compte des phénomènes fortement non-linéaires. Les modèles neuronaux alors générés prennent en entrée trois paramètres géométriques (deux hauteurs h_1^* et h_2^* et une largeur b^*) et un paramètre aérodynamique ($Re_{\delta_{1,d}}$) pour prédire en sortie le ΔN_{max} et le ΔN_{far} . La comparaison entre les prédictions des réseaux et des résultats expérimentaux a montré un bon accord lorsque les mécanismes d'instabilité sont dus à la croissance exponentielle des ondes de Tollmien-Schlichting, et ce en économisant un temps de calcul considérable par rapport à un calcul de stabilité plus « classique ». De plus, l'une des originalités

de ce travail est d'avoir permis de représenter tous les défauts de surface de type marches descendantes et rainures par une unique représentation paramétrique, donnant alors lieu à un modèle unique quel que soit le défaut considéré, tandis que la littérature existante traitait jusqu'à présent chaque type de défaut séparément.

Perspectives

Certaines limitations doivent cependant être levées pour améliorer encore l'efficacité de la prédiction de la transition par réseaux de neurones, constituant ainsi de nouvelles perspectives à ce travail de thèse.

La première piste d'amélioration des modèles neuronaux créés durant ces travaux serait d'étendre la gamme d'utilisation des réseaux en considérant des largeurs de rainures plus importantes et une plage de nombres de Reynolds élargie. Cela permettrait aux modèles d'accroître leur éventail d'utilisation, avec une meilleure prise en compte des conditions réelles de vol, notamment en ce qui concerne le nombre de Reynolds.

De plus, les modèles de transition par réseaux de neurones pourraient être perfectionnés en considérant également des défauts de types marches montantes et bosses. Pour cela, la base de données générée peut être complétée par des études de stabilité de couches limites autour de bosses, dont les paramètres géométriques et aérodynamiques seront les mêmes que pour les rainures, mais cette fois-ci avec des hauteurs h_1^* et h_2^* positives. Pour cela, il sera néanmoins nécessaire de mieux appréhender et de mieux quantifier l'impact de bosses et de marches montantes sur la courbe enveloppe des facteurs N . Une fois la base de données complétée par ces géométries d'imperfections de surface, l'entraînement des réseaux de neurones ne devraient pas poser de difficultés supplémentaires au travail déjà effectué dans cette thèse.

Deux paramètres d'entrée pourraient également être ajoutés aux modèles pour une meilleure considération des conditions réelles de vol. Dans un premier temps, des calculs de stabilité en régime compressible (subsonique et/ou transsonique) pourraient être mis en place pour prendre en compte l'influence du nombre de Mach sur la stabilité de la couche limite (avec et sans défauts de surface). Toutefois, la comparaison entre les prédictions neuronales et les essais expérimentaux STUNTT a montré que l'erreur commise par les réseaux dans des configurations d'écoulements situés à $0,3 \leq Ma \leq 0,8$ était relativement acceptable. De plus, l'influence d'un gradient de pression pourrait également être prise en compte dans les modèles pour une meilleure représentation des profils d'ailes NLF utilisés en vol et en soufflerie. Finalement, une dernière extension naturelle du code PIMS2D, et donc des modèles neuronaux à plus long terme, serait la résolution de couches limites tridimensionnelles pour pouvoir simuler des défauts de surface réels et ainsi comprendre l'influence de ces derniers sur le développement des ondes transverses.

Il serait également intéressant de pouvoir visualiser et exporter les réseaux de neurones développés sous forme de matrices dans l'optique d'une implémentation de ces modèles dans des codes industriels de simulation numérique de type RANS. Cela permettrait un gain d'efficacité en évitant de nombreux allers-retours entre différents solveurs. Pour cela, deux méthodes semblent possibles. La première serait de rentrer dans l'architecture des librairies python utilisées (Scikit-Learn et Keras ici) pour en extraire les matrices contenant les poids et les biais des réseaux. La seconde, peut-être plus pérenne à long terme, consisterait à développer soi-même un réseau de neurones « maison » sans librairies externes, et ce pour gagner en flexibilité d'utilisation. Une fois l'intégration dans un code de type RANS faite, des équations de

transports pour les ΔN pourraient être mises en place pour prendre en compte l'influence de défauts de surface dans les méthodes par critères transportés telles que le critère AHD par exemple.

Pour finir, il pourrait être intéressant de considérer des approches différentes que celles choisies dans cette thèse pour l'étude de la stabilité des couches limites. Une démarche se basant sur le calcul d'un ΔN par fréquence et non plus basé sur une courbe enveloppe pourrait être envisagée, de manière analogue à la méthode des paraboles. De plus, l'utilisation de réseaux de neurones convolutifs (CNN) ou récurrents (RNN) pourrait permettre de prédire non plus un ΔN mais plutôt directement le taux de croissance des instabilités dans la couche limite à partir de certaines données d'entrée, ce qui supprimerait la contrainte de la connaissance du facteur N pour un cas lisse pour utiliser la méthode du ΔN . Enfin, la prédiction d'une fonction assurant la transition entre le ΔN_{max} et le ΔN_{far} en fonction de l'éloignement au défaut et de la zone d'influence du ΔN_{max} serait intéressante à implémenter, pour palier aux désavantages de la prédictions actuelle plutôt « binaire » des ΔN .

ANNEXES

Il y a ceux qui n'attendent plus rien ; je fais en sorte de leur apporter ce qu'ils attendent.

– FRANÇOIS HOLLANDE

ANNEXE A

Solutions auto-semblables pour les couches limites laminaires incompressibles

LES équations de couche limite présentées dans le Chapitre 1 ne possèdent pas de solution analytique générale. Cependant, dans le cas particulier d'un écoulement sur plaque plane sans gradient de pression, et plus généralement dans un écoulement accéléré ou décéléré, la couche limite présente des propriétés d'auto-similarité permettant d'aboutir à une solution analytique. Ces solutions sont respectivement appelées solution de Blasius et de Falkner-Skan et sont détaillées dans cette annexe.

Sommaire

A.1	Solution exacte de Blasius	160
A.1.1	Formulation du problème	160
A.1.2	Détermination des grandeurs caractéristiques	161
A.2	Équation de Falkner-Skan	162
A.2.1	Formulation du problème	163
A.2.2	Caractéristique des solutions de Falkner-Skan	163

A.1 Solution exacte de Blasius

A.1.1 Formulation du problème

Le cas d'application le plus simple des équations de couche limite a été étudié pour la première fois en 1908 par Blasius [19], un élève de Prandtl, et correspond à une plaque plane de dimension semi-infinie placée dans un écoulement bidimensionnel à haut nombre de Reynolds, stationnaire, incompressible et sans gradient de pression. Dans cette configuration, les équations de Prandtl (1.4) peuvent se réécrire sous la forme

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (\text{A.1a})$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (\text{A.1b})$$

avec les conditions limites suivantes :

$$\text{en } y = 0 : \quad u = v = 0, \quad (\text{A.2a})$$

$$\text{en } y \rightarrow \infty : \quad u = U_\infty. \quad (\text{A.2b})$$

Comme le système n'a pas de longueur caractéristique, les profils de vitesse à différentes abscisses le long de la plaque plane sont auto-similaires. Autrement dit, les profils de vitesse $u(y)$ à différentes distances du bord d'attaque peuvent être superposés les uns aux autres en adimensionnant les variables u et y , comme représenté sur la Figure A.1(b). Blasius traite ce problème en introduisant la variable sans dimension η telle que

$$\eta = y \sqrt{\frac{U_\infty}{vx}} \approx \frac{y}{\delta(x)}. \quad (\text{A.3})$$

En introduisant la fonction de courant réduite f telle que

$$f(\eta) = \frac{\psi}{\sqrt{vxU_\infty}}, \quad (\text{A.4})$$

où $\psi(x, y)$ est la fonction de courant, les composantes de vitesse s'écrivent alors

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = U_\infty f'(\eta), \quad (\text{A.5a})$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{vU_\infty}{x}} (\eta f'(\eta) - f(\eta)). \quad (\text{A.5b})$$

Finalement, en remplaçant ces termes dans la relation (A.1b), nous obtenons l'équation de Blasius :

$$f''' + \frac{1}{2} f f'' = 0, \quad (\text{A.6})$$

associée aux conditions limites suivantes :

$$\text{en } \eta = 0 : \quad f = f' = 0, \quad (\text{A.7a})$$

$$\text{en } \eta \rightarrow \infty : \quad f' = 1. \quad (\text{A.7b})$$

La solution de l'équation de Blasius est obtenue par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 et les valeurs de f , f' et f'' sont répertoriées dans le Tableau A.1 pour différentes valeurs de η . La Figure A.1(a) représente graphiquement cette solution, $f'(\eta)$ fournissant la distribution de vitesse longitudinale en fonction de la distance à la paroi.

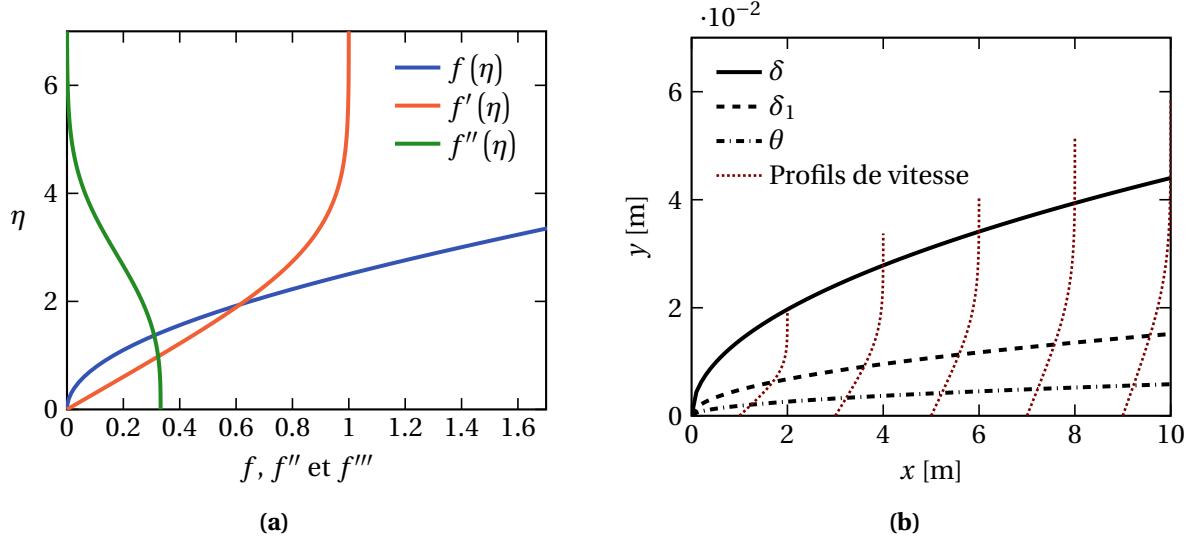


FIGURE A.1 – (a) Solution exacte de Blasius et (b) caractéristiques d'une couche limite de Blasius dans un écoulement de Reynolds unitaire $Re_u = 129\,000 \text{ m}^{-1}$.

A.1.2 Détermination des grandeurs caractéristiques

La solution de l'équation de Blasius fournit les grandeurs caractéristiques définies dans la section 1.1.2 pour une couche limite incompressible bidimensionnelle sans gradient de pression sur plaque plane. Ainsi, la contrainte pariétale de cisaillement visqueux s'écrit

$$\tau_p = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} = \mu \frac{\partial u}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \frac{\partial \eta}{\partial y} \Big|_{y=0} = \mu f''(0) U_\infty \left(\frac{U_\infty}{v x} \right)^{1/2}. \quad (\text{A.8})$$

Le coefficient de frottement pariétal C_f se calcule alors en adimensionnant la contrainte pariétale :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} = \frac{f''(0)}{\frac{1}{2} \sqrt{Re_x}} = \frac{0,664}{\sqrt{Re_x}}. \quad (\text{A.9})$$

L'épaisseur de couche limite δ est quant à elle définie comme la hauteur à laquelle $u/U_\infty = f'(\eta) = 0,99$. En se reportant au Tableau A.1 et en prenant en compte la relation (A.3), il vient alors

$$\delta = 4,92 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}. \quad (\text{A.10})$$

Finalement, les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement s'écrivent respectivement

$$\delta_1 = 1,7208 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}} \quad (\text{A.11})$$

et

$$\theta = 0,664 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}, \quad (\text{A.12})$$

tandis que le facteur de forme vaut

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} = 2,591. \quad (\text{A.13})$$

TABLEAU A.1 – Caractéristiques de la solution de Blasius.

η	f	f'	f''
0	0	0	0,332
0,2	0,006 64	0,0664	0,332
0,4	0,0266	0,133	0,331
0,6	0,0597	0,199	0,330
0,8	0,106	0,265	0,327
1	0,166	0,330	0,323
1,4	0,323	0,456	0,308
1,8	0,530	0,575	0,283
2,2	0,781	0,681	0,248
2,6	1,072	0,772	0,206
3	1,397	0,846	0,161
3,4	1,747	0,902	0,118
3,8	2,116	0,941	0,080
4,2	2,498	0,967	0,051
4,6	2,888	0,983	0,029
5	3,283	0,991	0,016
5,4	3,681	0,996	0,008
5,8	4,080	0,998	0,004
6,2	4,479	0,999	0,001
6,6	4,879	1	0
7	5,279	1	0

A.2 Équation de Falkner-Skan

En 1930, Falkner et Skan ont étendu le concept de solution de similitude à des écoulements autour d'un dièdre. Les solutions auto-similaires sont alors obtenues pour une distribution de vitesse de forme

$$U_\infty(x) = Cx^m, \quad \text{avec } m = \frac{\beta_h}{2 - \beta_h}, \quad (\text{A.14})$$

où C est une constante et $\pi\beta_h$ est l'angle du dièdre, comme illustré sur la Figure A.2. Le paramètre m est appelé *paramètre de Hartree* et représente un paramètre de gradient de pression adimensionné défini comme

$$m = \frac{x}{U_\infty} \frac{dU_\infty}{dx} = \frac{x}{\rho_\infty U_\infty^2} \frac{dP}{dx}. \quad (\text{A.15})$$

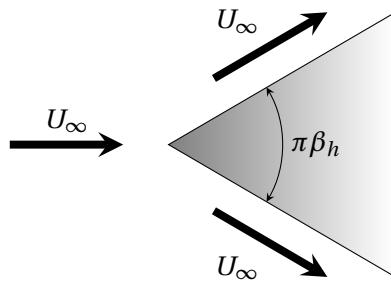


FIGURE A.2 – Écoulement autour d'un dièdre d'angle au sommet $\pi\beta_h$.

A.2.1 Formulation du problème

De manière identique à l'obtention de l'équation de Blasius, les profils de vitesse sont semblables à eux-mêmes pour différentes abscisses. La variable sans dimension η s'écrit alors ici

$$\eta = y \sqrt{\frac{U_\infty}{vx}} = y \sqrt{\frac{Cx^{m-1}}{v}} \approx \frac{y}{\delta(x)}, \quad (\text{A.16})$$

et les composantes de vitesse peuvent s'écrire en fonction de la fonction de courant adimensionnée $f(\eta)$ telles que

$$u = U_\infty f'(\eta), \quad (\text{A.17})$$

$$\nu = -\sqrt{\frac{2}{m-1}} \sqrt{\frac{v}{U_\infty x}} \left(\frac{1-m}{2} \eta f' - \frac{1-m}{2} f \right). \quad (\text{A.18})$$

Finalement, en remplaçant ces termes dans la relation (A.1b), nous obtenons l'équation de Falkner-Skan :

$$f''' + ff'' + \beta_h (1 - f'^2) = 0, \quad (\text{A.19})$$

associée aux conditions limites suivantes :

$$\text{en } \eta = 0 : \quad f = f' = 0, \quad (\text{A.20a})$$

$$\text{en } \eta \rightarrow \infty : \quad f' = 1. \quad (\text{A.20b})$$

Les profils de vitesse pour différentes valeurs de β_h sont représentés sur la Figure A.3.

A.2.2 Caractéristique des solutions de Falkner-Skan

L'écoulement autour d'un dièdre peut également être vu comme l'écoulement sur une plaque plane présentant une déviation d'angle $\frac{\pi}{2}\beta_h$. Le cas $m = \beta_h = 0$ correspond alors à un écoulement sur une plaque plane et les résultats de l'équation de Falkner-Skan sont identiques à ceux de Blasius. Les cas $\beta_h > 0$ ($m > 0$) et $\beta_h < 0$ ($-1 < m < 0$) correspondent respectivement à un écoulement accéléré et décéléré, tandis que le cas $\beta_h = m = 1$ correspond à un point d'arrêt.

Les travaux de Brown et Stewartson [25] ont montré que l'équation de Falkner-Skan (A.19) présentait deux solutions dans la gamme $-0,1988 < \beta_h < 0$. L'une de ces solutions correspond alors à un écoulement

sans courant de retour, tandis que l'autre présente un contre courant avec des vitesses négatives en proche paroi. Ces profils de vitesse sont caractérisés par un facteur de forme H augmentant très fortement du fait de la diminution brutale de l'épaisseur de quantité de mouvement θ . Le coefficient de frottement C_f peut alors devenir négatif.

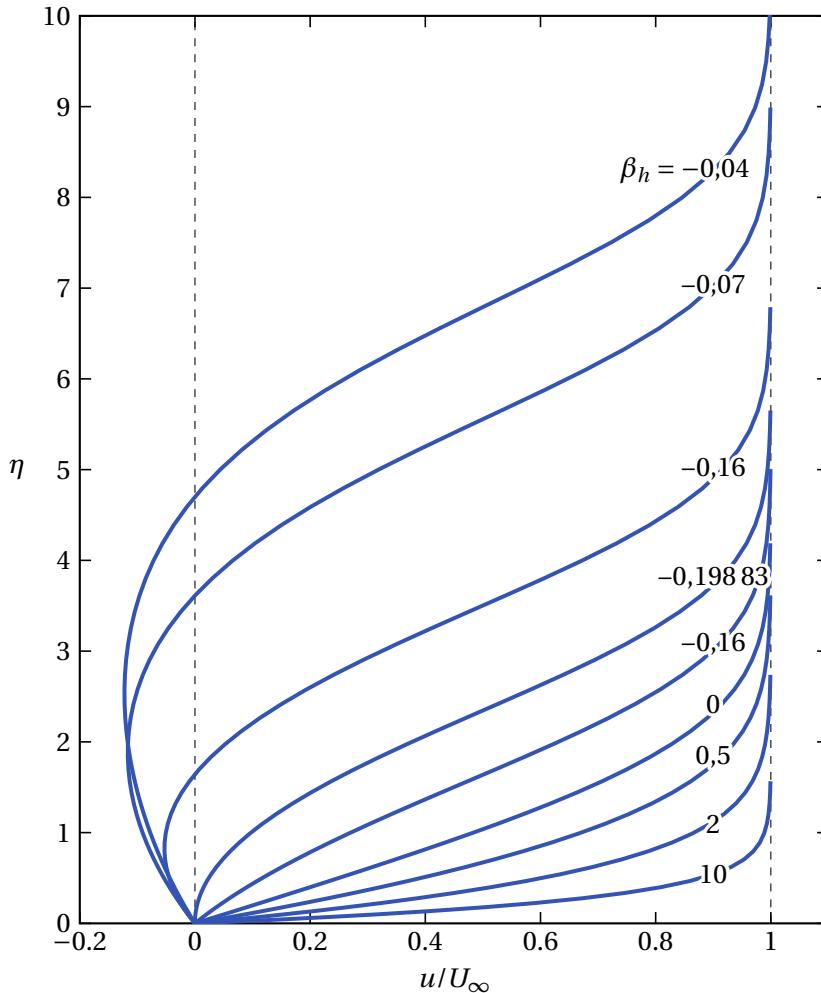


FIGURE A.3 – Profils de vitesse d'une couche limite de Falkner-Skan pour différentes valeurs de β_h .

Détermination des paramètres optimaux pour le code P_{IMS}2D

La convergence en maillage et en paramètres est une étape cruciale pour la validation du code de stabilité P_{IMS}2D. La qualité du maillage choisi, ainsi que les dimensions du domaine de calcul ne doivent pas influer sur la qualité des résultats obtenus, tant pour le calcul de l'écoulement de base que pour les calculs HLNS. L'étude de convergence menée dans cette annexe se focalise dans un premier temps sur la hauteur du domaine de calcul de l'écoulement de base, avant de s'intéresser au maillage utilisé pour les calculs de stabilité. Enfin, l'amplitude et la position du forçage imposé pour exciter les ondes TS seront étudiées, ainsi que le choix de la norme servant à définir l'amplitude des perturbations.

Sommaire

B.1	Convergences en maillage	166
B.1.1	Écoulement de base	166
B.1.2	Équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques	167
B.1.3	Densité de mailles	167
B.1.4	Hauteur du domaine de calcul	168
B.1.5	Hauteur de la zone raffinée	170
B.2	Analyse de stabilité	172
B.2.1	Amplitude et position du forçage	172
B.2.2	Choix de la norme	173

TOUTES les études de cette annexe considèrent un écoulement de couche limite sur plaque plane, sans défaut de surface ni gradient de pression. L'influence du maillage sur la qualité des résultats et le temps de calcul sera abordée dans un premier temps, tant pour l'écoulement de base que pour le calcul des perturbations. Une analyse plus poussée de la méthode de résolution des équations HLNS sera ensuite menée et conclura notamment sur le forçage optimal à introduire dans l'écoulement, la norme à utiliser pour définir l'amplitude des perturbations ainsi que sur le choix des fréquences réduites pour l'obtention du facteur N .

B.1 Convergences en maillage

Une étude de convergence en maillage portant sur la hauteur du domaine de calcul pour l'écoulement de base et sur la densité de mailles et les hauteurs du domaine de calcul et de la zone de raffinement en maillage pour les calculs HLNS est menée dans cette section.

B.1.1 Écoulement de base

La détermination de la densité de mailles optimale pour l'écoulement de base n'est pas utile du fait de l'adaptation de maillage automatique par FREEFEM++ qui raffine automatiquement le maillage au niveau des zones de forts gradients de vitesses et de pression. En revanche, différentes hauteurs de domaine de calcul pour l'écoulement de base $y_{BF,out}$ sont considérées ici afin de déterminer celle offrant les meilleurs résultats mais n'induisant pas un temps de calcul disproportionné. Les différents maillages générés (après adaptation finale) sont répertoriés dans le Tableau B.1 et la hauteur de domaine est adimensionnée par l'épaisseur de déplacement en sortie de domaine $\delta_{1,out}$.

TABLEAU B.1 – Caractéristiques des maillages de l'écoulement de base.

Maillage	$y_{BF,out}/\delta_{1,out}$	n_t
M_1	15	1 960 992
M_2	20	1 957 840
M_3	30	1 963 800
M_4	40	1 946 152

La Figure B.1(a) présente le temps de calcul CPU nécessaire à la résolution de l'écoulement de base avec 72 processeurs Intel® Xeon® Gold 6240R CPU @ 2,40 GHz en fonction de la hauteur adimensionnée du domaine de calcul. Il est étonnant de constater que l'évolution du temps de calcul n'a pas de tendance discernable lorsque $y_{BF,out}$ augmente.

La Figure B.1(b) montre l'évolution de l'épaisseur de déplacement δ_1 le long de la plaque plane pour les différents maillages considérés, ainsi que pour une couche limite théorique de Blasius. Les courbes correspondant à chaque maillage se superposent parfaitement, ce qui signifie que la hauteur du domaine de calcul n'influe pas sur la précision des résultats. Au vue de ces résultats, le domaine offrant le meilleur rapport précision/temps de calcul semble être pour $y_{BF,out} = 30\delta_{1,out}$, qui sera la hauteur choisie par défaut dans PIMS2D.

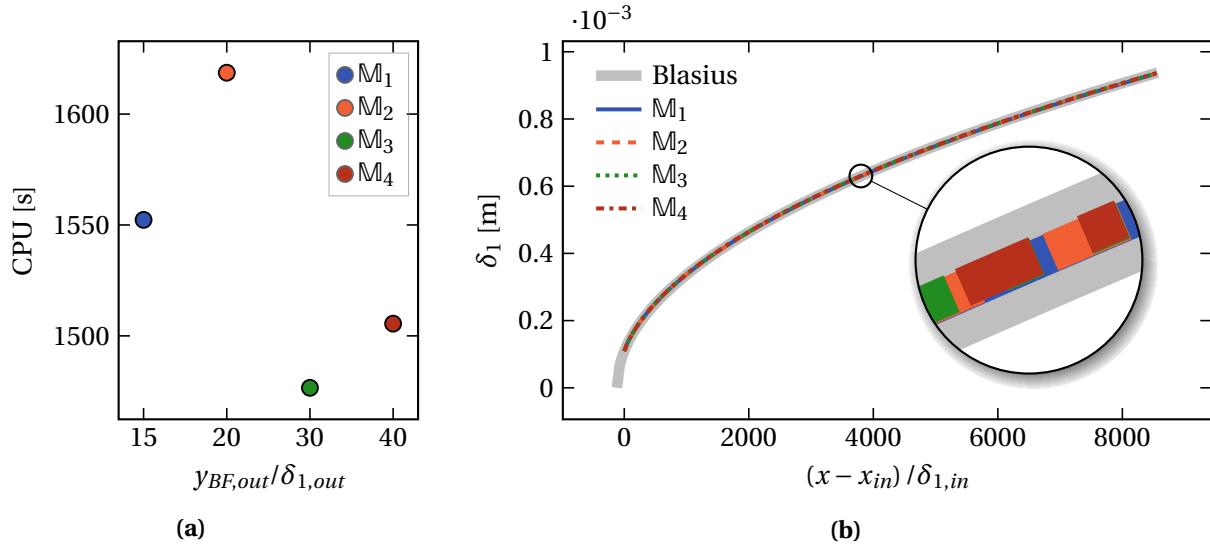


FIGURE B.1 – (a) Influence de la hauteur du domaine sur le temps de calcul CPU de l’écoulement de base sur 72 processeurs. **(b)** Évolution de l’épaisseur de déplacement δ_1 dans la couche limite pour différentes hauteurs de domaine de calcul.

B.1.2 Équations de Navier-Stokes linéarisées harmoniques

La détermination du maillage optimal pour le calcul des perturbations se fait ici en considérant le calcul d’une onde TS de fréquence réduite $F = 45$ sur une plaque plane. La densité de mailles, la hauteur du domaine de calcul et la hauteur de la zone de raffinement du maillage sont étudiées. Ces paramètres sont schématisés sur la Figure 3.4.

B.1.3 Densité de mailles

Les maillages considérés sont répertoriés dans le Tableau B.2 et se distinguent par le nombre N_p de points dans l’épaisseur de couche limite en entrée de domaine δ_{in} . La Figure B.2 présente le temps de calcul CPU nécessaire à la résolution du calcul de stabilité pour une fréquence avec 72 processeurs Intel® Xeon® Gold 6240R CPU @ 2,40 GHz en fonction de N_p .

TABLEAU B.2 – Caractéristiques des maillages du calcul de stabilité en variant N_p .

Maillage	$H_1/\delta_{1,out}$	$y_{HLNS,out}/\delta_{1,out}$	N_p	n_t
M_5	6	15	1	129 075
M_6	6	15	1,5	265 073
M_7	6	15	2	506 448
M_8	6	15	2,5	765 260
M_9	6	15	3	1 120 676
M_{10}	6	15	3,5	1 484 603
M_{11}	6	15	4	2 022 043
M_{12}	6	15	4,5	2 404 413

La Figure B.3 montre la courbe du facteur N obtenue pour chaque maillage. Pour $N_p = 1$, il n’y a qu’une seule maille dans l’épaisseur de déplacement en entrée de domaine, ce qui est largement insuffisant pour obtenir un quelconque résultat cohérent. Les résultats semblent converger vers une solution unique à

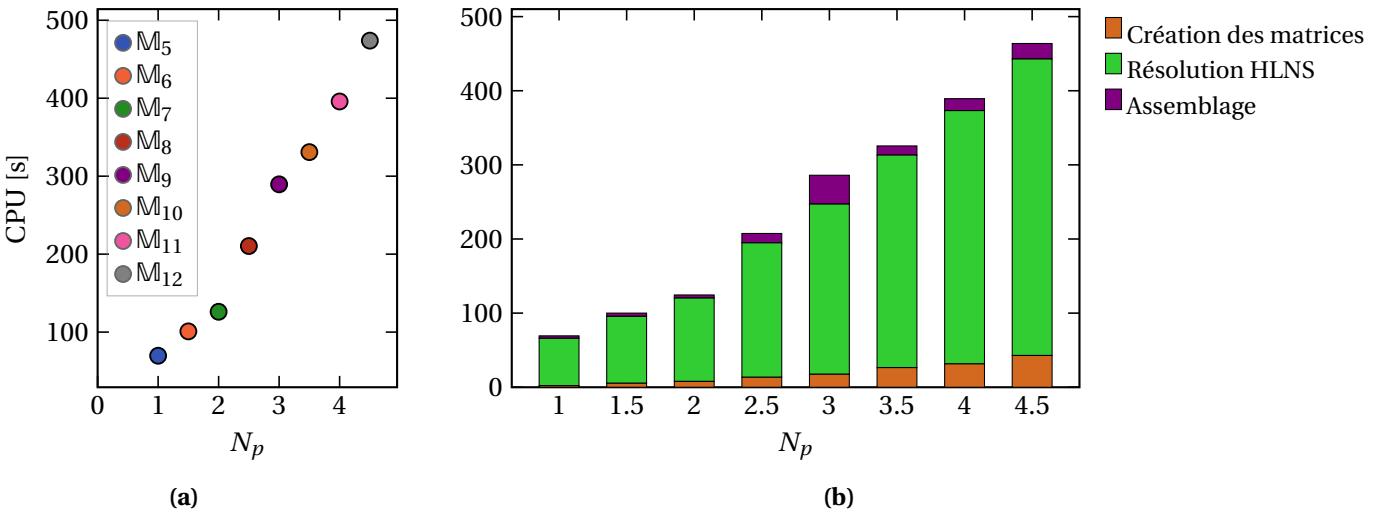


FIGURE B.2 – Influence du nombre de points dans la couche limite sur le temps de calcul CPU du calcul de stabilité sur 72 processeurs : (a) temps de calcul total et (b) en détail.

partir du maillage M_8 , c'est-à-dire pour $N_p = 2,5$. Pour assurer une certaine sécurité tout en minimisant le temps de calcul, la valeur finalement choisie par défaut dans PIMS2D sera alors $N_p = 3$.

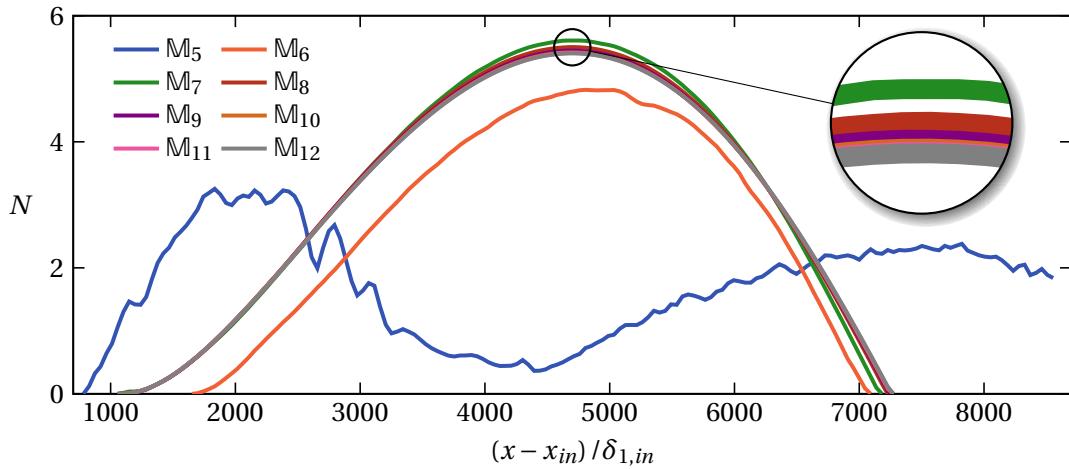


FIGURE B.3 – Facteur N de la fréquence réduite $F = 45$ sur une plaque plane pour différents maillages.

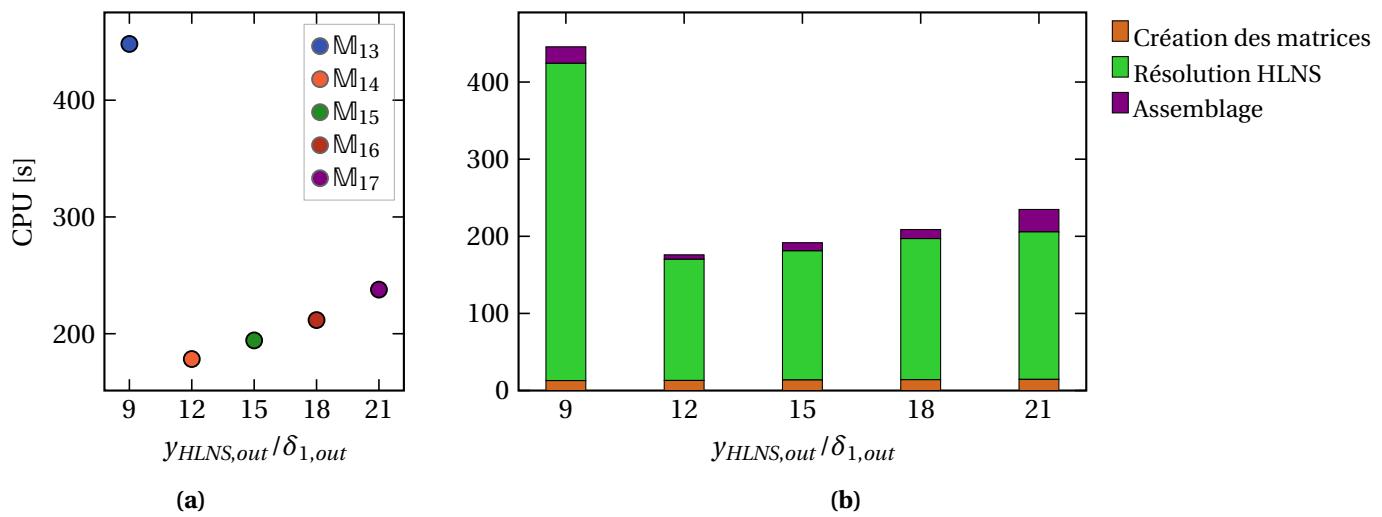
B.1.4 Hauteur du domaine de calcul

Les maillages considérés sont répertoriés dans le Tableau B.3 et se distinguent par la hauteur du domaine de calcul $y_{HLNS,out}$. La Figure B.4 présente le temps de calcul CPU nécessaire à la résolution du calcul de stabilité pour une seule fréquence $F = 45$ avec 72 processeurs Intel® Xeon® Gold 6240R CPU @ 2,40 GHz en fonction de $y_{HLNS,out}$. Comme attendu, le temps de calcul augmente avec la hauteur du domaine, avec néanmoins une exception pour le maillage M_{13} .

La Figure B.5(a) montre la courbe d'amplification obtenue pour chaque hauteur de domaine $y_{HLNS,out}$. Il n'apparaît pas y avoir de convergence en amplification pour les différents maillages. Néanmoins, le calcul de la courbe du facteur N montre sur la Figure B.5(b) que le rapport entre l'amplification et l'amplification initiale est identique quelque soit le maillage considéré. La hauteur du domaine ne semble

TABLEAU B.3 – Caractéristiques des maillages du calcul de stabilité en variant $y_{HLNS,out}$.

Maillage	$H_1 / \delta_{1,out}$	$y_{HLNS,out} / \delta_{1,out}$	N_p	n_t
\mathbb{M}_{13}	4	9	3	714 108
\mathbb{M}_{14}	4	12	3	732 513
\mathbb{M}_{15}	4	15	3	765 300
\mathbb{M}_{16}	4	18	3	789 596
\mathbb{M}_{17}	4	21	3	809 876

**FIGURE B.4 – Influence de la hauteur du domaine sur le temps de calcul CPU du calcul de stabilité sur 72 processeurs : (a) temps de calcul total et (b) en détail**

donc pas avoir de conséquences sur le calcul de stabilité et la valeur prise par défaut dans PIMS2D sera alors $y_{HLNS,out} = 12\delta_{1,out}$.

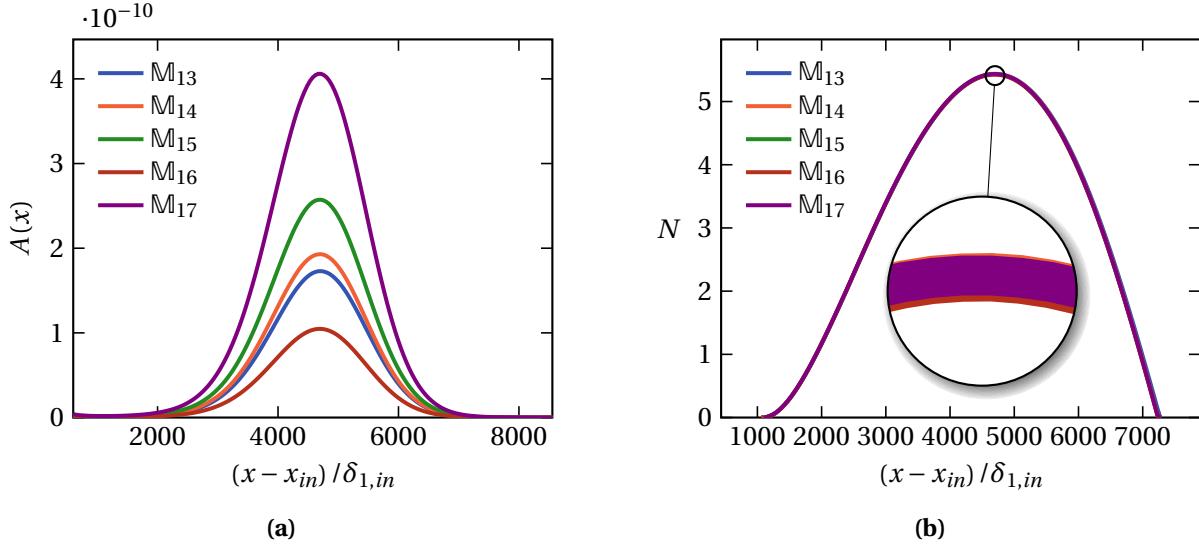


FIGURE B.5 – Influence de la hauteur du domaine sur le calcul (a) de l'amplification et (b) du facteur N pour la fréquence $F = 45$ sur 72 processeurs.

B.1.5 Hauteur de la zone raffinée

Les maillages considérés sont répertoriés dans le Tableau B.4 et se distinguent par la hauteur de la zone raffinée H_1 , tel qu'expliqué dans la section 3.2.2. La Figure B.6 présente le temps de calcul CPU nécessaire à la résolution du calcul de stabilité pour une seule fréquence $F = 45$ avec 72 processeurs Intel® Xeon® Gold 6240R CPU @ 2,40 GHz en fonction de H_1 . Comme attendu, le temps de calcul augmente avec la hauteur de la zone de raffinement.

TABLEAU B.4 – Caractéristiques des maillages du calcul de stabilité en variant H_1 .

Maillage	$H_1 / \delta_{1,out}$	$y_{HLNS,out} / \delta_{1,out}$	N_p	n_t
M_{18}	2	15	3	447 710
M_{19}	4	15	3	765 300
M_{20}	6	15	3	1 068 799
M_{21}	8	15	3	1 545 691
M_{22}	10	15	3	1 695 931
M_{23}	12	15	3	2 018 394

La Figure B.7(a) montre la courbe d'amplification obtenue pour chaque hauteur de raffinement H_1 . Il n'apparaît pas y avoir de convergence en amplification pour les différents maillages. Néanmoins, le calcul de la courbe du facteur N montre sur la Figure B.7(b) que le rapport entre l'amplification et l'amplification initiale est identique quelque soit le maillage considéré. La hauteur H_1 ne semble donc pas avoir de conséquences sur le calcul de stabilité et la valeur prise par défaut dans PIMS2D sera alors $H_1 = 4\delta_{1,out}$.

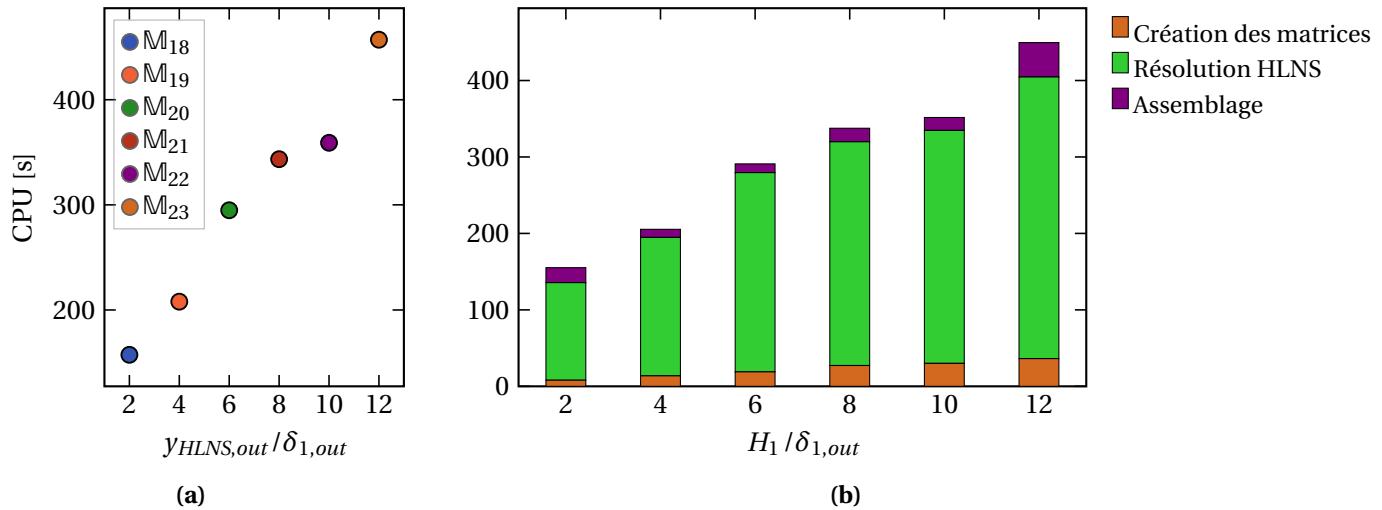


FIGURE B.6 – Influence de la hauteur de raffinement H_1 sur le temps de calcul CPU du calcul de stabilité sur 72 processeurs : (a) temps de calcul total et (b) en détail.

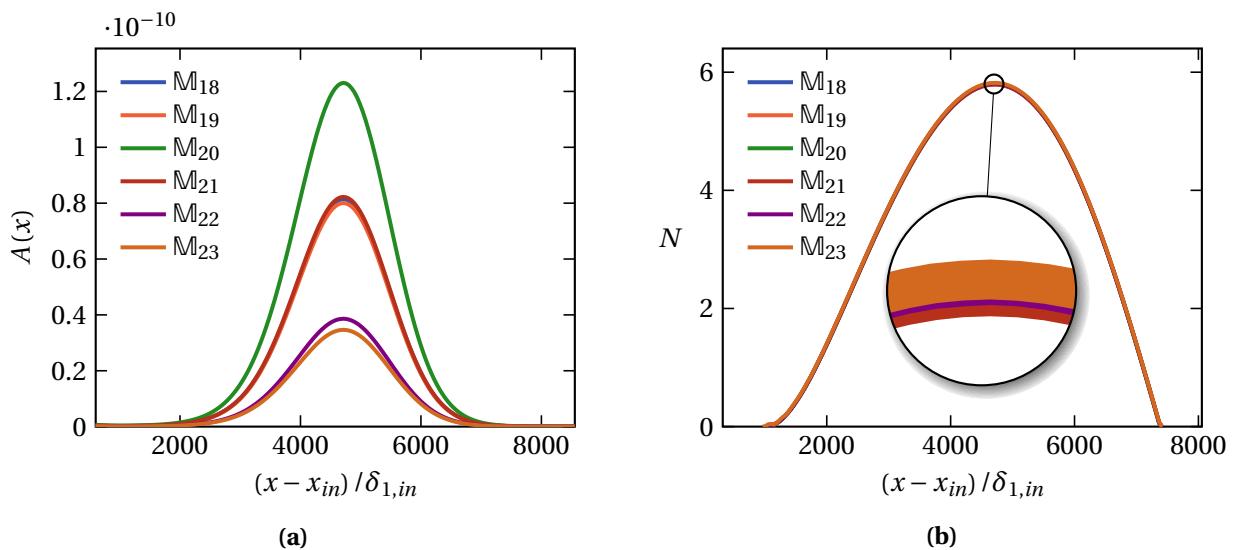


FIGURE B.7 – Influence de la hauteur de raffinement H_1 sur le calcul (a) de l'amplification et (b) du facteur N pour la fréquence $F = 45$ sur 72 processeurs.

B.2 Analyse de stabilité

Une fois la convergence en maillages de l'écoulement de base et du calcul de stabilité établie, l'objectif est de déterminer ici la méthode la plus efficace pour calculer une courbe enveloppe des facteurs N .

B.2.1 Amplitude et position du forçage

Amplitude du forçage Plusieurs amplitudes de forçage volumique \hat{f}_y ont été testées afin de s'assurer que celles-ci n'avaient que peu d'impact sur les perturbations obtenues par la résolution des équations HLNS : $\hat{f}_y = 10^{-1}, 10^{-3}, 10^{-5}$ et 10^{-8} . La Figure B.8 compare les ondes TS et le facteur N obtenus pour différentes amplitudes et ne montre pas de différences significatives (comme attendu du fait de la linéarité des équations). La valeur prise par défaut dans PIMS2D sera alors $\hat{f}_y = 10^{-5}$, mais ce choix reste purement arbitraire dans la mesure où le temps de calcul n'est pas non plus affecté.

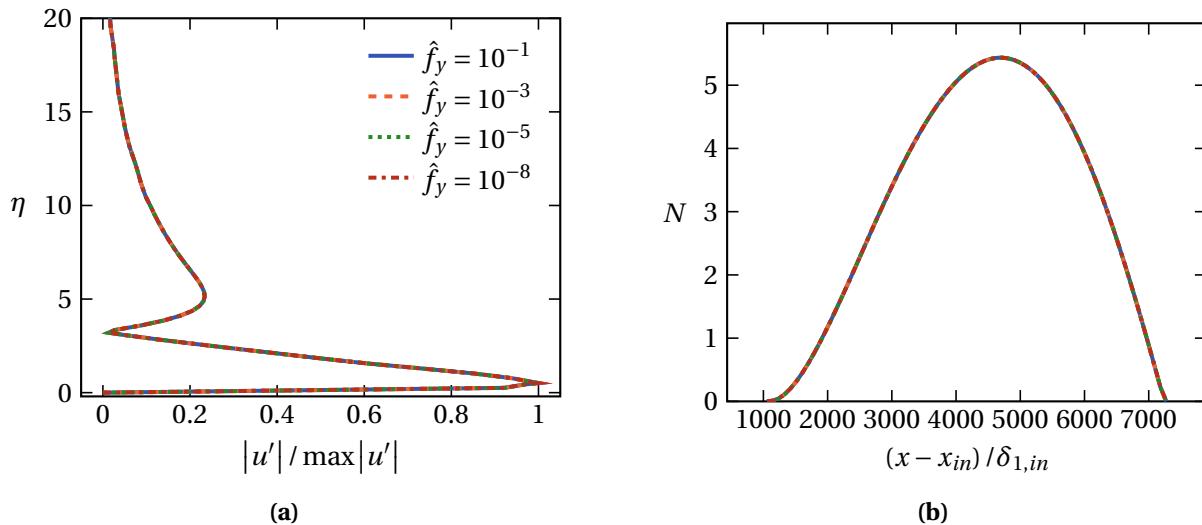


FIGURE B.8 – Influence de l'amplitude du forçage volumique sur (a) le profil de vitesse des perturbations et (b) sur le facteur N pour la fréquence réduite $F = 45$.

Position du forçage La position du forçage volumique dans l'écoulement a un impact non négligeable sur l'amplification de chaque fréquence calculée et sur la courbe enveloppe des facteurs N . Celle-ci est tracée sur la Figure B.9 pour différentes positions de forçage : $Re_{\delta_1}(x_f) = 350, 450, 520, 700$ et 1000 et est également comparée à la courbe enveloppe issue d'un calcul de stabilité locale. La valeur $Re_{\delta_1}(x_f) = 520$ correspond à la position du point neutre d'une couche limite de Blasius, comme illustré sur la Figure 3.6.

Comme attendu, le décalage de la position du forçage vers les plus hauts nombres de Reynolds emmène la courbe enveloppe à croître à une abscisse plus avancée dans l'écoulement. Une partie de l'information quant à la croissance des instabilités en début de domaine est donc perdue si on se situe en aval du point critique. Néanmoins, une fois que le facteur N recolle à la courbe issue de la LST, les pentes se confondent quelle que soit la position du forçage, excepté pour $Re_{\delta_1}(x_f) = 350$. À cette position, le forçage est imposé trop tôt dans la couche limite et les ondes TS de basses fréquences sont amorties avant d'atteindre leur région d'amplification. Le facteur N issu du calcul HLNS décroche alors de la courbe de stabilité locale. Afin d'éviter ce problème, la position du forçage retenue par défaut dans PIMS2D est $Re_{\delta_1}(x_f) = 520$.

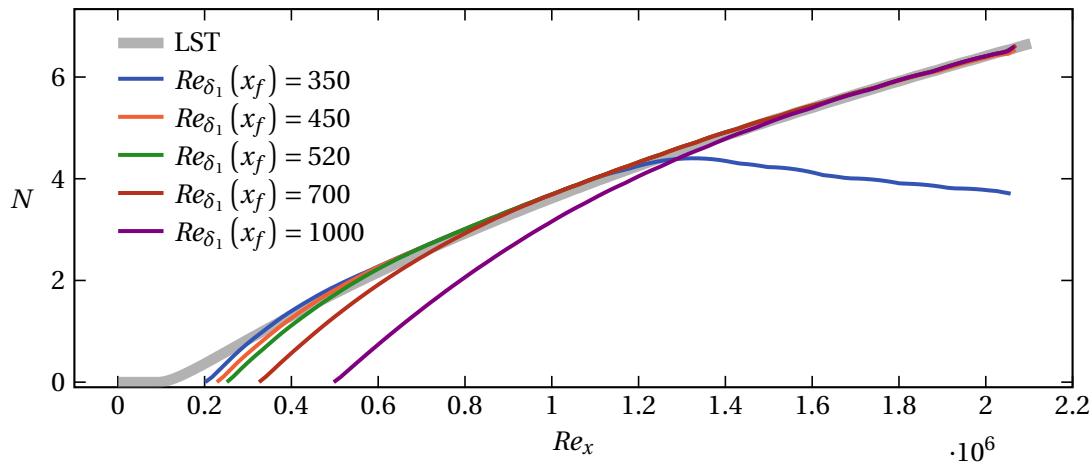


FIGURE B.9 – Courbe enveloppe des facteurs N pour différentes abscisses de forçage.

B.2.2 Choix de la norme

Plusieurs choix de normes existent pour la définition de l'amplitude des perturbations servant au calcul du facteur N dans PIMS2D : la norme basée sur le maximum de \hat{u} , sur le maximum de \hat{v} , ou la norme basée sur l'énergie :

$$A_u = \max_y |\hat{u}(x, y)| \quad A_v = \max_y |\hat{v}(x, y)| \quad A_E = \sqrt{\int_0^\infty (|\hat{u}|^2 + |\hat{v}|^2) dy} \quad (\text{B.1})$$

À titre de comparaison, les courbes enveloppes des facteurs N pour une couche limite de Blasius calculées par PIMS2D avec les trois normes précédentes sont comparées à la courbe enveloppe issue d'un calcul LST sur la Figure B.10. Le point de départ de l'amplification des ondes instables est identique quelque soit la norme choisie. Des différences apparaissent néanmoins une fois la courbe enveloppe établie. La norme A_v a une légère tendance à surestimer le facteur N , tandis que la norme énergétique A_E décroche en fin de domaine de calcul. Finalement la norme A_u est celle qui reproduit le plus fidèlement le comportement de la courbe enveloppe calculée par stabilité locale, et sera donc choisie par défaut dans PIMS2D.

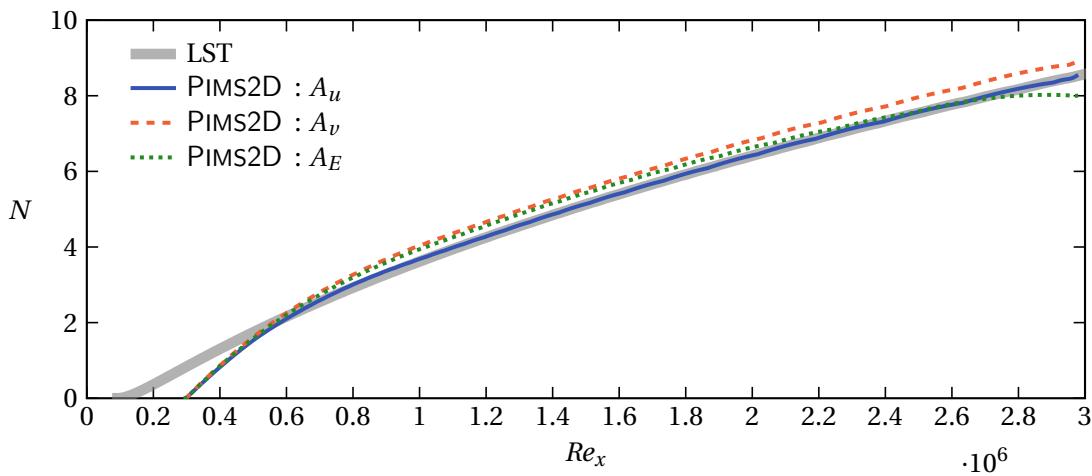


FIGURE B.10 – Comparaison entre la courbe enveloppe des facteurs N obtenue par LST et par PIMS2D en fonction de la norme choisie pour définir l'amplitude des perturbations.

Modèle de prédition neuronal pour le déclenchement de la transition d'une couche limite en présence de défauts de surface 2D

Cette annexe contient l'article soumis à la revue *Flow*, actuellement en *minor review* et présentant le développement des modèles neuronaux et leurs résultats sur un défaut de surface de type rainure.

Neural Prediction Model for Transition Onset of a Boundary-Layer in Presence of 2D Surface Defects

Adrien Rouviere¹, Lucas Pascal¹, Fabien Méry¹, Ehouarn Simon² and Serge Gratton²

¹ONERA / DMPE, Université de Toulouse, F-31055 Toulouse, France

²Université de Toulouse, INP, IRIT, Toulouse, France

*Corresponding author. E-mail: fabien.mery@onera.fr

Received: XX 2022; Revised: XX XX 2023; Accepted: XX XX 2023

Keywords: Boundary layer stability; Transition to turbulence; Surface Defects; Neural networks

Abstract

Predicting the laminar to turbulent transition is an important aspect of computational fluid dynamics because of its impact on skin friction. Traditional transition prediction methods such as local stability theory or the PSE method do not allow for the consideration of strongly non-parallel boundary layer flows as in the presence of surface defects (bumps, steps, gaps, etc.). A neural network approach, based on an extensive database of two-dimensional incompressible boundary layer stability studies in the presence of gap-like surface defects, is used. These studies consist of Linearized Navier-Stokes calculations and provide information on the effect of surface irregularity geometry and aerodynamic conditions on the transition to turbulence. The physical and geometrical parameters characterizing the defect and the flow are then provided to a neural network whose outputs inform about the effect of a given gap on the transition through the ΔN method.

Impact Statement

The transition to turbulence from a laminar boundary layer is a major physical problem studied by the aeronautical industry because of the impact of the transition on the drag of an aircraft. In order to minimize it and to be more energy and cost efficient, laminar wings are designed. This type of wings is designed to adapt the pressure gradient generated by the wing aerodynamics in order to dampen the growth of instabilities (Tollmien-Schlichting and crossflow waves) developing within the boundary layer. However, the presence of surface defects can induce an amplification of these unstable waves and a triggering of the turbulence. Tools that can predict the impact of surface imperfections on the transition are therefore necessary for the manufacturing of laminar airfoils. This paper provides both a qualitative and quantitative study of the influence of gap-like surface defects on the amplification of Tollmien-Schlichting waves and shows in particular that the use of a neural network saves considerable computational time and may eventually replace empirical correlations. Developed neural models represent a first step towards modelling of surface defects' influence on transition in flight conditions.

1. Introduction

In a global context where the general trend is to reduce greenhouse gas emissions, it has become necessary to reduce fuel consumption of future aircraft. One of the solutions is to reduce the skin friction drag, which can represent up to 50% of the total drag of an airliner (Marec, 2001). Since a

laminar boundary layer induces a lower friction coefficient than a turbulent boundary layer, delaying the onset of laminar-turbulent transition would lead to a drag reduction.

The transition path is strongly determined by the impact of external perturbations (external turbulence, acoustic disturbances, surface defects, ...) on the boundary layer. During a first stage of receptivity, the boundary layer will filter out these external disturbances and generate new instabilities. The linear amplification of these instabilities is followed by a nonlinear process which will trigger the transition to turbulence. For two-dimensional subsonic boundary layers, the dominant mechanism responsible of the breakdown to turbulence is due to Tollmien-Schlichting (TS) waves. The e^N method developed by van Ingen (1956) and Smith and Gamberoni (1956) is one of the most efficient tools to predict correctly the transition location. The N -factor represents the amplification of the boundary layer instabilities and several works have shown that transition occurs when the N -factor reaches a critical value N_{tr} between 6 and 11 (Arnal, 1994). This critical value depends mainly on the freestream turbulence intensity (Mack, 1977) for TS waves induced transition.

Several strategies exist to control the boundary layer transition: a passive method (Natural Laminar Flow, NLF), an active method (Laminar Flow Control, LFC) and a hybrid method (Hybrid Laminar Flow Control, HLFC). While the LFC method consists in stabilizing the boundary layer by technical solutions such as wall suction (Joslin, 1998; Braslow, 1999) or wall heating, the NLF strategy aims at optimizing the pressure gradients in order to delay the transition. The HLFC method is a combination of the two previous methods. Although a lot of research is carried out on NLF, a laminar boundary layer is difficult to obtain because of its high sensitivity to surface imperfections. On an aircraft, these defects can be two-dimensional (steps, gaps, bumps) or three-dimensional (screw heads, holes, insects, ice accretion, etc.) and are most of the time inherent to the manufacturing processes. These surface irregularities affect the laminar to turbulent transition process by amplifying the unstable waves, *i.e.* the TS waves for two-dimensional flows as well as the crossflow instabilities in three-dimensional boundary layers.

Traditional numerical methods used to predict the transition, such as Local Stability Theory (LST) or Parabolized Stability Equations (PSE), have yielded satisfactory results for dealing with smooth cases or surface defects of limited dimensions (Perraud et al., 2014; Thomas et al., 2018). However, the effect of a surface irregularity on the transition is poorly captured by these methods due to the assumptions made on the base flow. Indeed, LST assumes that the flow is parallel and the PSE method only considers a slow variation in the streamwise direction, while the presence of surface defects within the boundary layer generates strong non-parallel effects that cannot be solved. To overcome these limitations, Worner et al. (2003) and Edelmann and Rist (2015) used Direct Numerical Simulations (DNS) to study the impact of humps and Forward-Facing Steps (FFS) respectively on the transition. More recently, Franco et al. (2020) introduced the Adaptive Harmonic Linearized Navier-Stokes (AHLNS) method which they coupled with PSE upstream and downstream of the region with strong streamwise flow variations to study the effect of humps on the transition. A similar technique is used by Hildebrand et al. (2020) to study Backward-Facing Steps (BFS). These methods have the advantage of requiring short computational times but their automation is difficult and requires human expertise.

In most cases, surface defects only have a very localized effect on the boundary layer near the defect. Away from the surface imperfection, the flow recovers its initial behavior. The change caused by the defect is responsible for a N -factor shift close to the imperfection. This jump from a no-defect case is ΔN high and may allow the transition threshold value N_{tr} to be reached earlier. Many studies have looked for empirical correlations linking the type of defect and its geometrical characteristics to the ΔN shift. Wind tunnel experiments were conducted by Crouch et al. (2022) on gaps and by Wang and Gaster (2005) on BFS. These studies showed that the ΔN corresponded to $0.122b^* \tanh(36h^*/b^*)$ for the gaps and $4h^* - 1.4$ for the BFSs, where h^* and b^* denote the step height and step width respectively, made dimensionless with the boundary layer displacement thickness for a Blasius boundary layer at the defect location $\delta_{1,d}$. Recently, the numerical study of Hildebrand et al. (2020) corrected the Wang's correlation to the form $3h^* - 0.55$. These empirical relations have the advantage of being easy to implement and not requiring any additional experimental or numerical calculations than those required for a smooth surface. On the other hand, each correlation corresponds to only one particular defect geometry.

For three-dimensional flows, [Duncan et al. \(2014\)](#) founded thanks to hotwire measurements that steps caused an increase in the growth of the stationary crossflow vortices, and thus moving the transition location forward relative to a similar two-dimensional case. In particular, BFS will have only a small effect on crossflow instabilities by causing a small localized increase in their amplitude downstream of the reattachment point ([Tufts et al., 2017](#); [Eppink et al., 2018](#)). On the other hand, for FFS, a large growth in the stationary crossflow amplitude will accelerate the transition. [Perraud et al. \(2000\)](#) also indicate that increasing sweep angles tends to make the boundary layer more sensitive to the FFS height, whereas for BFS, a critical height was found below which transition was not changed. In this paper, only two-dimensional boundary layers and two-dimensional defects will be considered, and therefore crossflow instabilities will not be studied.

Models using database analysis techniques ([van Ingen, 2008](#); [Perraud et al., 2009](#)) have been used to simplify or replace e^N methods. However, these methods do not generalize well to large parameter sets. Nowadays, the rise of Neural Networks (NN) makes it possible to predict instabilities by taking into account many input parameters in a robust way. [Crouch et al. \(2002\)](#) used NN to determine instability growth rates for calculating the N -factors to predict transition caused by crossflow and TS-waves instabilities. Lately, [Giannopoulos and Aider \(2020\)](#) predicted the dynamics of a BFS flow using velocity fields as inputs for a NN. More recently, [Zafar et al. \(2020\)](#) proposed a transition model based on convolutional neural networks to predict the growth rates of instabilities in two-dimensional incompressible boundary layers. The same authors have also developed a transition model based on recurrent neural networks to predict the N -factor envelope as well as the transition position for different wing profiles ([Zafar et al., 2021](#)). Because of their architecture, the use of artificial NN could allow for more complex relations between the geometrical characteristics of a defect to be taken into account in the evaluation of the ΔN compared to previous empirical correlations.

The aim of this paper is to use NN methods taking into account different geometrical and aerodynamic parameters of several types of gap-shaped surface defects to generate new ΔN models and make more accurate the prediction of the transition to turbulence of a two-dimensional incompressible boundary layer in the context of TS waves induced transition. First, the governing equations are introduced in sections 2.1 and 2.2, and the numerical methods are presented and validated in section 2.3. In a second step, section 3 focuses on a particular defect case to detail the implemented procedure. A database of boundary layer stability analyses in the presence of surface defects is then created and analyzed in section 4.3. The neural networks used for the creation of transition models and the results are reported in section 4.4. Finally, a discussion of the use and limitations of this method is conducted in section 5.

2. Computational strategy

A large database is generated in order to derive new transition models for gaps-shaped surface defects. This database consists of N -factor envelope curves obtained by Linearized Navier-Stokes (LNS) calculations performed with the ONERA's code Pims2D. The governing equations of the physical problem to be solved are first detailed in section 2.1. The e^N method is then presented in section 2.2, as well as the ΔN method used to quantify the effect of a surface irregularity on the transition. The defect configuration and the numerical methods used to solve the problem are detailed in a third step in section 2.3. Finally, the code is validated both for a boundary layer on a flat plate and in presence of a BFS in section 2.4.

2.1. Governing equations

The flow considered is a boundary layer developing on a flat plate with a surface defect and governed by the forced incompressible two-dimensional Navier-Stokes equations:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1a)$$

$$\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u} + \varepsilon \mathbf{g}', \quad (1b)$$

where \mathbf{u} is the velocity vector, p is the pressure, ρ is the fluid density and ν is the kinematic viscosity. The infinitesimal forcing \mathbf{g}' introduced in the momentum equation (1b) acts as a source term modeling the presence of noise in the boundary layer and thus modifying its receptivity. The state vector $\mathbf{q} = (\mathbf{u}, p)$ is decomposed into a steady base flow $\mathbf{Q} = (U, P)$ plus an unsteady small perturbations field $\mathbf{q}' = (\mathbf{u}', p')$ in the form:

$$\mathbf{q}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{Q}(\mathbf{x}) + \varepsilon \mathbf{q}'(\mathbf{x}, t), \quad \varepsilon \ll 1, \quad (2)$$

where $\mathbf{x} = (x, y)$ is the position vector \mathbf{x} and t represents time. x and y are the streamwise and normal components respectively. Introducing the decomposition (2) into (1), the steady Navier-Stokes equations governing the base flow are obtained:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (3a)$$

$$(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{U}. \quad (3b)$$

At the first order, the LNS equations governing the dynamic of the perturbations developing in the base flow are written as:

$$\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0, \quad (4a)$$

$$\partial_t \mathbf{u}' + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla p' + \nu \Delta \mathbf{u}' + \mathbf{g}'. \quad (4b)$$

The set of equations (4) is used to compute the evolution of a small disturbance \mathbf{q}' in the boundary layer in a linear regime. The forcing term and so the perturbations are assumed to be time harmonic as follow:

$$\mathbf{u}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{u}}(x, y) e^{-i\omega t}, \quad p'(x, y, t) = \hat{p}(x, y) e^{-i\omega t}, \quad \mathbf{g}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{g}}(x, y) e^{-i\omega t}, \quad (5)$$

where $\omega = 2\pi f$ is the real angular frequency of the perturbations and f is the disturbance frequency. Introducing this decomposition into (4), the governing equations of the spatial structure of the perturbations ($\hat{\mathbf{u}}, \hat{p}$) are obtained:

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0, \quad (6a)$$

$$-i\omega \hat{\mathbf{u}} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} + \nu \Delta \hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{g}}. \quad (6b)$$

2.2. *N* factor and ΔN method

The spatial structure of the modes shows an amplitude amplification when moving in the streamwise direction (as depicted in figure 9). The LNS approach requires the use of a norm to quantify the evolution of the disturbances. Assuming that the TS modes are dependent on both x and y directions, their amplification can be quantified by the infinity norm $A(x)$, *i.e.* the maximum absolute value of the longitudinal velocity along the wall normal coordinate at each position in streamwise direction, as follows:

$$A(x) = \max_y |\hat{u}(x, y)|. \quad (7)$$

This amplitude can be linked to the N -factor when scaling (7) by an initial amplitude A_0 at the critical point at which the instability begins to amplify, and taking the logarithm of this normalized amplitude:

$$N_F(x) = \ln \left(\frac{A(x)}{A_0} \right). \quad (8)$$

Each N_F -factor curve is defined for a given non-dimensional reduced frequency F defined as

$$F = \frac{2\pi f \nu}{U_\infty^2} \times 10^6. \quad (9)$$

Since there is no *a priori* knowledge on which frequency will be responsible for triggering transition, an envelope curve of the maximum N_F -factors over a large range of frequencies is defined as:

$$N(x) = \max_F N_F(x). \quad (10)$$

The N -factor method assumes that the transition occurs at a position x_{tr} for which the envelope curve N reaches a threshold value N_{tr} . The ΔN method extends the e^N method to cases including a surface defect: the N -factor for a smooth case configuration is artificially shifted by an additional amplification caused by the defect with a value of ΔN :

$$N = N_{sm} + \Delta N, \quad (11)$$

where N_{sm} is the N -factor evaluated for a smooth surface. The transition position is therefore shifted upstream as the threshold value N_{tr} is reached earlier.

Although it is widely used in the literature, some points must be reminded for a good understanding of this method and its limits. The ΔN method assumes that no new mode is created in the flow. The unsteady waves taken into account already exist in the defect-free case and are only over-amplified (or damped in some cases) by the presence of the defect. Thus, this method will not be applicable if the changes in the base flow due to the defect occur before the linear amplification region of the perturbations because the TS waves will have not yet been amplified. Moreover, at infinity downstream of the surface irregularity, the ΔN should theoretically tend towards a zero value. Indeed, as the base flow is no longer disturbed far from the defect, the envelope curves of the N -factor for the smooth case and the case with defect will match.

2.3. Flow configuration and numerical methods

As described in section 2.1, a stability analysis consists in first computing a base flow solution of the steady Navier-Stokes equations, and then solving the first-order LNS equations for a given reduced frequency F . The numerical methods used to solve these equations are presented here.

2.3.1. Defect configuration

Different defect geometries are studied in this work. The generic parameters defining a defect are two heights h_1 and h_2 , a width b and the incompressible boundary layer displacement thickness for a flat plate at zero pressure gradient at the defect location $\delta_{1,d}$. The value of δ_1 at a given position x is then given by the theoretical Blasius solution:

$$\delta_1(x) = 1.7208 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}. \quad (12)$$

This set of 4 parameters is represented in figure 1 and aims to geometrically represents any type of gap-shaped surface defect in order to standardize the existing correlations linking geometric parameters to the ΔN shift. In the rest of this study, the geometric dimensions are made non-dimensional by $\delta_{1,d}$ and will be denoted hereafter h_1^* , h_2^* and b^* , and the aerodynamic parameter defining the defect location $\delta_{1,d}$ will be the Reynolds number $Re_{\delta_{1,d}}$.

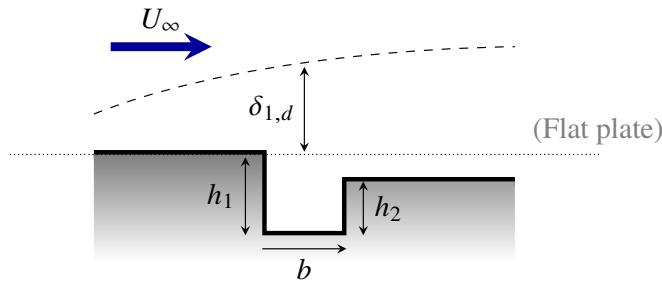


Figure 1: Surface defect parameters

2.3.2. Base flow computation

The computational domain is represented schematically in figure 2. It extends in the x -direction from an abscissa corresponding to $Re_{\delta_{1,in}} = 350$ to an abscissa corresponding to $Re_{\delta_{1,out}} = Re_{\delta_{1,d}} + 1000$, and in the y -direction over a height $y_{BF,out} = 30 \delta_{1,out}$. A boundary layer develops and encounters a gap with non-dimensional heights h_1^* and h_2^* and non-dimensional width b^* at an abscissa corresponding to $Re_{\delta_{1,d}}$. A no-slip boundary condition ($\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}$) is imposed at the wall Γ_{wall} , while a free-slip condition with zero normal-stress ($-p \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} + \nu \nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}$) is prescribed on the output boundary Γ_{out} . A self-similar boundary layer profile with displacement thickness $\delta_{1,in}$ is imposed on the inlet boundary Γ_{in} . This boundary layer profile is obtained after solving the Blasius equation with a 4th order Runge-Kutta method.

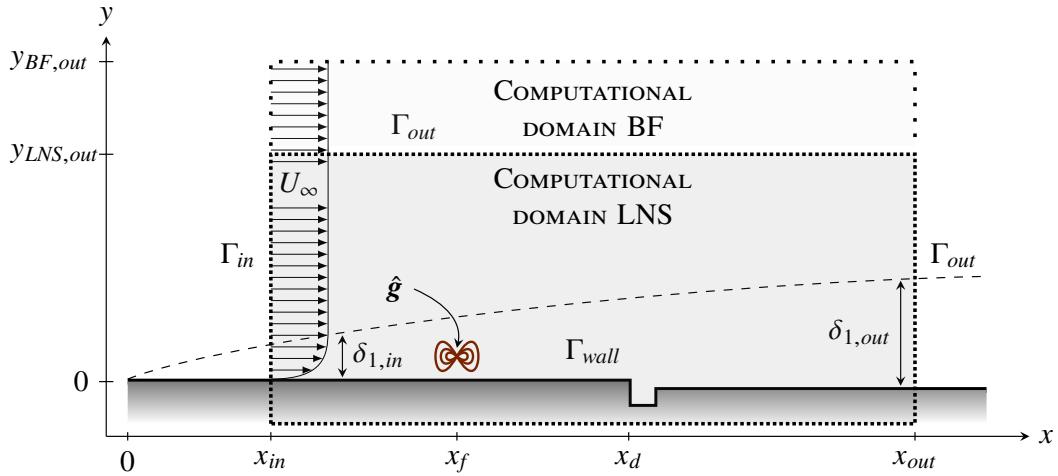


Figure 2: Sketch of the computational domain for the base flow (BF) and for the LNS computations.

A two-dimensional triangulation of the domain is performed with the FreeFem++ finite element library (Hecht, 2012) with a Delaunay–Voronoi algorithm. Equations (3) are discretized with Taylor-Hood finite elements \mathcal{P}_2 for the velocity field and \mathcal{P}_1 for the pressure. The non-linear solution of the base flow is obtained with a classical Newton method, by progressively decreasing the value of the kinematic viscosity ν from $\nu = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ until the value corresponding to the desired Reynolds number $Re_{\delta_{1,d}}$ is reached. Thus, the approximated solution at the k^{th} iteration is obtained as follows:

$$\mathbf{Q}^k = \mathbf{Q}^{k-1} + \delta \mathbf{Q}^k. \quad (13a)$$

δQ^k is the solution increment obtained by solving the linear problem

$$\mathbf{J}(\mathbf{Q}^{k-1}) \delta \mathbf{Q}^k = -\mathbf{NS}(\mathbf{Q}^{k-1}), \quad (13b)$$

where \mathbf{NS} and \mathbf{J} are respectively the Navier-Stokes operator and its jacobian. The Newton algorithm solves the linear system (13) until $\|\mathbf{NS}(\mathbf{Q})\|_2 < 10^{-12}$.

2.3.3. LNS computations

Once the base flow is calculated, the TS waves are artificially excited by introducing a volume force term $\mathbf{g}' = (g'_x, g'_y)^T$ into the LNS equations. This forcing is only prescribed on a tiny part of the computational domain and has a zero spatial distribution $\hat{\mathbf{g}}$ according to the x -direction: $\hat{\mathbf{g}} = (\hat{g}_x, \hat{g}_y)^T = (0, 10^{-5})^T$. It extends in the longitudinal direction from an abscissa x_f to an abscissa $(x_f + 0.002)$, and in the normal direction over a height $\delta_{1,in}$. The abscissa x_f is chosen as the critical point delimiting the unstable domain of a Blasius boundary layer, *i.e.* at which $Re_{\delta_1} = 520$, as shown in figure 3.

The computational domain for the LNS calculations is similar to the base flow domain, but has a reduced height $y_{LNS,out} = 15 \delta_{1,out}$ to avoid having too many vertices. The base flow is therefore interpolated onto the new mesh and equations (6) are discretized with Taylor-Hood finite elements \mathcal{P}_2 for the velocity field and \mathcal{P}_1 for the pressure. Whether for the base flow or the LNS computations, matrix inversion is performed by PETSc (Balay et al., 2021).

LNS calculations are performed both on a smooth surface and on a surface with defect, for 91 non-dimensional reduced frequencies in the range $F \in [25, 160]$ to generate the N -factor envelope. This frequency region is represented on figure 3 and is chosen because it represents unstable frequencies which may undergo sufficient amplification to trigger the transition.

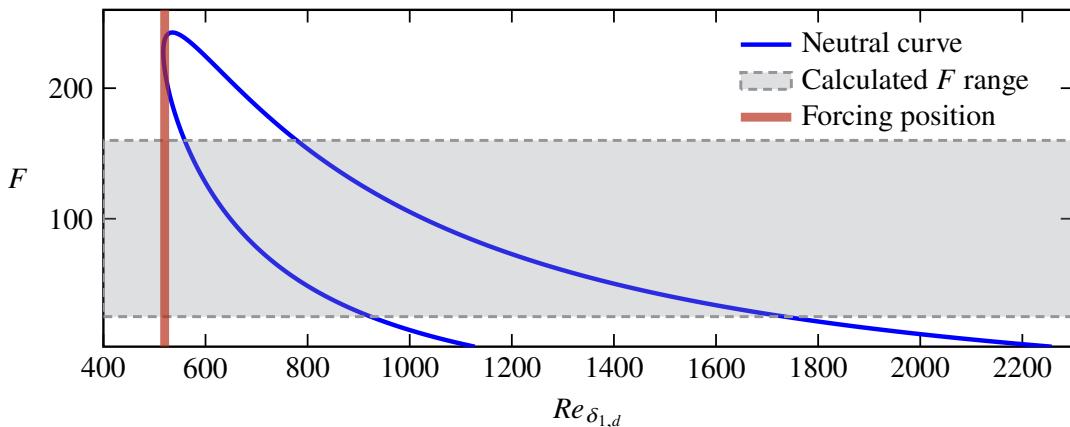


Figure 3: Neutral curve of a Blasius boundary layer obtained by LST and range of reduced frequencies calculated for the N -factor envelope calculation.

2.4. Code validation

2.4.1. Base flow

The base flow considered for validation is a boundary layer developing on a flat plate without surface imperfection or pressure gradient, with a Reynolds number based on the inlet displacement thickness $Re_{\delta_{1,in}} = 371$. Non-dimensional velocity profiles are plotted at different boundary layer abscissas in figure 4(a) and show the self-similar feature of this flow. The black dashed curve corresponds to the theoretical profile obtained by solving the Blasius equation. The displacement thickness δ_1 is plotted

on figure 4(b) for several abscissas. One can observe that the results are very similar to the analytical solutions, indicating that the calculated boundary layer acts well as a Blasius boundary layer.

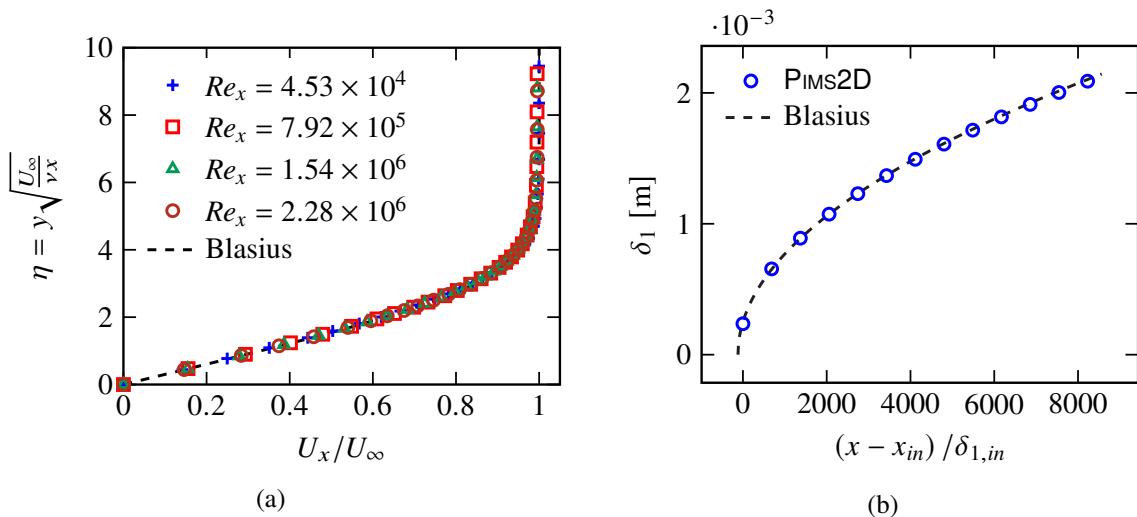


Figure 4: (a) Velocity profiles at different abscissas of the boundary layer and (b) evolution of the displacement thickness δ_1 in the boundary layer.

2.4.2. LNS results

In order to validate the resolution of equations (6), the N -factor envelope for the flat plate corresponding to the base flow of section 2.4.1 was calculated. The result is plotted in figure 5(a) and is compared to the amplification curve from a local stability calculation. The non-parallel effects taken into account by the LNS computation and ignored by LST have a slight stabilizing effect on the boundary layer, which may partly explain why the amplification of unstable waves starts for a higher Reynolds number in our case than in the local analysis. A second possible justification is that the very high frequencies are not calculated, as can be seen in figure 3. However, this does not affect the information about the transition position insofar as the slopes of the two envelope curves merge from a value of N much lower than the traditional critical N_{tr} -factor, once slightly lower frequencies are considered.

To validate our method in the presence of surface imperfections, the configuration studied by Hildebrand et al. (2020) is reproduced. The boundary layer encounters a BFS with slope $\theta = 75^\circ$ and height $h/\delta_{1,d} = 0.72$ at the abscissa $x_d = 0.3$ m. The flow has the following characteristics: a displacement thickness $\delta_{1,d} = 6.9 \times 10^{-4}$ m and a freestream unit Reynolds number $Re_\infty = 1.86 \times 10^6$ m⁻¹. Figure 5(b) compares the N -factor curves for different frequencies and the envelope curve obtained by our method to those obtained by Hildebrand et al. (2020) and the results match perfectly, validating P_{IMs2D} in the presence of surface irregularities.

3. Study of a critical defect

A critical defect is studied in this section in order to detail the database generation process for a particular case. The defect configuration is such that $h_1^* = 1.72$, $h_2^* = 0.47$, $b^* = 7.54$ and $Re_{\delta_{1,d}} = 1795$.

3.1. Base flow results

Boundary layer stability calculations require excellent accuracy in the base flow. The use of a finite element method allows the use of an unstructured mesh and local adaptations of the mesh. Thus, the initial mesh is automatically adapted to the solution $\mathbf{Q} = (\mathbf{U}, P)$ of the previous iteration when $Re_{\delta_{1,d}} > 100$,

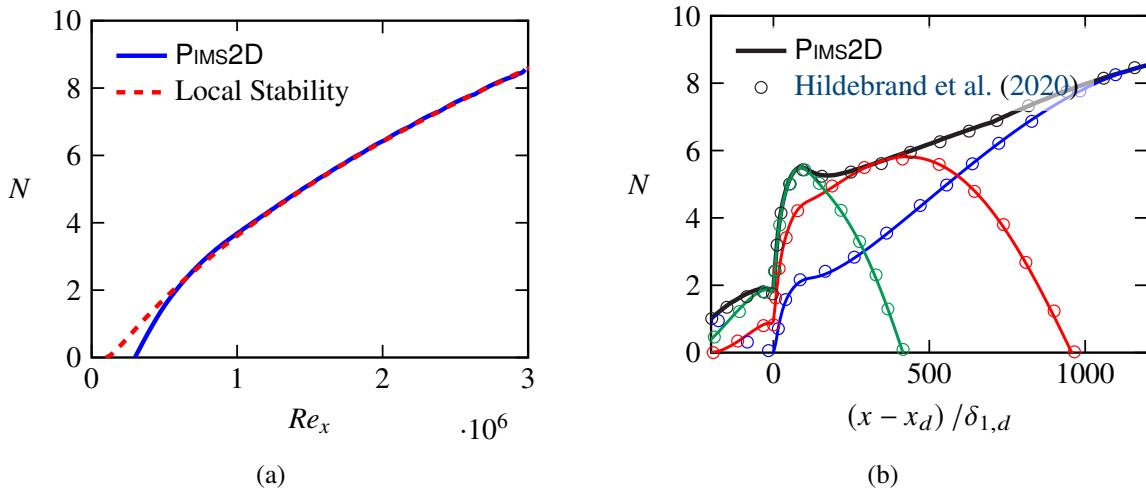


Figure 5: (a) N -factor envelope curve for a flat plate and (b) N -factor curves for the frequencies $f = 300$ Hz (—), $f = 500$ Hz (—), $f = 700$ Hz (—) and envelope curve (—) for a boundary layer in presence of a backward-facing step.

and then adapted one last time after the final iteration thanks to the function `adaptmesh` of FreeFem++. This adaptation procedure is detailed in (Hecht, 1998) and adapts the mesh to the Hessian matrix of the solution. As an example, initial and final adapted meshes are shown in figure 6.

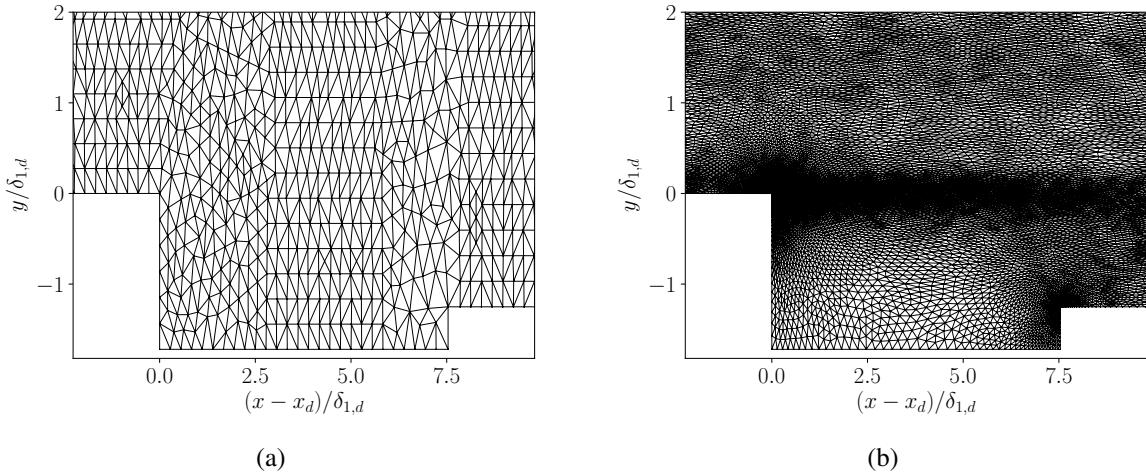


Figure 6: (a) Initial and (b) final mesh after adaptation procedure. In both cases, a zoom is performed in the vicinity of the defect.

The non-dimensional streamwise velocity field exhibits a separation bubble behind the downward side of the gap, extending downstream of the defect. Figure 7(a) shows the displacement thickness $\delta_1(x)$ and figure 7(b) the pressure distribution at the wall $P(x, y_{wall})$. The presence of the defect generates a favorable pressure gradient upstream of the gap, followed by a strong adverse pressure gradient region. Finally, there is a zone with a favorable pressure gradient approaching towards zero at the infinite downstream of the defect. These pressure variations explain the separation bubble and have an impact on the boundary layer thickness. The boundary layer becomes thinner just upstream of the gap when the pressure gradient is negative, and then thickens in the defect. At a certain distance from the gap, the boundary layer regains the behavior of an unperturbed Blasius boundary layer.

E1-10 2

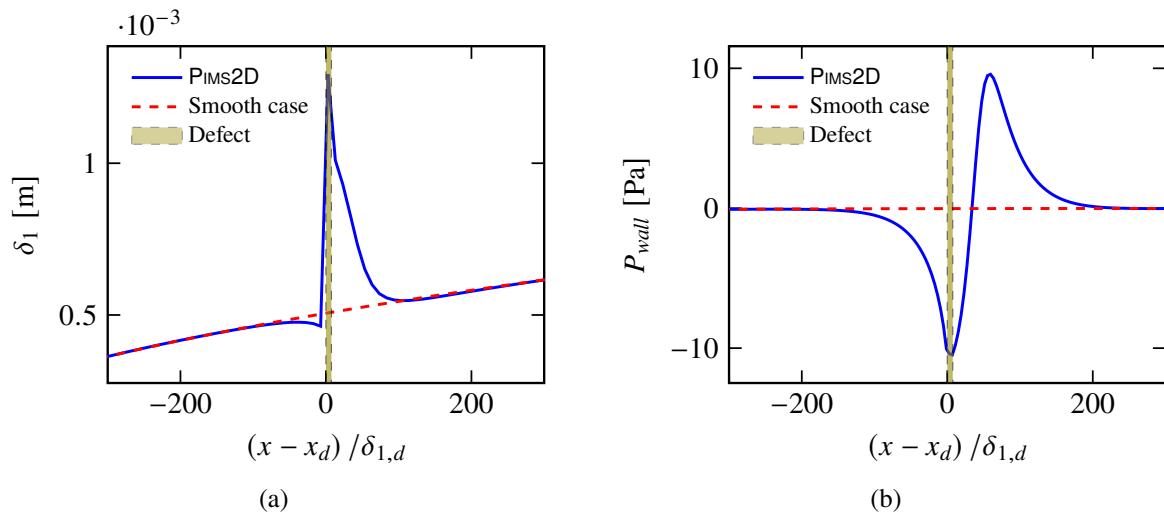


Figure 7: (a) Boundary layer displacement thickness and (b) pressure distribution at the wall.

3.2. Instability analysis

3.2.1. Analysis of the envelope N -factor

Once the base flow is calculated, it is interpolated on the mesh used for the stability study. Equations (6) are solved for 91 non-dimensional reduced frequencies in the range $F \in [25, 160]$ and the TS wave amplification curves at the specified frequencies are obtained. The maximum of these amplifications gives the N -factor envelope in blue in figure 8. This curve is compared to the N_{sm} curve obtained for a smooth case and allows to visualize quantitatively the effect of the gap on the TS waves amplification.

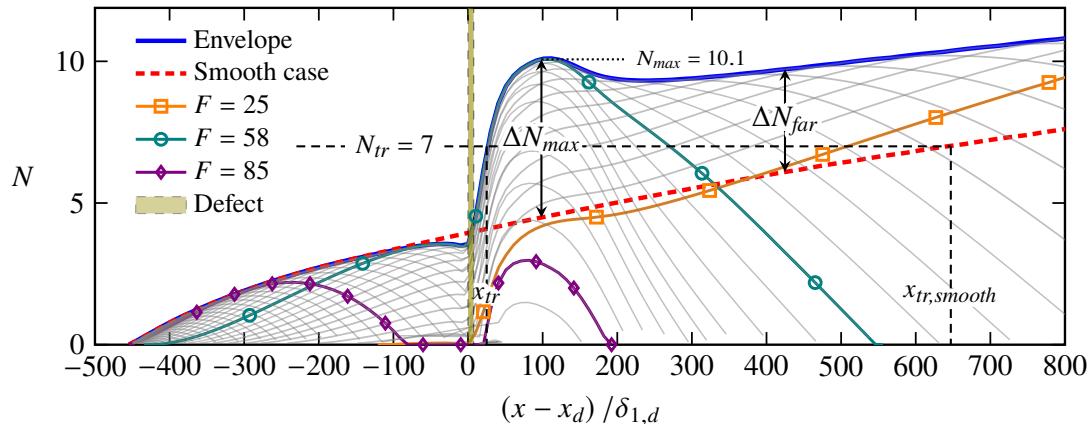


Figure 8: N -factor envelope curve with defect (—) and for the same aerodynamic configuration but without defect (----). The figure also shows the amplification curves for all calculated frequencies (—) as well as that of the most amplified frequency (—).

At the upstream infinity, the amplification of the perturbations is equivalent with or without irregularity. Slightly upstream of the defect, the favorable pressure gradient region visible on figure 7(b) tends to stabilize the disturbances by thinning the boundary layer, and the N -factor decreases slightly compared to the smooth case. However, just after the gap, the displacement thickness increases abruptly due to the strong positive pressure gradient and the boundary layer becomes much more unstable. This results in a very sharp local increase in the N -factor to a N_{max} value, due to the strong amplification of high

frequency waves in the mixing layer forming downstream of the step in the detached region. Nevertheless, TS waves of these frequencies are rather stable for boundary layers and dissipate after the gap. The purple curve on figure 8 corresponds to the reduced frequency $F = 85$ and illustrates this phenomenon. The TS wave development corresponding to this frequency can be seen qualitatively on figure 9. On the other hand, TS waves of lower frequencies are also amplified by the defect but to a lesser extent, and the N -factor recovers the behavior of the flat plate configuration at the downstream infinity but shifted by a ΔN_{far} factor. This is illustrated by the orange curve corresponding to the reduced frequency $F = 25$.

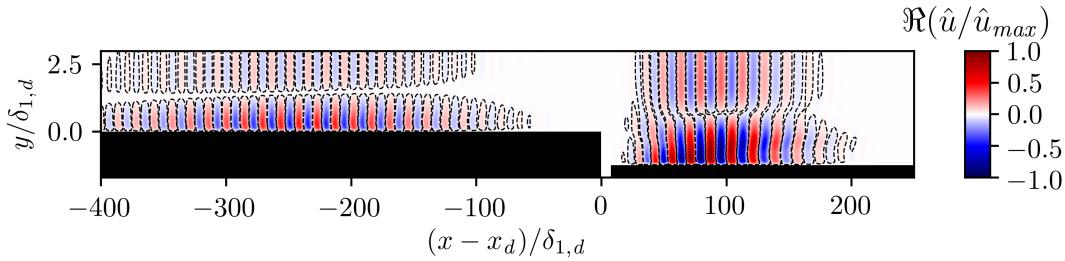


Figure 9: Real part of the streamwise velocity disturbance for a TS wave of reduced frequency $F = 85$.

3.2.2. Calculation of the ΔN

Two ΔN arise from this analysis: a ΔN_{max} corresponding to a local maximum of the N -factor located just after the gap, and a ΔN_{far} at the downstream infinity. The calculation of ΔN_{max} is straightforward since it corresponds to the maximum difference between the envelope curve of both the smooth and defect cases. In the following, the N_{max} is always defined as the value of the envelope N -factor of the defect case at the location of the ΔN_{max} . This value will not always correspond to the maximum value of the N -factor in the computational domain depending on the types of defects considered and the Reynolds number of the flow.

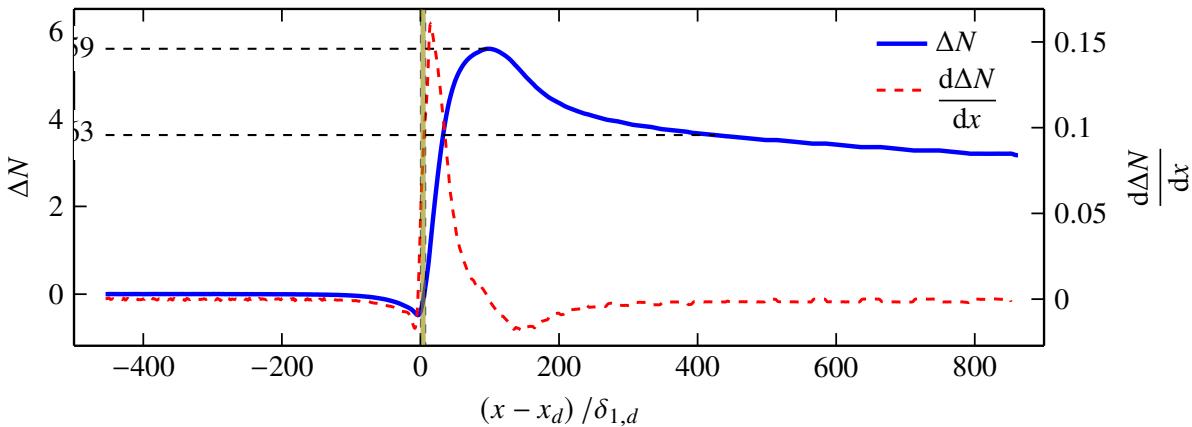
On the other hand, the determination of the ΔN_{far} is more difficult because it is not constant but slightly decreasing with the distance to the defect, as shown on figure 10. In this paper, the ΔN_{far} is defined as the first point for which the derivative $d(\Delta N)/dx$ returns to a constant value. Determining the ΔN_{far} as soon as the effects of the ΔN_{max} are no longer felt in the flow allows us to obtain the most conservative value possible, which is of some use for an industrial application.

As an example, the transition N -factor of the present case is chosen at $N_{tr} = 7$ and is representative of a wind tunnel experiment for a TS waves transition scenario. The case considered here is thus critical insofar as it triggers transition at $(x - x_d) = 25 \delta_{1,d}$, immediately downstream of the defect due to the ΔN_{max} effect, while the transition is triggered for the smooth case for $(x - x_d) = 647 \delta_{1,d}$. The TS wave responsible for triggering the transition has a reduced frequency $F = 58$ and corresponds to the green curve on figure 8.

3.2.3. Comparison with literature

The ΔN obtained from experimental measurements is defined as the difference between the value of the transitional N -factor of the smooth case and the value of the envelope curve at the transition abscissa in the presence of a defect. We will then refer to it as ΔN_{Exp} . On the other hand, the inconvenience of numerical results from LST, PSE or LNS calculations like in this paper is that the transition position is not known, which prevents a similar definition of the ΔN responsible for the transition. The $\Delta N(x)$ is then computed as the difference between the two envelope curves (with and without defect) in the entire computational domain without considering an actual transition location. This difference in definition between numerical and experimental ΔN has already been raised by Crouch and Kosorygin (2020). These authors instead mention a Δn for numerical studies which, unlike the experimental ΔN_{Exp} , is not

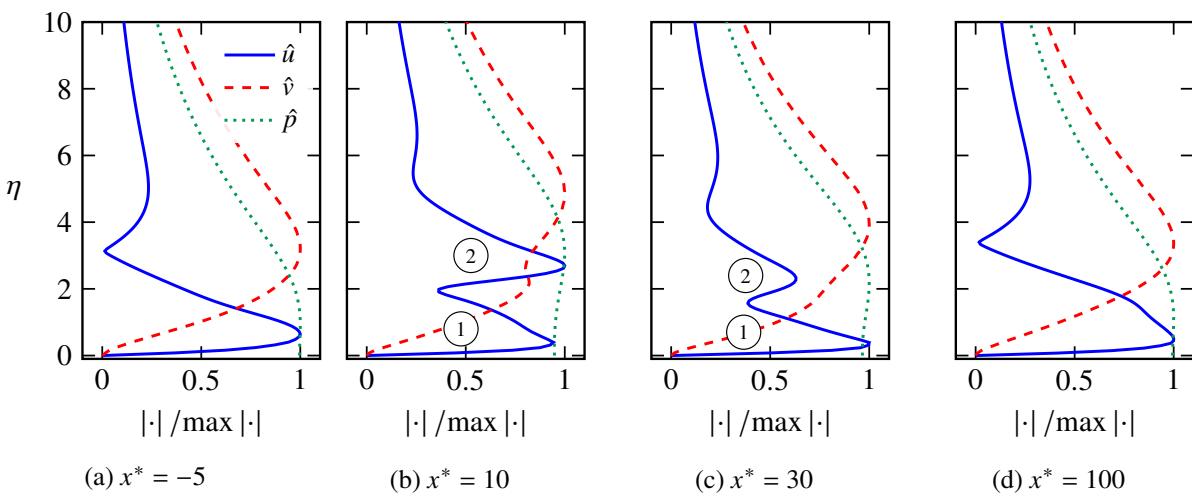
E1-12 2

Figure 10: Evolution of ΔN and its first derivative.

specifically related to the perturbations whose frequencies are responsible for the transition but is seen rather as a local amplification factor. The comparison between numerical and experimental results is therefore tricky.

3.2.4. Distortion of TS waves by the defect

In order to visualize the evolution of the most unstable wave in the flow, dimensionless profiles of the amplitude functions (\hat{u} , \hat{v} , \hat{p}) are plotted for different abscissas on figure 11, where $x^* = (x - x_d) / \delta_{1,d}$. Upstream of the defect ($x^* = -5$), the perturbations profiles correspond to those of a TS wave, with the presence of a main peak on \hat{u} close to the wall, followed by a local minimum at the maximum location of \hat{v} . When crossing the gap ($x^* = 10$), the profiles are distorted and \hat{u} has two main peaks. The destabilization mechanism then changes from a viscous instability to a combination of viscous and Kelvin-Helmholtz (KH) instability. Close to the defect, the higher peak (2) in the flow has a larger amplitude than the peak (1) situated closer to the wall, but this tendency is inverted away from the defect ($x^* = 30$) and the viscous instability becomes predominant again. Finally, the (2) peak disappears and profiles characteristic of a TS wave are observed again ($x^* = 100$).

Figure 11: Scaled profiles of the disturbance at frequency $F = 58$ at different abscissas.

The presence of these two peaks is visible on the \hat{u} field plotted on figure 12 near the gap. The orange region above the first edge for $x^* < 0$ corresponds to the main peak of the TS wave in figure 11(a). After

the defect, this area is extended in the groove alignment while increasing in amplitude and corresponds to the peak ②, while a second region of progressive amplification appears in the near wall corresponding to the peak ①. When moving away from the defect, these two amplification regions merge to form a single one, typical of TS waves.

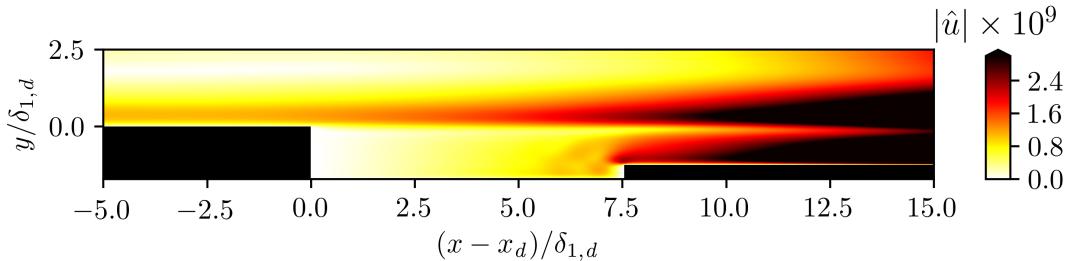


Figure 12: Streamwise velocity disturbance for a TS wave of reduced frequency for $F = 58$ (zoom near the defect).

Both viscous and KH instabilities indicate that the mechanisms responsible for the destabilization of the boundary layer are more complicated than a simple over-amplification of TS waves. At first sight, it would be necessary to filter out the contribution of TS waves alone in order to use the ΔN method in this region of the flow to properly separate the contribution of the two unstable modes. However, the N_{max} is reached in figure 8 at the abscissa $x^* = 100$, which corresponds to the TS profiles shown in figure 11(d). At this abscissa, both modes have combined into a single one, and the KH instability does not seem to be responsible for the ΔN_{max} . In the rest of the paper, only TS wave transition scenario will be considered.

4. Neural network model

4.1. Definition

An artificial neuron is a non-linear function that associates an input vector $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)$ with an output y , as follow:

$$y = \sigma \left(\sum_{i=1}^n w_i x_i + b_i \right), \quad (14)$$

where σ is an activation function, $\mathbf{w} = (w_1, \dots, w_n)$ is the vector of connection weights and b is a bias. The activation function introduces a non-linearity, allowing the neuron to represent arbitrarily complex functional relations between input variables.

A neural network is a structure composed of successive hidden layers between the input layer and the output layer, where the output of a neuron becomes the input of all the units in the next layer. The learning process then consists of iteratively adjusting the weights and biases of the network by minimizing a loss function \mathcal{L} .

4.2. Generation of training data

The inputs of the NN are $Re_{\delta_{1,d}}$ as aerodynamic variable and h_1^*, h_2^* and b^* as geometric parameters. Geometric ranges of inputs parameters have been selected to represent both stable and critical cases that could trigger the transition, according to the criteria defined by Beguet et al. (2017). Discretization of the input parameters domain was performed by Latin-Hypercube sampling (LHS) with 750 samples. This method, described by McKay et al. (1979), positions each sample according to the location of

previously positioned specimens, to ensure that they do not have common coordinates. This scheme has the advantage of not requiring more samples to cover more dimensions.

During sampling, the region covered by h_2^* is discretized so that we always have $0 < h_2^*/h_1^* < 1$. This choice is made in order to treat here only cases of step and gap defects with a “descending” trend, i.e. with the second edge smaller than the first. For each sample of input parameters generated, P_IM_S2D provides as output the values ΔN_{max} and ΔN_{far} , which will be the outputs to be predicted by the NN, as illustrated in figures 13. The distribution of the input parameters is shown in figure 14. More specifically, the range of Reynolds number $Re_{\delta_{1,d}}$ considered extends over [901.5; 1999.4], the height h_1^* over [0.1; 2.99], the height h_2^* over [0.004; 2.9] and the width over [0.5; 14.9].

All the cases used to supply the database and which have been calculated by P_IM_S2D are subcritical with respect to the bypass transition. More concretely, the calculation of the stationary base flow cannot converge if the flow presents a global instability. According to Alam and Sandham (2000), when the adverse velocity magnitude in the recirculation zone exceeds 15-20% of the upstream infinite velocity, the flow can become globally unstable. This is what seems to happen in our cases when $h_1^* > 3$, so only defects with $h_1^* < 3$ have been considered.

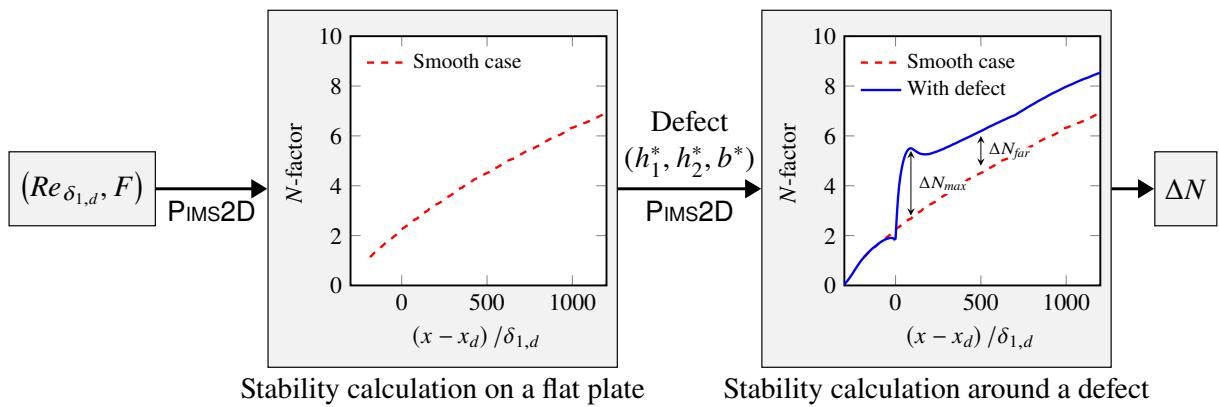


Figure 13: Database creation methodology.

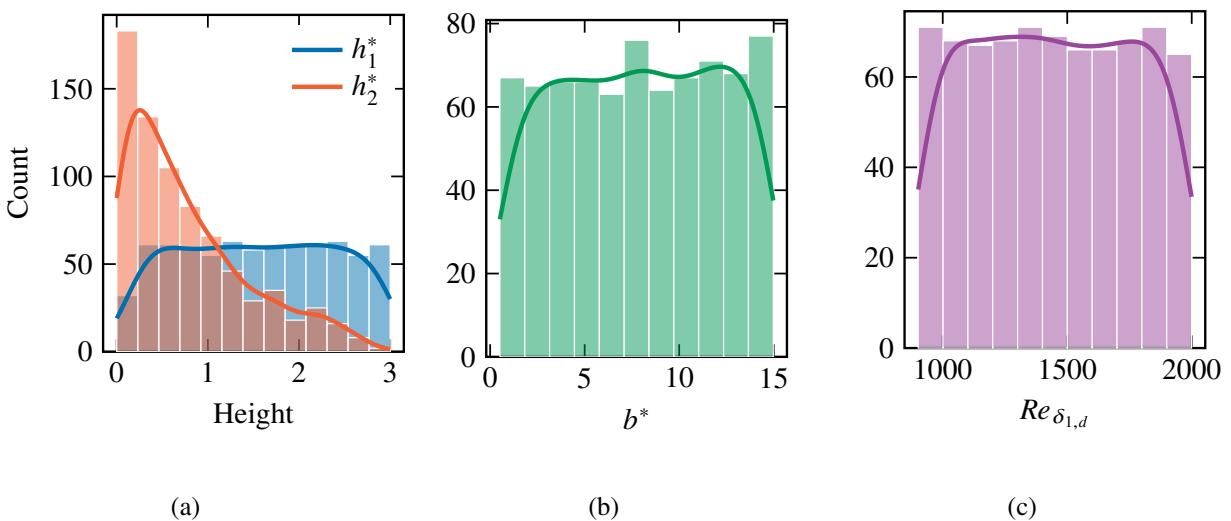


Figure 14: Input parameter distribution of the neural network : (a) heights, (b) width and (c) Reynolds number.

4.3. Database analysis

Figure 15 illustrates the influence of the input geometrical parameters on the different ΔN for each case in the database. Analysis of figure 15(a) shows firstly that the ΔN_{max} is more important when the height h_1^* is high. Moreover, the ΔN_{max} is lower when the height h_2^* is higher, *i.e.* a defect close to a BFS is more destabilizing than a cavity type defect.

As shown in figure 15(b), the highest values of ΔN_{max} correspond to the highest b^* when $\Delta h = |h_1^* - h_2^*| < 0.5$. On the other hand, beyond this threshold, the width does not seem to play a determining role and a correlation seems to exist between the heights difference Δh and the ΔN_{max} value. Moreover, the ΔN_{max} seems to reach a limit around 2 for $\Delta h < 0.5$, *i.e.* for gaps with relatively similar heights, while a behavior closer to the BFS one becomes more destabilizing when Δh increases. Similar results were shown by Crouch et al. (2022) in their model indicating that the gap acts as a BFS for a shallow gap, but that the width becomes dominant for deep gaps.

There also appears to be a strong linear relation between the ΔN_{max} and ΔN_{far} values, as shown in figure 15(c). This could translate in future studies into the need to know only one of the two ΔN to predict the other.

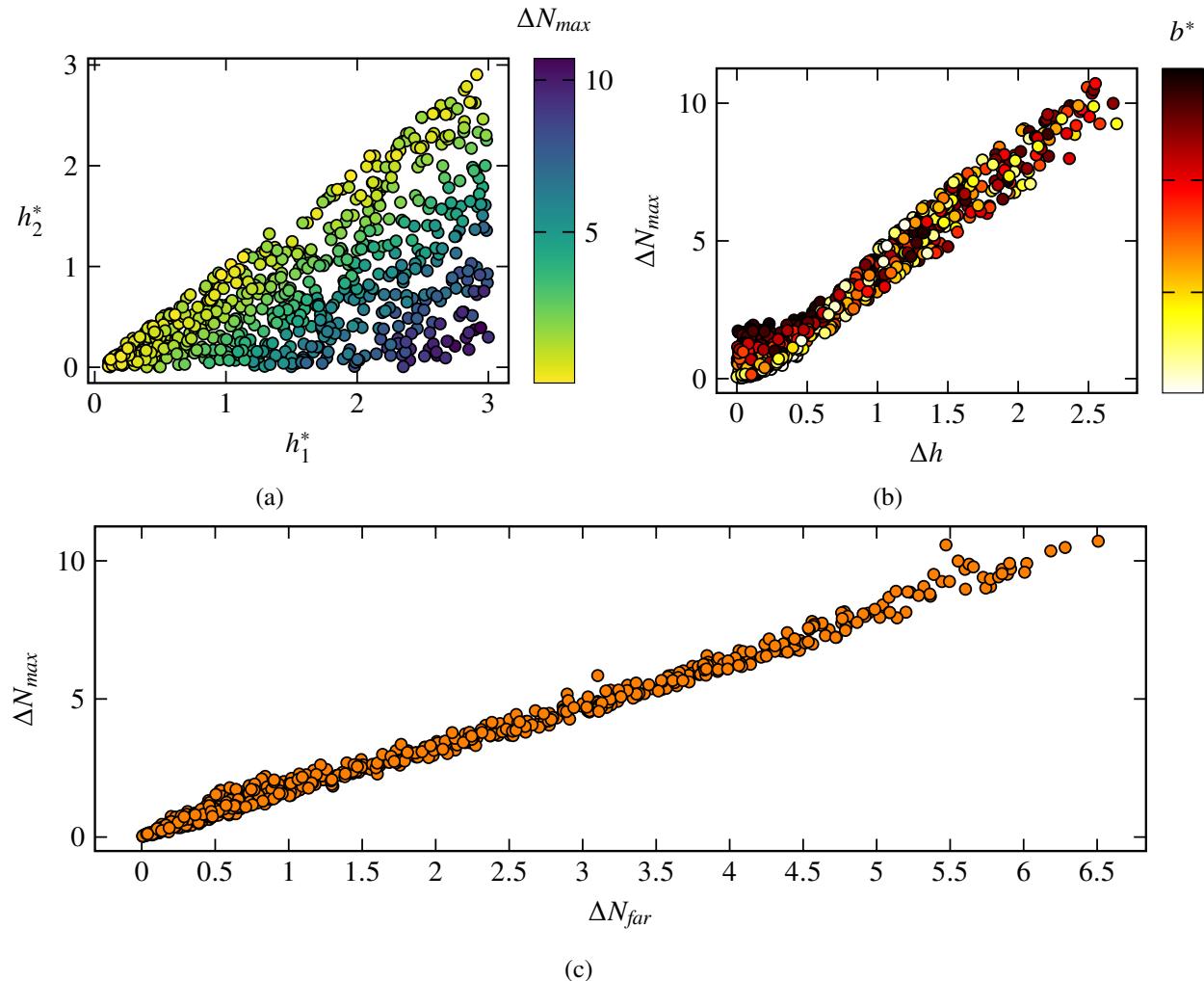


Figure 15: (a)-(b) Evolution of ΔN_{max} as a function of geometric parameters and (c) evolution of ΔN_{max} as a function of ΔN_{far} .

4.4. Neural network predictions and validation

An attempt of the authors to predict the ΔN_{far} and ΔN_{max} by linear techniques was not conclusive, so the use of non-linear models with neural networks is preferred.

4.4.1. Implemented neural networks

Given the relatively small number of samples in the database, the neural networks used in this work have a rather simple architecture. Neural network with different structures regarding the number of hidden layers and the number of neurons in each layer are considered. The structure of these networks is detailed in table 1. Each of these models is based on a rectified linear unit (ReLU) activation function and an Adam optimizer. Adam optimization is a stochastic gradient descent method used to minimize the cost function. Each training of the network is performed on a normalized training dataset representing 80% of the total dataset (*i.e.* 600 samples) and randomly selected, while the validation is done on the remaining 20% which have never been seen by the network (*i.e.* 150 samples).

Table 1: Details of networks architectures and results. Architecture of the network corresponds to the number of neurons in each layer.

Network	Architecture	Number of parameters	ϵ_{MAE}
A	[4 - 80 - 2]	562	0.045 (± 0.005)
B	[4 - 20 - 20 - 2]	562	0.051 (± 0.005)
C	[4 - 15 - 15 - 15 - 2]	587	0.054 (± 0.007)

We consider a learning base $(\mathbf{x}_1^{(i)}, \dots, \mathbf{x}_k^{(i)}, y^{(i)})$ with n observations, where $\mathbf{x}^{(i)}$ are the input variables of the i -th observation and $y^{(i)}$ the variable to be predicted. The loss function to be minimized by the network during training is defined as the mean square error between the real values $y^{(i)}$ and the values predicted by the neural network $\tilde{y}^{(i)}$:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\tilde{y}^{(i)} - y^{(i)})^2. \quad (15)$$

The evolution of the loss function during the training process is plotted on figure 16 as a function of the number of epochs, *i.e.* the number of times that the network sees the training dataset entirely and adapts its weights and biases. An early stopping criterion is used to limit overfitting, stopping the training when the validation error no longer improved. Thus, a learning loop will check at the end of each epoch if the loss function has not decreased since the last 5 epochs. The learning of the network is completed when the decrease stops.

When the model is trained several times, the results may be slightly different. A K -fold cross-validation is therefore used to get an indication of the model performance. The database is divided into 5 groups from which one sample is chosen as the validation set while the other 4 constitute the training set. After training, a validation performance criterion is obtained. This operation is repeated by selecting another validation sample among the predefined blocks, and at the end of the procedure 5 performance scores are obtained, one per fold. The metric used to quantify the accuracy of the models is the Mean Absolute Error (MAE) ϵ_{MAE} described below:

$$\epsilon_{MAE} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m |y^{(i)} - \tilde{y}^{(i)}|, \quad (16)$$

m being the size of the validation dataset. Mean and standard deviation of the five MAE scores are listed in table 1 for each network.

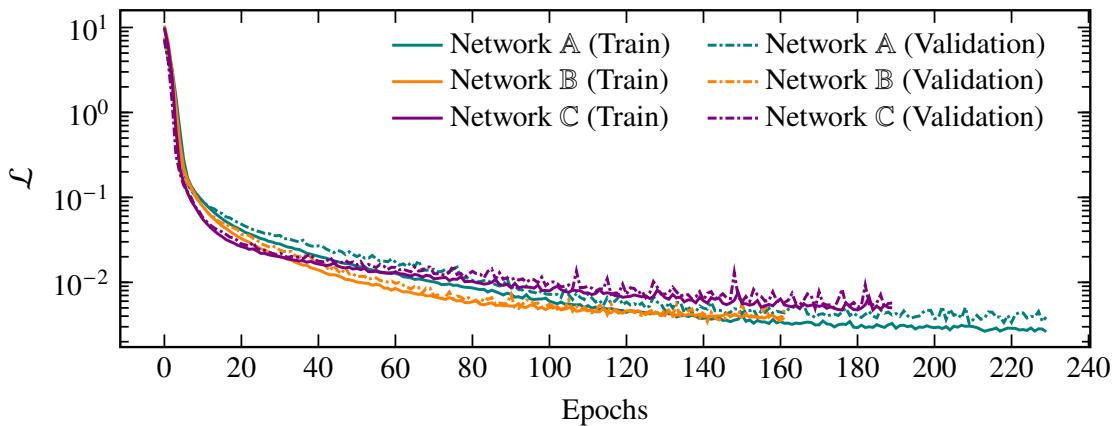


Figure 16: Evolution of the loss function \mathcal{L} according to the number of epochs of the training process.

4.4.2. Validation of neural network results

Once validated, the NN model predictions are compared to the experimental results of Methel et al. (2021). These authors have investigated experimentally the effect of gaps on transition on a flat plate with wall suction. Some cases without suction were extracted to be compared with the ΔN_{far} predictions from the NN. This comparison can be found in table 2. Taking into account the value of ΔN_{far} rather than ΔN_{max} is justified on figure 18 in so far as the experimental transition point is located far enough from the defect that the effects due to ΔN_{max} are no longer apparent. This figure will be analyzed in more detail in section 5. Note that all these geometrical configurations are out of the learning zone, since the networks have never studied defects for which $h_1^* = h_2^*$. Moreover, the last two gaps are also out of the learning zone in terms of widths. This may have an effect on the performance of the models. Nevertheless, the orders of magnitude of the predictions are respected and the agreement between the ΔN_{Exp} obtained experimentally and the ΔN_{far} predicted is good considering the ϵ_{MAE} value of each NN.

Table 2: Comparison between Methel et al. (2021) experimental results on a gap and the ΔN_{far} predicted by the NN.

$Re_{\delta_{1,d}}$	$h_1^* = h_2^*$	b^*	ΔN_{Exp}	$\Delta N_{far \text{ A}}$	$\Delta N_{far \text{ B}}$	$\Delta N_{far \text{ C}}$
1640	1.90	3.80	0.15	0.01	0.07	0.06
1640	1.90	12.70	0.34	0.49	0.60	0.58
1640	1.90	22.20	0.96	1.18	1.16	1.22
1640	1.90	28.60	2.20	1.65	1.48	1.73

In order to verify the network's ability to correctly predict the ΔN outside of its training area, Wang and Gaster (2005) experimental results on BFS were reproduced. The parameter h_2^* is set to zero, while the parameter b^* is set to zero in a first step and set to 20 in a second step, to approximate as closely as possible the geometry of a BFS. A case with $b^* = 0$ is geometrically close to a BFS, while the $b^* = 20$ case allows us to perceive the effect of a large width associated with a zero height h_2^* on the behavior of the neural network. This configuration does not make sense from a physical point of view. Both cases are situated outside the learning area of the networks. Neural predictions are also compared to the following correlations from Hildebrand et al. (2020):

$$\Delta N_{Wang} = \begin{cases} 0 & \text{if } h^* < 0.35, \\ 4h^* - 1.4 & \text{if } h^* \geq 0.35, \end{cases} \quad (17)$$

and

$$\Delta N_{Hild} = \begin{cases} 2.47h^*{}^2 + 0.62h^* & \text{if } h^* < 0.38, \\ 3h^* - 0.55 & \text{if } h^* \geq 0.38. \end{cases} \quad (18)$$

Note that the ΔN_{Wang} correlation is a linear relation extrapolated by Hildebrand et al. (2020) from the experimental data of Wang and Gaster (2005) using a least squares method. As indicated by Hildebrand et al. (2020), the numerical results leading to correlation (18) as well as the Wang's experimental points correspond to cases for which the transition position is located far enough downstream of the defect so that the transition is not related to the N -factor overshoot (ΔN_{max} in this paper). The comparison of the neural results with the literature is therefore made with the predictions of ΔN_{far} . Results from network B are plotted in figure 17 and show reasonable agreement between the experiment and the neural predictions, keeping in mind that the network has not been trained with a pure BFS configuration. Considering that Wang and Gaster (2005) assume the uncertainty on the transition position uncertainty to be about ± 5 mm on a flat plate configuration, the uncertainty on the experimental ΔN can fairly be considered around ± 0.1 . The observed differences between both $b^* = 0$ and $b^* = 20$ cases are almost invisible and suggest that the network behaves identically regardless of the width when $h_2^* = 0$. The NN results corresponding to $Re_{\delta_{1,d}} > 2000$, located outside the training region for the Reynolds number, are represented by filled symbols to differentiate them and have a larger error compared to the experimental results. Moreover, for $h_1^* > 1.2$, our results are located between the curves corresponding to correlations (17) and (18). Finally, the neural results corresponding to the cases $h_1^* < 0.9$ and $h_1^* > 1.7$ have been obtained by considering an arbitrary $Re_{\delta_{1,d}} = 1600$ and are only compared with the correlations. These cases show an excellent agreement with the relation of Hildebrand et al. (2020), and prove again the robustness of neural network models for defect cases outside the training range.

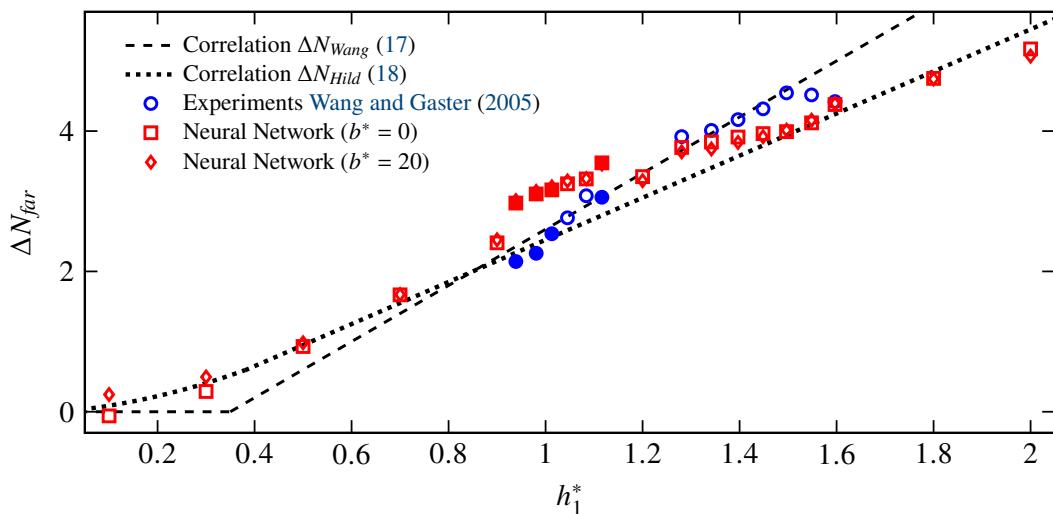


Figure 17: Comparaison between predictions of network B, wind tunnel experiments of Wang and Gaster (2005) and empirical correlations for BFS. The filled symbols (●■♦) correspond to ranges of $Re_{\delta_{1,d}}$ for which the network has not been trained.

5. Discussion on the use of neural network

Developed neural models for ΔN prediction are restricted to two-dimensional and incompressible flows. However, they represent a first step towards modelling of surface defects' influence on transition in flight conditions. Their range of use for each of the input parameters is summarized in Table 3.

Table 3: Range of input parameters (in absolute value) for which the neural networks A, B and C were trained.

$Re_{\delta_{1,d}}$	h_1^*	h_2^*	b^*
[901.532 – 1999.41]	[0.104 – 2.999]	[0.0009 – 2.904]	[0.515 – 14.977]

The use of neural models implies that the user must dispose of the envelope curve of the N -factor corresponding to the smooth case. This curve is usually obtained by an LST calculation. Guidelines are provided on how to use the neural network, as illustrated by figure 18. The defect considered is a gap of heights $h_1^* = h_2^* = 1.9$, width $b^* = 12.7$ and located at $Re_{\delta_{1,d}} = 1640$. Experimental results from [Methel et al. \(2021\)](#) yield $N_{tr} = 6.2$. In a first step, the user can check if the transition N_{tr} is reached thanks to the effect of the N_{max} by adding the ΔN_{max} predicted by the NN to the smooth case N -factor at the location of the surface irregularity, or immediately downstream of the defect in a limit $0 \leq (x - x_d) < 100 \delta_{1,d}$. This limit remains arbitrary but allows to stay in a region where the N_{max} effects are noticeable according to the study of the database by the authors. The addition of the ΔN_{max} corresponds to the purple curve in figure 18 and in this case, the N -factor remains smaller than N_{tr} . In a more general case, if the ΔN_{max} is not sufficient to exceed the N_{tr} , the user can then use the prediction of the ΔN_{far} to get an indication of the defect influence. Since ΔN_{far} is extracted by Pims2D quite early in the flow, once $d\Delta N/dx$ becomes constant after the ΔN_{max} effects have dissipated, the predicted value is rather conservative. Addition of the smooth case and the neural prediction of ΔN_{far} corresponds to the green curve in figure 18. The difference in transition position Δx_{tr} between the LNS calculations and the neural results is about $11 \delta_{1,d}$, i.e. in this case $\Delta x_{tr,LNS} \approx 0.0012$ m. In order to properly illustrate this example, the addition of the experimental ΔN to the smooth case corresponds to the orange curve. The difference between the experimental and NN-predicted transition position is about $63 \delta_{1,d}$, i.e. $\Delta x_{tr,Exp} \approx 0.0073$ m.

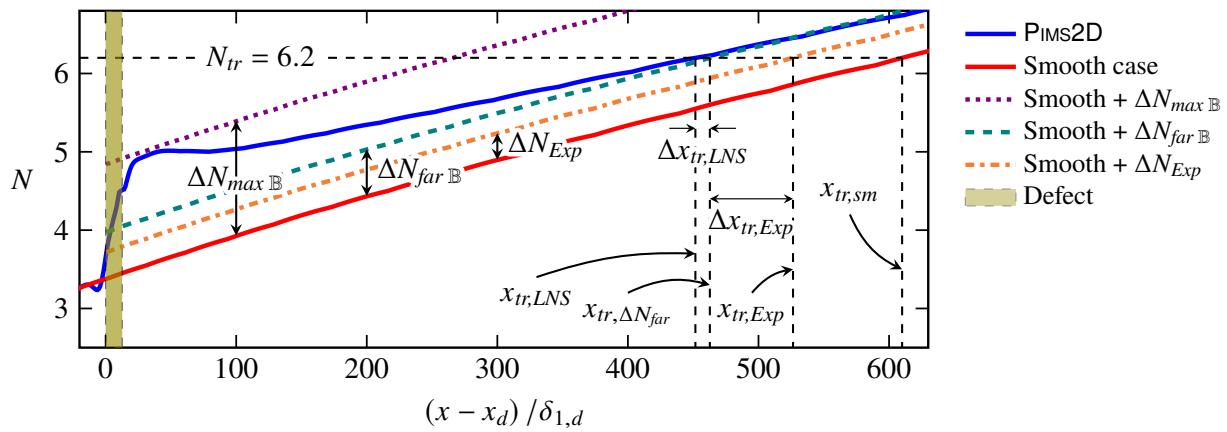


Figure 18: Comparison between the envelope curve obtained by LNS and by the predictions of the NN B for the second case of table 2.

For comparison, the computation time to obtain a prediction from the neural network is 0.2 s, while the computation of the N -factor envelope curve by Pims2D of the second case on table 2 required 12 576 s (739 s for the base flow and 11 837 s for the LNS computation of the 91 reduced frequencies). Note that the LNS computation time can however be reduced by considering fewer frequencies but losing accuracy. For information, the time required to train the three networks was 39 s with an Intel(R) Xeon(R) Gold 6130 CPU @ 2.10 GHz. The difference in computational time between using NN and numerical resolution by stability analysis is therefore clear and significantly in favor of the models.

Nevertheless, the method of predicting the different ΔN presented in this work has some limitations. The first important remark is that the predictions from the NN are only valid for a TS wave induced transition. Potential global instabilities that can occur for specific geometries have not been studied in this paper. It should be noted that the presence of global instability mechanisms prevents the resolution of the base flow by Pims2D since no stationary solution exists. The transition processes considered here will therefore only involve natural transition paths, *i.e.* for which the transition is due to the exponential growth of TS waves by modal amplification.

Secondly, the neural models are limited to a certain range of parameters corresponding to those on which the NN have been trained. The robustness of the results outside the training range is not guaranteed. Besides, the same problem exists for the empirical correlations which are only valid within the range of experimentally studied parameters. However, the predictions corresponding to the BFS and presented on figure 17 seem to indicate that the networks do not make erroneous predictions as long as the physical mechanisms involved in the transition process remain the same, although there is a slightly larger difference between the neural predictions and the experimental ΔN when the $Re_{\delta_{1,d}}$ is out of the learning zone.

Finally, it has been shown by Hildebrand et al. (2020) that the location of the transition position could not always be deduced from the knowledge of the values ΔN_{max} and ΔN_{far} . There are two instances of BFS in this paper ($h_1^* = 1.12$ and $h_1^* = 1.6$) for which the transition position does not correspond to the abscissa at which the envelope N -factor reaches the N_{tr} value, but rather seems to result from a different physical mechanism. Furthermore, the LNS calculations do not allow the determination of a transition position that could have provided the value of the transition ΔN . The proposed method is therefore only a first approach to the problem considered and various improvements can be made to enhance the accuracy of the models.

6. Conclusion

A new method for predicting the transition to turbulence of incompressible two-dimensional boundary layers in the presence of gap-shaped surface defects has been presented. This method is based on the e^N method and a neural network is used to determine the value of the ΔN_{max} and ΔN_{far} generated by the surface irregularity when the transition is driven by a natural transition scenario induced by the Tollmien-Schlichting waves amplification. The proposed model relies on four distinct parameters defining the geometry of the defect and its aerodynamic environment which are its two heights h_1 and h_2 , its width b and the Reynolds number based on the displacement thickness of a Blasius boundary layer at the defect position $Re_{\delta_{1,d}}$.

A database of 750 surface defects was generated with the Pims2D code whose advantage is to be quite flexible in the creation of the mesh, allowing to easily implement boundary layer stability calculations, while the currently existing methods for the transition prediction in presence of defects are rather complex to implement. This code has been validated in the case of a flat plate and around a backward-facing step, showing good agreement with results from LST or AHLNS calculations.

Three neural networks of different architectures have been developed and trained to predict the ΔN_{max} and ΔN_{far} using this database. The models have been trained for incompressible flows without pressure gradient, for Reynolds numbers $Re_{\delta_{1,d}} \in [900 - 2000]$ and step-and-gap defects of dimensions $h_1^* \in [0.1 - 3]$, $h_2^* \in [0 - 3]$ and $b^* \in [0.5 - 15]$. The average error committed by the model is around 5×10^{-2} on either ΔN , which provides a fairly robust prediction of the criticality of the surface irregularity. Contrary to the empirical correlations existing in the literature, the model generated by the network generalizes to any type of gap as long as the characteristics of the defect are within the range of parameters studied by the network. The parametrization of the surface defects allows the model to be extend to other defects, for example for BFS, by setting the parameters h_2^* and b^* to zero. Encouraging results have been presented in this sense.

In future work, some limitations must be overcome to further improve the efficiency of transition prediction by neural networks. The first way of improvement would be to extend the operating range of the networks by considering larger gap widths and a wider range of Reynolds numbers. This would allow the models to increase their range of use, with a better consideration of real flight conditions, especially with respect to Reynolds number. In addition, the models could be improved by also considering defects such as FFS and bumps, whose parametric representation would be similar to the gaps and BFS studied here. Two input parameters could also be added to the models for a better representation of the real flight conditions. First, stability calculations in compressible regime (subsonic and/or transonic) could be implemented to take into account the influence of the Mach number on the stability of the boundary layer. Moreover, the influence of a pressure gradient could also be taken into account in the models for a better representation of the NLF wing profiles. Finally, a last natural extension of the code, and thus of the neural models, would be the resolution of three-dimensional boundary layers to be able to simulate real surface defects and thus understand the influence of the latter on the development of crossflow instabilities. Despite their rather simple architecture, the neural networks used here produced good results, given the size of our dataset (750 samples). In order to handle larger volumes of data, it may be necessary to move on to more advanced architectures such as convolutional neural networks (see for example Guastoni et al. (2021)).

Funding Statement. This work has been partly funded within the frame of the Joint Technology Initiative JTI Clean Sky 2, AIRFRAME Integrated Technology Demonstrator platform "AIRFRAME ITD" (contract CSU-CS2-GAM-AIR-2020-945521) being part of the Horizon 2020 research and Innovation framework programme of the European Commission."

Declaration of Interests. The authors report no conflict of interest.

Author Contributions. A.R., F.M. and L.P. were involved on the fluid mechanics part, while A.R., S.G. and E.S. worked on the development of neural networks.

Data Availability Statement. Further details on underlying data are available from the corresponding author (F.M.).

Ethical Standards. The research meets all ethical guidelines, including adherence to the legal requirements of the study country.

Supplementary Material. The three neural networks developed in this study are available at the following address: <https://doi.org/10.5281/zenodo.7101195> (Rouviere et al., 2022). The repository also includes a Python script named Main.py and a Jupyter script named Main.ipynb that provide detailed explanations and examples on how to use these neural networks.

References

- Alam, M. & Sandham, N.D. (2000). Direct Numerical Simulation of ‘Short’ Laminar Separation Bubbles with Turbulent Reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 410, 1-28. <https://doi.org/10.1017/S0022112099008976>
- Arnal, D. (1994). Boundary layer transition: Predictions based on linear theory. In Special Course on Progress in Transition Modelling (p. 2.1-2.63).
- Balay, S., Abhyankar, S., Adams, M. F., Benson, S., Brown, J., Brune, P., Buschelman, K., Constantinescu, E. M., Dalcin, L., Dener, A., Eijkhout, V., Gropp, W. D., Hapla, V., Isaac, T., Jolivet, P., Karpeev, D., Kaushik, D., Knepley, M. G., Kong, F., ... Zhang, J. (2021). PETSc web page. <https://petsc.org/>
- Beguet, S., Perraud, J., Forte, M. & Brazier, J.-Ph. (2017). Modeling of transverse gaps effects on boundary-layer transition. *Journal of Aircraft*, 54(2), 794–801. <https://doi.org/10.2514/1.C033647>
- Braslow, A. L. (1999). A history of suction-type laminar-flow control with emphasis on flight research. Monographs in Aerospace History. NASA History Division, Office of Policy and Plans, NASA Headquarters
- Crouch, J. D., Crouch, I. W. M. & Ng, L. L. (2002). Transition prediction for three-dimensional boundary layers in computational fluid dynamics applications. *AIAA Journal*, 40(8), 1536–1541. <https://doi.org/10.2514/2.1850>
- Crouch, J. D. & Kosorygin, V. S. (2020). Surface step effects on boundary-layer transition dominated by Tollmien–Schlichting instability. *AIAA Journal*, 58(7), 2943–2950. <https://doi.org/10.2514/1.J058518>
- Crouch, J. D., Kosorygin, V. S. & Sutanto, M. I. (2020, June). Modeling gap effects on transition dominated by Tollmien–Schlichting instability. *AIAA Aviation 2020 Forum*. <https://doi.org/10.2514/6.2020-3075>
- Crouch, J. D. and Kosorygin, V. S. and Sutanto, M. I. & Miller, G. D. (2022). Characterizing surface-gap effects on boundary-layer transition dominated by Tollmien–Schlichting instability. *Flow, Volume 2*, E8. <https://doi.org/10.1017/flo.2022.1>
- Duncan, G. T. and Crawford, B. and Tufts, M. and Saric W. S. & Reed, H. L. (2014, January). Effects of step excrescences on a swept wing in a low-disturbance wind tunnel. *AIAA 2014-0910. 52nd Aerospace Sciences Meeting*. <https://doi.org/10.2514/6.2014-0910>

- Edelmann, C. A. & Rist, U. (2015). Impact of forward-facing steps on laminar-turbulent transition in transonic flows. *AIAA Journal*, 53(9), 2504–2511. <https://doi.org/10.2514/1.J053529>
- Eppink, L. L., Wlezien, R. W., King, R. A. & Choudhari, M. (2018). Interaction of a backward-facing step and crossflow instabilities in boundary-layer transition. *AIAA Journal* 2018 56:2, 497–509. <https://doi.org/10.2514/1.J056267>
- Franco Sumariva, J. A., Hein, S. & Valero, E. (2020). On the influence of two-dimensional hump roughness on laminar–turbulent transition. *Physics of Fluids*, 32(3), 034102. <https://doi.org/10.1063/1.5131577>
- Giannopoulos, A. & Aider, J.-L. (2020). Prediction of the dynamics of a backward-facing step flow using focused time-delay neural networks and particle image velocimetry data-sets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 82, 108533. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108533>
- Guastoni, L., Güemes, A., Ianiro, A., Discetti, S., Schlatter, P., Azizpour, H., & Vinuesa, R. (2021). Convolutional-network models to predict wall-bounded turbulence from wall quantities. *Journal of Fluid Mechanics*, 928, A27. <https://doi.org/10.1017/jfm.2021.812>
- Hecht, F. (1998). The mesh adapting software: Bamg. INRIA.
- Hecht, F. (2012). New development in FreeFem++. *Journal of Numerical Mathematics*, 20(3–4), 251–265.
- Hildebrand, N., Choudhari, M. M. & Paredes, P. (2020). Predicting boundary-layer transition over backward-facing steps via linear stability analysis. *AIAA Journal*, 58(9), 3728–3734. <https://doi.org/10.2514/1.J059713>
- Hornik, K., Stinchcombe, M. & White, H. (1989). Multilayer feedforward networks are universal approximators. *Neural Networks*, 2(5), 359–366. [https://doi.org/10.1016/0893-6080\(89\)90020-8](https://doi.org/10.1016/0893-6080(89)90020-8)
- Joslin, R. D. (1998). Overview of laminar flow control. NASA / TP-1998-208705. <https://ntrs.nasa.gov/citations/19980232017>
- Mack, L. (1977). Transition prediction and linear stability theory. AGARD CP-224, 13–22.
- Marec, J.-P. (2001). Drag Reduction: A Major Task for Research. In P. Thiede (Ed.), *Aerodynamic drag reduction technologies* (pp. 17–27). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-540-45359-8_3
- McKay, M. D., Beckman, R. J. & Conover, W. J. (1979). A comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code. *Technometrics: A Journal of Statistics for the Physical, Chemical, and Engineering Sciences*, 21(2), 239–245.
- Methel, J., Forte, M., Vermeersch, O. & Casalis, G. (2021). Experimental investigation on the effect of forward-facing steps and gaps combined with wall suction on boundary layer transition. *Experiments in Fluids*, 63(1), 21. <https://doi.org/10.1007/s00348-021-03361-x>
- Perraud, J. & Seraudie, A. (2000, September). Automatic transition predictions using simplified methods. Effects of steps and gaps on 2D and 3D transition. In European Congress on Comp. Methods in Applied Science and Eng., ECCOMAS (pp. 11–14).
- Perraud, J., Arnal, D., Casalis, G., Archambaud, J.-P. & Donelli, R. (2009). Automatic transition predictions using simplified methods. *AIAA Journal*, 47(11), 2676–2684. <https://doi.org/10.2514/1.42990>
- Perraud, J., Arnal, D. & Kuehn, W. (2014). Laminar-turbulent transition prediction in the presence of surface imperfections. *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation*, 6(3–4), 162–170. <https://doi.org/10.1504/IJESMS.2014.063129>
- Rouviere, A., Pascal, L., Méry, F., Simon, E. & Gratton, S. (2022). Neural prediction model for transition onset of a Boundary-Layer in presence of 2D surface defects. Zenodo. <https://doi.org/10.5281/zenodo.7101195>
- Smith, A. M. O. & Gamberoni, N. (1956). Transition, pressure gradient and stability theory. Douglas Aircraft Company, El Segundo Division.
- Thomas, C., Mughal, S. M., Roland, H., Ashworth, R. & Martinez-Cava, A. (2018). Effect of small surface deformations on the stability of Tollmien–Schlichting disturbances. *AIAA Journal*, 56(6), 2157–2165. <https://doi.org/10.2514/1.J056821>
- Tuft, M. W., Reed, H. L., Crawford, B. K., Duncan, G. T. & Saric, W. S. (2017). Computational investigation of step excrescence sensitivity in a swept-wing boundary layer. *Journal of Aircraft* 2017 54:2, 602–626. <https://doi.org/10.2514/1.C033892>
- van Ingen, J. L. (2008). The eN method for transition prediction. Historical review of work at TU delft. In 38th fluid dynamics conference and exhibit (pp. 1–49). <https://doi.org/10.2514/6.2008-3830>
- van Ingen, J. L. (1956). A suggested semi-empirical method for the calculation of the boundary layer transition region. Technische Hogeschool Delft, Vliegtuigbouwkunde, Rapport VTH-74.
- Wang, Y. X. & Gaster, M. (2005). Effect of surface steps on boundary layer transition. *Experiments in Fluids*, 39(4), 679–686. <https://doi.org/10.1007/s00348-005-1011-7>
- Worner, A., Rist, U. & Wagner, S. (2003). Humps/steps influence on stability characteristics of two-dimensional laminar boundary layer. *AIAA Journal*, 41(2), 192–197. <https://doi.org/10.2514/2.1960>
- Zafar, M. I., Choudhari, M. M., Paredes, P. & Xiao, H. (2021). Recurrent neural network for end-to-end modeling of laminar–turbulent transition. *Data-Centric Engineering*, 2. <https://doi.org/10.1017/dce.2021.11>
- Zafar, M. I., Xiao, H., Choudhari, M. M., Li, F., Chang, C.-L., Paredes, P. & Venkatachari, B. (2020). Convolutional neural network for transition modeling based on linear stability theory. *Physical Review Fluids*, 5(11), 113903. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.5.113903>

Bibliographie

- [1] Scikit-Learn : Machine learning in Python. URL <https://scikit-learn.org/stable/index.html>.
Cité page 141
- [2] Abu-Ghannam B.J. et Shaw R. Natural transition of boundary layers—The effects of turbulence, pressure gradient, and flow history. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 22(5) :213–228, Octobre 1980. ISSN 0022-2542. doi : 10.1243/JMES_JOUR_1980_022_043_02.
Cité page 32
- [3] Air & Cosmos. Airbus : le projet Blade, Mars 2020. URL <https://air-cosmos.com/article/airbus-le-projet-blade-22855>.
Cité page 2
- [4] Alam M. et Sandham N.D. Direct numerical simulation of ‘short’ laminar separation bubbles with turbulent reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 410 :1–28, Mai 2000. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112099008976.
Cité page 78
- [5] Alizard F. Etude de stabilité linéaire globale d’écoulement fortement décollé de couche limite de plaque plane. PhD thesis, Arts et Métiers ParisTech, Paris, France, Décembre 2007.
Cité page 21
- [6] Alizard F. et Robinet J.C. Spatially convective global modes in a boundary layer. *Physics of Fluids*, 19 (11) :114105, Novembre 2007. ISSN 1070-6631. doi : 10.1063/1.2804958.
Cité page 60
- [7] Amestoy P., Duff I.S., Koster J. et L'Excellent J.Y. A fully asynchronous multifrontal solver using distributed dynamic scheduling. *SIAM Journal on Matrix Analysis and Applications*, 23(1) :15–41, 2001.
Cité page 66
- [8] Anderson B.T. et Meyer R.R. Effects of wing sweep on in-flight boundary-layer transition for a laminar flow wing at Mach numbers from 0.60 to 0.79. Rapport Technique H-1565, NASA, Juillet 1990.
Cité page 37
- [9] Andersson P., Berggren M. et Henningson D.S. Optimal disturbances and bypass transition in boundary layers. *Physics of Fluids*, 11(1) :134–150, Janvier 1999. ISSN 1070-6631. doi : 10.1063/1.869908.
Cité page 18
- [10] Archambaud J.P., Louis F., Seraudie A., Arnal D. et Carrier G. Natural transition in supersonic flows : Flat plate, swept cylinder, swept wing. Dans *34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juin 2004. doi : 10.2514/6.2004-2245.
Cité page 32
- [11] Arnal D. Transition prediction in transonic flow. Dans Zierep J. et Oertel H., editors, *Symposium Transsonicum III*, International Union of Theoretical and Applied Mechanics, pages 253–262, Berlin, Heidelberg, 1989. Springer. ISBN 978-3-642-83584-1. doi : 10.1007/978-3-642-83584-1_21.
Cité page 32
- [12] Arnal D. Boundary layer transition : Predictions based on linear theory. Dans *Special Course on Progress in Transition Modelling*, AGARD-R-793, pages 2.1 – 2.63. Avril 1994. 2 citations, pages 22 et 32

- [13] Arnal D., Habiballah M. et Coustols E. Laminar instability theory and transition criteria in two and three-dimensional flow. *La Recherche Aerospatiale (English Edition)*, 2 :45–63, Janvier 1984. ISSN 0379-380X. *Cité page 32*
- [14] Balay S., Abhyankar S., Adams M.F., Benson S., Brown J., Brune P., Buschelman K., Constantinescu E.M., Dalcin L., Dener A., Eijkhout V., Gropp W.D., Hapla V., Isaac T., Jolivet P., Karpeev D., Kaushik D., Knepley M.G., Kong F., Kruger S., May D.A., McInnes L.C., Mills R.T., Mitchell L., Munson T., Roman J.E., Rupp K., Sanan P., Sarich J., Smith B.F., Zampini S., Zhang H., Zhang H. et Zhang J. [PETSc Web page](https://petsc.org/), 2021. URL <https://petsc.org/>. *Cité page 66*
- [15] Barahona Lopez M. . PhD thesis, Delft University of Technology, Delft, Pays-Bas, Mai 2022. *Cité page 41*
- [16] Barkley D., Gomes M.G.M. et Henderson R.D. [Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 473 :167–190, Décembre 2002. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S002211200200232X. *Cité page 26*
- [17] Beguet S., Perraud J., Forte M. et Brazier J.P. [Modeling of transverse gaps effects on boundary-layer transition](#). *Journal of Aircraft*, 54(2) :794–801, Mars 2017. doi : 10.2514/1.C033647. *4 citations, pages 42, 43, 44 et 45*
- [18] Bertolotti F.P., Herbert T. et Spalart P.R. [Linear and nonlinear stability of the Blasius boundary layer](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 242 :441–474, Septembre 1992. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112092002453. *Cité page 28*
- [19] Blasius H. Grenzschichten in flüssigkeiten mit kleiner reibung. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, 56 :1–37, 1908. *Cité page 160*
- [20] Boeing C. [Selected advanced aerodynamic and active control concepts development](#). Rapport Technique D6-46705, Boeing, Janvier 1980. *2 citations, pages 37 et 38*
- [21] Boffi D., Brezzi F. et Fortin M. [Mixed finite element methods and applications](#), volume 44 of *Springer Series in Computational Mathematics*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013. ISBN 978-3-642-36518-8 978-3-642-36519-5. doi : 10.1007/978-3-642-36519-5. *Cité page 64*
- [22] Bonaccorsi J.C. Études expérimentales et numériques de l’effet de déformations de surface sur la transition laminaire-turbulent. PhD thesis, École nationale supérieure de l’aéronautique et de l’espace, Toulouse, France, Décembre 2002. *Cité page 49*
- [23] Borodulin V.I., Kachanov Y.S. et Koptsev D.B. [Experimental study of resonant interactions of instability waves in a self-similar boundary layer with an adverse pressure gradient : I. Tuned resonances](#). *Journal of Turbulence*, 3 :N62, Janvier 2002. doi : 10.1088/1468-5248/3/1/062. *Cité page 67*
- [24] Braslow A.L. [A history of suction-type Laminar-Flow Control with emphasis on flight research](#). Monographs in Aerospace History. NASA History Division, Office of Policy and Plans, NASA Headquarters, 1999. *Cité page 38*
- [25] Brown S.N. et Stewartson K. [On the reversed flow solutions of the Falkner-Skan equation](#). *Mathematika*, 13(1) :1–6, Juin 1966. ISSN 2041-7942, 0025-5793. doi : 10.1112/S0025579300004125. *Cité page 163*
- [26] Bulgubure C. et Arnal D. Dassault Falcon 50 Laminar flow flight demonstrator. Dans *First European Forum on Laminar Flow Technology*, pages 11–11, Hamburg, Allemagne, 1992. *Cité page 36*
- [27] Butler K.M. et Farrell B.F. [Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow](#). *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(8) :1637–1650, Août 1992. ISSN 0899-8213. doi : 10.1063/1.858386. *Cité page 30*

- [28] Bégou G. **Prévision de la transition laminaire-turbulent dans le code elsA par la méthode des paraboles**. These de doctorat, Toulouse, ISAE, Janvier 2018. *Cité page 32*
- [29] Carmichael B.H. Surface waviness criteria for swept and unswept laminar suction wings. Rapport Technique NOR-59-438 (BLC-123), Norair, 1959. *Cité page 45*
- [30] Carpenter P.W. et Porter L.J. **Effects of passive porous walls on boundary-layer instability**. *AIAA Journal*, 39(4) :597–604, Avril 2001. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/2.1381. *Cité page 20*
- [31] Chauvat G. **Receptivity, stability and sensitivity analysis of two- and three-dimensional flows**. PhD thesis, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Suède, Décembre 2020. *Cité page 56*
- [32] CleanSky2. Go with the flow: Clean Sky's hybrid laminar flow control demo, 2018. URL <https://www.clean-aviation.eu/media/results-stories/go-with-the-flow-clean-skys-hybrid-laminar-flow-control-demo>. *Cité page 2*
- [33] Collis S.S. et Lele S.K. Receptivity to surface roughness near a swept leading edge. *Journal of Fluid Mechanics*, 380 :141–168, Février 1999. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112098003449. *Cité page 29*
- [34] Colombie A. **Amélioration de la prévision du refroidissement par impact à l'aide d'un modèle de turbulence au second ordre**. PhD thesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO) Université de Toulouse, 2022. *Cité page xi*
- [35] Cossu C. et Chomaz J.M. Global measures of local convective instabilities. *Physical Review Letters*, 78(23) :4387–4390, Juin 1997. doi : 10.1103/PhysRevLett.78.4387. *Cité page 25*
- [36] Costantini M., Risius S. et Klein C. Experimental investigation of the effect of forward-facing steps on boundary layer transition. *Procedia IUTAM*, 14 :152–162, Janvier 2015. ISSN 2210-9838. doi : 10.1016/j.piutam.2015.03.036. *Cité page 44*
- [37] Cousteix J. **Couche limite laminaire**. Numéro vol. 1 dans Aérodynamique. Cépaduès, 1989. ISBN 2-85428-208-6. *Cité page 16*
- [38] Cousteix J. **Turbulence et couche limite**. Numéro vol. 2 dans Aérodynamique. Cépaduès, 1989. ISBN 2-85428-210-8. *Cité page 21*
- [39] Crouch J., Crouch I. et Ng L. Estimating the laminar/turbulent transition location in three-dimensional boundary layers for CFD applications. Dans *15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juin 2001. doi : 10.2514/6.2001-2989. *Cité page 33*
- [40] Crouch J., Kosorygin V. et Ng L. Modeling the effects of steps on boundary-layer transition. Dans Govindarajan R., editor, *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*, Fluid Mechanics and Its Applications, pages 37–44, Dordrecht, Pays-Bas, 2006. Springer Netherlands. ISBN 978-1-4020-4159-4. doi : 10.1007/1-4020-4159-4_4. *6 citations, pages 47, 48, 49, 98, 105 et 106*
- [41] Crouch J.D. et Kosorygin V.S. Surface step effects on boundary-layer transition dominated by Tollmien–Schlichting instability. *AIAA Journal*, 58(7) :2943–2950, Juillet 2020. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J058518. *2 citations, pages 98 et 146*
- [42] Crouch J.D. et Ng L.L. Variable N-factor method for transition prediction in three-dimensional boundary layers. *AIAA Journal*, 38(2) :211–216, 2000. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/2.973. *Cité page 32*
- [43] Crouch J.D., Crouch I.W.M. et Ng L.L. Transition prediction for three-dimensional boundary layers in Computational Fluid Dynamics applications. *AIAA Journal*, 40(8) :1536–1541, Août 2002. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/2.1850. *Cité page 5*

- [44] Crouch J.D., Kosorygin V.S. et Sutanto M.I. [Modeling gap effects on transition dominated by Tollmien-Schlichting instability](#). Dans *AIAA AVIATION 2020 FORUM*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juin 2020. doi : 10.2514/6.2020-3075. *8 citations, pages 4, 42, 45, 50, 131, 135, 146 et 147*
- [45] Cybenko G. [Approximation by superpositions of a sigmoidal function](#). *Mathematics of Control, Signals and Systems*, 2(4) :303–314, Décembre 1989. ISSN 1435-568X. doi : 10.1007/BF02551274. *Cité page 138*
- [46] Delaunay B. Sur la sphere vide. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Otdelenie Matematicheskii i Estestvennyka Nauk*, 7 :793–800, 1934. *Cité page 60*
- [47] Drake A., Bender A. et Westphal R. [Transition due to surface steps in the presence of favorable pressure gradients](#). Dans *26th AIAA Applied Aerodynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Honolulu, Hawaii, 2008. doi : 10.2514/6.2008-7334. *Cité page 40*
- [48] Drucker M. [Michel Drucker fond en larmes à la fin de l'hommage à Johnny Hallyday](#), 2018. URL <https://www.youtube.com/watch?v=NWdLNq2i7vI>. *Cité page x*
- [49] Dryden H.L. [Review of published data on the effect of roughness on transition from laminar to turbulent flow](#). *Journal of the Aeronautical Sciences*, 20(7) :477–482, Juillet 1953. doi : 10.2514/8.2693. *Cité page 44*
- [50] Ducaffy F. [Etude expérimentale de l'influence de la rugosité de surface sur la transition laminaire-turbulent d'une couche limite 2d en écoulement incompressible](#). PhD thesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO) Université de Toulouse, 2022. *Cité page xi*
- [51] Ducaffy F., Forte M., Vermeersch O. et Piot E. [An experimental study of the effects of surface roughness on the laminar-turbulent transition of a 2D incompressible boundary-layer](#). Dans *AIAA Scitech 2021 Forum*, AIAA SciTech Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Janvier 2021. doi : 10.2514/6.2021-0247. *Cité page 22*
- [52] EASA. Rapport environnement de l'aviation européenne. Rapport technique, European Union Aviation Safety Agency, 2019. *Cité page 1*
- [53] Edelmann C.A. et Rist U. [Impact of forward-facing steps on laminar-turbulent transition in transonic flows](#). *AIAA Journal*, 53(9) :2504–2511, Septembre 2015. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J053529. *Cité page 4*
- [54] Ehrenstein U. et Gallaire F. [On two-dimensional temporal modes in spatially evolving open flows : The flat-plate boundary layer](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 536 :209–218, Août 2005. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112005005112. *Cité page 60*
- [55] Ehrenstein U. et Gallaire F. [Two-dimensional global low-frequency oscillations in a separating boundary-layer flow](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 614 :315–327, Novembre 2008. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112008003285. *Cité page 26*
- [56] Fage A. [The smallest size of a spanwise surface corrugation which affects boundary-layer transition on an aerofoil](#). Rapport Technique ARC-5950, H.M. Stationery Office, 1943. *3 citations, pages 3, 44 et 45*
- [57] Farrell B.F. [Optimal excitation of perturbations in viscous shear flow](#). *The Physics of Fluids*, 31(8) :2093–2102, Août 1988. ISSN 0031-9171. doi : 10.1063/1.866609. *Cité page 30*
- [58] Fasel H. [Investigation of the stability of boundary layers by a finite-difference model of the Navier-Stokes equations](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 78(2) :355–383, Novembre 1976. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112076002486. *Cité page 26*

- [59] Fedorov A.V. et Khokhlov A.P. [Prehistory of instability in a hypersonic boundary layer](#). *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 14(6) :359–375, Juillet 2001. ISSN 1432-2250. doi : 10.1007/s001620100038. [Cité page 17](#)
- [60] Forte M., Perraud J., Seraudie A., Beguet S., Casalis G. et Gentili L. [Experimental and numerical study of the effect of gaps on laminar turbulent transition of incompressible boundary layers](#). *Procedia IUTAM*, 14 :448–458, Janvier 2015. ISSN 2210-9838. doi : 10.1016/j.piutam.2015.03.073. [2 citations, pages 43 et 45](#)
- [61] Franco Sumariva J.A. et Hein S.J. [Adaptive harmonic linearized Navier-Stokes equations used for boundary layer instability analysis in the presence of large streamwise gradients](#). Dans *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting*, AIAA SciTech Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Janvier 2018. doi : 10.2514/6.2018-1548. [Cité page 29](#)
- [62] Franco Sumariva J.A., Hein S. et Valero E. [On the influence of two-dimensional hump roughness on laminar–turbulent transition](#). *Physics of Fluids*, 32(3) :034102, Mars 2020. ISSN 1070-6631. doi : 10.1063/1.5131577. [2 citations, pages 4 et 29](#)
- [63] Fuller R., Saunders W., Vandsburger U., Fuller R., Saunders W. et Vandsburger U. [Neural network estimation of disturbance growth using a linear stability numerical model](#). Dans *35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Janvier 1997. doi : 10.2514/6.1997-559. [Cité page 32](#)
- [64] Gentili L. [Experimental study of the effect of gaps on the laminar/turbulent transition for incompressible boundary layers](#). Internship Rept, ONERA, Toulouse, France, Août 2012. [2 citations, pages 42 et 43](#)
- [65] Goldstein M.E. [Scattering of acoustic waves into Tollmien-Schlichting waves by small streamwise variations in surface geometry](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 154 :509–529, Mai 1985. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112085001641. [Cité page 22](#)
- [66] Groot K.J. [BiGlobal stability of shear flows : Spanwise & streamwise analyses](#). PhD thesis, Delft University of Technology, Delft, Pays-Bas, Décembre 2018. [Cité page 24](#)
- [67] Görtler H. [On the three-dimensional instability of laminar boundary layers on concave walls](#). PhD thesis, NACA, Washington, USA, Juin 1954. [Cité page 17](#)
- [68] Hardy C. [Contribution au développement de l'apprentissage profond dans les systèmes distribués](#). PhD thesis, Université Rennes 1, Avril 2019. [Cité page 139](#)
- [69] Hecht F. [The mesh adapting software : Bamg](#). Rapport technique, INRIA, Rocquencourt, France, 1998. [2 citations, pages 60 et 61](#)
- [70] Hecht F. [New development in FreeFem++](#). *Journal of Numerical Mathematics*, 20(3-4) :251–265, 2012. ISSN 1570-2820. [Cité page 60](#)
- [71] High Level Group on Aviation Research. [Flightpath 2050 : Europe's vision for aviation : Maintaining global leadership and serving society's needs](#). Publications Office, Luxembourg, Juin 2011. doi : 10.2777/50266. [Cité page 1](#)
- [72] Hildebrand N., Choudhari M.M. et Paredes P. [Predicting boundary-layer transition over backward-facing steps via linear stability analysis](#). *AIAA Journal*, 58(9) :3728–3734, Septembre 2020. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J059713. [13 citations, pages 4, 6, 48, 49, 68, 69, 70, 71, 73, 80, 98, 148 et 150](#)
- [73] Hildebrand N., Mysore PV, Choudhari M.M., Venkatachari B.S. et Paredes P. [Transition prediction of boundary layers in the presence of Backward-Facing Steps](#). *AIAA Journal*, 60(7) :4149–4161, Juillet 2022. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J061296. [2 citations, pages 40 et 82](#)

- [74] Hills D. [The Airbus challenge - Products & Technologies](#). Dans *Symposium 'EADS Engineering Europe*, Budapest, Hongrie, Mai 2008. *Cité page 37*
- [75] Holmes B.J., Obara C.J., Martin G.L. et Domack C.S. [Manufacturing tolerances for Natural Laminar Flow airframe surfaces](#). Dans *General Aviation Aircraft Meeting and Exposition*, page 850863, Avril 1985. doi : 10.4271/850863. *3 citations, pages 3, 44 et 46*
- [76] Hämmerlin G. [Zur instabilitätstheorie der ebenen staupunktströmung](#). Dans Görtler H. et Tollmien W., editors, *50 Jahre Grenzschichtforschung : Eine Festschrift in Originalbeiträgen*, pages 315–327. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, Allemagne, 1955. ISBN 978-3-663-20219-6. doi : 10.1007/978-3-663-20219-6_31. *Cité page 17*
- [77] IATA. Air passenger market analysis – November 2022. Rapport technique, IATA, Janvier 2023. *Cité page 1*
- [78] Joslin R.D. [Overview of Laminar Flow Control](#). Rapport technique, NASA, Octobre 1998. *2 citations, pages 36 et 38*
- [79] Juniper M.P., Hanifi A. et Theofilis V. [Modal Stability Theory](#). *Applied Mechanics Reviews*, 66(2), Mars 2014. ISSN 0003-6900. doi : 10.1115/1.4026604. *Cité page 26*
- [80] Kang K.L., Ashworth R. et Mughal S. [Stabilization of crossflow instability with plasma actuators : Linearized Navier–Stokes simulations](#). *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering*, 234(1) :68–78, Janvier 2020. ISSN 0954-4100. doi : 10.1177/0954410019842033. *Cité page 29*
- [81] Klebanoff P. Effect of free-stream turbulence on a laminar boundary layer. Dans *Bulletin of the American Physical Society*, volume 16, page 1323, 1971. *Cité page 18*
- [82] Klebanoff P.S. et Tidstrom K.D. [Mechanism by which a two-dimensional roughness element induces boundary-layer transition](#). *The Physics of Fluids*, 15(7) :1173–1188, Juillet 1972. ISSN 0031-9171. doi : 10.1063/1.1694065. *2 citations, pages 39 et 40*
- [83] Krishnan K.S.G., Bertram O. et Seibel O. [Review of hybrid laminar flow control systems](#). *Progress in Aerospace Sciences*, 93 :24–52, Août 2017. ISSN 0376-0421. doi : 10.1016/j.paerosci.2017.05.005. *2 citations, pages 36 et 38*
- [84] Lalande M., Vermeersch O., Méry F., Reulet P. et Forte M. [Aerothermal Computations for Laminar–Turbulent Transition Onset Measurement Using Infrared Imaging Technique](#). *AIAA Journal*, 61 (1) :145–159, Janvier 2023. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J062048. *2 citations, pages x et 144*
- [85] Landahl M.T. [A note on an algebraic instability of inviscid parallel shear flows](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 98(2) :243–251, Mai 1980. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112080000122. *Cité page 18*
- [86] Lanzerstorfer D. et Kuhlmann H.C. [Global stability of the two-dimensional flow over a backward-facing step](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 693 :1–27, Février 2012. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/jfm.2011.399. *Cité page 40*
- [87] Laurent C. [Étude d’écoulements transitionnels et hors équilibre par des approches DNS et RANS](#). Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, Décembre 2012. *Cité page 67*
- [88] Lee J.H. et Sung H.J. [Structures in turbulent boundary layers subjected to adverse pressure gradients](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 639 :101–131, Novembre 2009. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112009990814. *Cité page 67*

- [89] Liddle S.C., Jabbal M. et Crowther W.J. [Systems and certification issues for civil transport aircraft flow control systems](#). *The Aeronautical Journal*, 113(1147) :575–586, Septembre 2009. ISSN 0001-9240, 2059-6464. doi : 10.1017/S0001924000003237. [Cité page 36](#)
- [90] Lynde M.N. et Campbell R.L. [Computational design and analysis of a transonic Natural Laminar Flow wing for a wind tunnel model](#). Dans *35th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA AVIATION Forum, Denver, Colorado, USA, Juin 2017. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi : 10.2514/6.2017-3058. [2 citations, pages 37 et 38](#)
- [91] Mack L.M. Boundary-layer linear stability theory. Rapport Technique 900-277, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA, 1969. [Cité page 20](#)
- [92] Mack L.M. [Transition prediction and linear stability theory](#). Dans *In AGARD Laminar-Turbulent Transition 22 p (SEE N78-14316 05-34)*, Octobre 1977. [Cité page 32](#)
- [93] Malik M.R. [Hypersonic boundary-layer receptivity and stability](#). Dans Fasel H.F. et Saric W.S., editors, *Laminar-Turbulent Transition*, IUTAM Symposia, pages 409–414, Berlin, Heidelberg, Allemagne, 2000. Springer. ISBN 978-3-662-03997-7. doi : 10.1007/978-3-662-03997-7_61. [Cité page 29](#)
- [94] Marusic I. [Unravelling turbulence near walls](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 630 :1–4, Juillet 2009. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112009007708. [Cité page 2](#)
- [95] McKay M.D., Beckman R.J. et Conover W.J. [A comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code](#). *Technometrics*, 21(2) :239–245, 1979. ISSN 0040-1706. doi : 10.2307/1268522. [Cité page 124](#)
- [96] McKeon B., Bender A., Westphal R. et Drake A. [Transition in incompressible boundary layers with two-dimensional excrescences](#). Dans *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Janvier 2008. doi : 10.2514/6.2008-589. [Cité page 42](#)
- [97] Methel J. [An experimental investigation of the effects of surface defects on the laminar-turbulent transition of a boundary layer with wall suction](#). Theses, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE-SUPAERO) Université de Toulouse, Toulouse, France, Novembre 2019. [3 citations, pages 40, 41 et 47](#)
- [98] Methel J., Forte M., Vermeersch O. et Casalis G. [Experimental investigation on the effect of forward-facing steps and gaps combined with wall suction on boundary layer transition](#). *Experiments in Fluids*, 63(1) :21, Décembre 2021. ISSN 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-021-03361-x. [4 citations, pages 135, 143, 144 et 149](#)
- [99] Methel J., Méry F., Vermeersch O., Forte M., Delattre G. et Rouviere A. Laminar-turbulent transition experiment on the effect of surface imperfections on an NLF profile in transonic flow. *Experiments in Fluids (Article soumis pour publication)*, 2022. [Cité page 143](#)
- [100] Morkovin M.V. [On the many faces of transition](#). Dans Wells C.S., editor, *Viscous Drag Reduction*, pages 1–31, Boston, MA, USA, 1969. Springer US. ISBN 978-1-4899-5579-1. doi : 10.1007/978-1-4899-5579-1_1. [Cité page 17](#)
- [101] Morkovin M.V., Reshotko E. et Herbert T. Transition in open flow systems : A reassessment. *Bulletin of the American Physical Society*, 39 :1882, 1994. [Cité page 17](#)
- [102] Méry F., Godard J.L., Arnoult G., Bardoux P., François C., Forte M. et Piot E. [High-speed wind-tunnel investigation of major aerodynamic challenges for HLFC technology](#). Dans *56th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics*, Toulouse, France, Mars 2022. [Cité page 38](#)

- [103] Nayfeh A.H., Ragab S.A. et Masad J.A. Effect of a bulge on the subharmonic instability of boundary layers. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 2(6) :937–948, Juin 1990. ISSN 0899-8213. doi : 10.1063/1.857654. *2 citations, pages 40 et 42*
- [104] Nenni J. et Gluyas G. Aerodynamic design and analysis of an LFC surface. *Astronautics & Aeronautics*, 4(7) :52–57, 1966. *3 citations, pages 3, 44 et 45*
- [105] Olive M. et Blanchard A. Étude expérimentale du déclenchement de la transition par des cavités en Écoulement incompressible,. Rapport Technique RT-18/5007, ONERA, Toulouse, France, Décembre 1982. *3 citations, pages 42, 43 et 45*
- [106] Orr W.M. The stability or instability of the steady motions of a perfect liquid and of a viscous liquid. Part I : A perfect liquid. *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A : Mathematical and Physical Sciences*, 27 :9–68, 1907. ISSN 0035-8975. *Cité page 18*
- [107] Padilla Montero I. Analysis of the stability of a flat-plate high-speed boundary layer with discrete roughness. PhD thesis, École Polytechnique de Bruxelles, Bruxelles, Belgique, Mai 2021. *Cité page 26*
- [108] Paredes P., Venkatachari B., Choudhari M.M., Li F, Chang C.L., Zafar M.I. et Xiao H. Toward a practical method for hypersonic transition prediction based on stability correlations. *AIAA Journal*, 58(10) :4475–4484, 2020. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J059407. *Cité page 33*
- [109] Pascal L., Delattre G., Deniau H. et Cliquet J. Stability-based transition model using transport equations. *AIAA Journal*, 58(7) :2933–2942, 2020. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J058906. *Cité page 32*
- [110] Pearce B. COVID-19 - Outlook for air transport and the airline industry. Rapport technique, IATA, Novembre 2020. *Cité page 1*
- [111] Perraud J. Étude de l'influence de rugosités bidimensionnelles - marches et rainures - sur la transition laminaire- turbulent. Approche locale. Rapport Technique 126/118.35, CERT DERAT, Toulouse, France, 1997. *Cité page 47*
- [112] Perraud J. Linear stability of the incompressible boundary layer over 2D steps and gaps. Dans *Laminar-Turbulent Transition Mechanisms and Prediction*, Göttingen, Allemagne, 1998. *2 citations, pages 4 et 46*
- [113] Perraud J. et Seraudie A. Effects of steps and gaps on 2D and 3D transition. Dans *European Congress on Comp. Methods in Applied Science and Eng.*, pages 11–14. ECCOMAS, Septembre 2000. *2 citations, pages 40 et 77*
- [114] Perraud J., Arnal D., Seraudie A. et Tran D. Laminar-turbulent transition on aerodynamic surfaces with imperfections. Dans *RTO AVT-111 Symposium*, Prague, République tchèque, Octobre 2004. doi : 10.13140/RG.2.1.3532.1364. *Cité page 40*
- [115] Perraud J., Arnal D., Casalis G., Archambaud J.P. et Donelli R. Automatic transition predictions using simplified methods. *AIAA Journal*, 47(11) :2676–2684, Novembre 2009. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.42990. *Cité page 5*
- [116] Perraud J., Arnal D. et Kuehn W. Laminar-turbulent transition prediction in the presence of surface imperfections. *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation*, 6(3-4) : 162–170, 2014. doi : 10.1504/IJESMS.2014.063129. *6 citations, pages 4, 48, 50, 98, 105 et 106*
- [117] Pigeyre P. BLADE Focus, 2017. URL <https://airbus-h.assetsadobe2.com/is/image/content/dam/products-and-solutions/commercial-aircraft/a340-family/a340-300/Blade-039.jpg>. *Cité page 37*

- [118] Piot E., Casalis G. et Rist U. [Stability of the laminar boundary layer flow encountering a row of roughness elements : Biglobal stability approach and DNS](#). *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 27(6) :684–706, Novembre 2008. ISSN 0997-7546. doi : 10.1016/j.euromechflu.2008.01.007. [Cité page 26](#)
- [119] Prandtl L. Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. *Verhandl. III, Internat. Math.-Kong., Heidelberg, Teubner, Leipzig*, 1904, pages 484–491, 1904. [Cité page 12](#)
- [120] Prechelt L. [Automatic early stopping using cross validation : Quantifying the criteria](#). *Neural Networks*, 11(4) :761–767, Juin 1998. ISSN 0893-6080. doi : 10.1016/S0893-6080(98)00010-0. [Cité page 141](#)
- [121] Raposo H., Mughal S. et Ashworth R. [Acoustic receptivity and transition modeling of Tollmien-Schlichting disturbances induced by distributed surface roughness](#). *Physics of Fluids*, 30(4) :044105, Avril 2018. ISSN 1070-6631. doi : 10.1063/1.5024909. [Cité page 22](#)
- [122] Reddy S.C. et Henningson D.S. [Energy growth in viscous channel flows](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 252 :209–238, Juillet 1993. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112093003738. [2 citations, pages 18 et 30](#)
- [123] Redeker G., Horstmann K., Koester H., Thiede P. et Szodruch J. [Design for a natural laminar flow glove for a transport aircraft](#). Dans *Flight Simulation Technologies Conference and Exhibit, Guidance, Navigation, and Control and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Septembre 1990. doi : 10.2514/6.1990-3043. [Cité page 36](#)
- [124] Reneaux J. Overview on drag reduction technologies for civil transport aircraft. Dans *ECCOMAS 2004*, Jyväskylä, Finlande, Juillet 2004. [Cité page 38](#)
- [125] Reynolds G.A. et Saric W.S. [Experiments on the stability of the flat-plate boundary layer with suction](#). *AIAA Journal*, 24(2) :202–207, Février 1986. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.9246. [Cité page 20](#)
- [126] Reynolds O. [An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels](#). *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 174 :935–982, Janvier 1883. doi : 10.1098/rstl.1883.0029. [Cité page 16](#)
- [127] Ripley M.D. et Pauley L.L. [The unsteady structure of two-dimensional steady laminar separation](#). *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 5(12) :3099–3106, Décembre 1993. ISSN 0899-8213. doi : 10.1063/1.858719. [Cité page 67](#)
- [128] Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. [Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects](#). Dans *AIAA SCITECH 2022 Forum, AIAA SciTech Forum*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Décembre 2021. doi : 10.2514/6.2022-1073. [Cité page 7](#)
- [129] Rouviere A., Méry F., Methel J., Vermeersch O. et Forte M. [Experimental and numerical study on wall impedance effects on Tollmien-Schlichting waves](#). *AIAA Journal*, 60(1) :508–519, Janvier 2022. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J060536. [Cité page 20](#)
- [130] Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects. Dans *56th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics*, Toulouse, France, Mars 2022. [Cité page 7](#)
- [131] Rouviere A., Pascal L., Méry F., Simon E. et Gratton S. Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2D surface defects. Dans *ODAS (ONERA-DLR Aerospace Symposium) 2022*, Hambourg, Allemagne, Juin 2022. [Cité page 7](#)

- [132] Rouviere A., Pascal L., Méry F, Simon E. et Gratton S. [Neural prediction model for transition onset of a boundary-Layer in presence of 2D surface defects](#), Septembre 2022. [Cité page 148](#)
- [133] Samuel A.L. [Some studies in machine learning using the game of checkers](#). *IBM Journal of Research and Development*, 3(3) :210–229, Juillet 1959. ISSN 0018-8646. doi : 10.1147/rd.33.0210. [Cité page 136](#)
- [134] Saric W.S., Carpenter A.L. et Reed H.L. [Passive control of transition in three-dimensional boundary layers, with emphasis on discrete roughness elements](#). *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 369(1940) :1352–1364, Avril 2011. doi : 10.1098/rsta.2010.0368. [Cité page 20](#)
- [135] Sarohia V. [Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities](#). Dans *14th Aerospace Sciences Meeting*, Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Janvier 1976. doi : 10.2514/6.1976-182. [Cité page 42](#)
- [136] Schlichting H. Zur entstehung der turbulenz bei der plattenströmung. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, pages 181–208, 1933. [Cité page 18](#)
- [137] Schrauf G. [Transition prediction using different linear stability analysis strategies](#). Dans *12th Applied Aerodynamics Conference*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juin 1994. doi : 10.2514/6.1994-1848. [Cité page 20](#)
- [138] Schrauf G. [Status and perspectives of laminar flow](#). *The Aeronautical Journal*, 109(1102) :639–644, Décembre 2005. ISSN 0001-9240, 2059-6464. doi : 10.1017/S000192400000097X. [Cité page 2](#)
- [139] Schubauer G.B. et Skramstad H. [Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate](#). *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 38(2) :251–292, Février 1947. ISSN 0091-0635. doi : 10.6028/JRES.038.013. [Cité page 18](#)
- [140] Schubauer G.B. et Skramstad H.K. [Laminar boundary-layer oscillations and stability of laminar flow](#). *Journal of the Aeronautical Sciences*, 14(2) :69–78, Février 1947. doi : 10.2514/8.1267. [Cité page 32](#)
- [141] Shahzad H. . PhD thesis, Delft University of Technology, Delft, Pays-Bas, Septembre 2020. [3 citations, pages 41, 56 et 84](#)
- [142] Sinha S.N., Gupta A.K. et Oberai M.M. [Laminar separating flow over backsteps and cavities. II - Cavities](#). *AIAA Journal*, 20(3) :370–375, Mars 1982. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.7918. [Cité page 42](#)
- [143] Sipp D. et Marquet O. [Characterization of noise amplifiers with global singular modes : The case of the leading-edge flat-plate boundary layer](#). *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 27(5) : 617–635, Septembre 2013. ISSN 1432-2250. doi : 10.1007/s00162-012-0265-y. [Cité page 30](#)
- [144] Smith A.M.O. et Gamberoni N. Transition, pressure gradient and stability theory. ARC-19322. Douglas Aircraft Company, El Segundo Division, 1956. [2 citations, pages 4 et 30](#)
- [145] Sommerfeld A. Ein beitrag zur hydrodynamische erklärung der turbulenten flüssigkeitsbewegungen. Dans Castelnuovo G., editor, *Atti Del IV Congresso Internazionale Dei Matematici*, volume IV, Rome, Italie, 1909. Tipografia della R. Accademia dei Lincei. [Cité page 18](#)
- [146] Spalart P.R. et Strelets M.K. [Mechanisms of transition and heat transfer in a separation bubble](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 403 :329–349, Janvier 2000. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112099007077. [Cité page 67](#)
- [147] Spangler J.G. et Wells C.S. [Effects of freestream disturbances on boundary-layer transition](#). *AIAA Journal*, 6(3) :543–545, Mars 1968. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.4533. [Cité page 21](#)

- [148] Squire H.B. et Southwell R.V. [On the stability for three-dimensional disturbances of viscous fluid flow between parallel walls](#). *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 142(847) :621–628, Novembre 1933. doi : 10.1098/rspa.1933.0193. [Cité page 27](#)
- [149] Stüer H., Gyr A. et Kinzelbach W. [Laminar-turbulent transition of a separation flow on a forward facing step](#). Dans Fasel H.F. et Saric W.S., editors, *Laminar-Turbulent Transition*, IUTAM Symposia, pages 541–546, Berlin, Heidelberg, Allemagne, 2000. Springer. ISBN 978-3-662-03997-7. doi : 10.1007/978-3-662-03997-7_83. [Cité page 26](#)
- [150] Séraudie A. Influence of gaps and holes on boundary layer, in 2D and 3D flows. Rapport Technique TR RT-4/14790, ONERA, Toulouse, France, Mars 2010. [2 citations, pages 42 et 43](#)
- [151] Tani I. [Effect of two-dimensional and isolated roughness on laminar flow](#). Dans Lachmann G.V., editor, *Boundary Layer and Flow Control*, pages 637–656. Pergamon, Janvier 1961. ISBN 978-1-4832-1323-1. doi : 10.1016/B978-1-4832-1323-1.50004-X. [Cité page 41](#)
- [152] Theofilis V. [Globally unstable basic flows in open cavities](#). Dans *6th Aeroacoustics Conference and Exhibit*, Aeroacoustics Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juin 2000. doi : 10.2514/6.2000-1965. [Cité page 26](#)
- [153] Theofilis V. [Advances in global linear instability analysis of nonparallel and three-dimensional flows](#). *Progress in Aerospace Sciences*, 39(4) :249–315, Mai 2003. ISSN 0376-0421. doi : 10.1016/S0376-0421(02)00030-1. [Cité page 25](#)
- [154] Thibert J.J., Robert J.P. et Quast A. [The A320 Laminar Fin Programme](#). Dans *DGLR/AAAF/RAeS Proceedings First European Forum on Laminar Flow Technology*, pages 19–25. DGLR, Bonn, 1992. [Cité page 36](#)
- [155] Thomas C., Mughal S.M., Roland H., Ashworth R. et Martinez-Cava A. [Effect of small surface deformations on the stability of Tollmien–Schlichting disturbances](#). *AIAA Journal*, 56(6) :2157–2165, Juin 2018. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J056821. [2 citations, pages 4 et 29](#)
- [156] Tilton N. et Cortelezzi L. [Stability of boundary layers over porous walls with suction](#). *AIAA Journal*, 53(10) :2856–2868, Octobre 2015. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J053716. [Cité page 20](#)
- [157] Tocci F., Chauvat G., Hein S. et Hanifi A. [Direct numerical simulations of Tollmien–Schlichting disturbances in the presence of surface irregularities](#). Dans Sherwin S., Schmid P. et Wu X., editors, *IUTAM Laminar-Turbulent Transition*, IUTAM Bookseries, pages 805–814, Londres, Royaume-Uni, 2022. Springer International Publishing. ISBN 978-3-030-67902-6. doi : 10.1007/978-3-030-67902-6_70. [Cité page 26](#)
- [158] Tollmien W. [Über die entstehung der turbulenz](#). Dans Gilles A., Hopf L. et v. Kármán T., editors, *Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete : Aachen 1929*, pages 18–21. Springer, Berlin, Heidelberg, Allemagne, 1930. ISBN 978-3-662-33791-2. doi : 10.1007/978-3-662-33791-2_4. [Cité page 18](#)
- [159] Trefethen L.N., Trefethen A.E., Reddy S.C. et Driscoll T.A. [Hydrodynamic stability without eigenvalues](#). *Science*, 261(5121) :578–584, Juillet 1993. doi : 10.1126/science.261.5121.578. [Cité page 30](#)
- [160] van Dyke M. An album of fluid motion. The Parabolic Press, 1982. ISBN 0-915760-02-9. [Cité page 16](#)
- [161] van Ingen J. [The eN method for transition prediction. Historical review of work at TU Delft](#). Dans *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juin 2008. doi : 10.2514/6.2008-3830. [Cité page 5](#)

- [162] van Ingen J.L. [A suggested semi-empirical method for the calculation of the boundary layer transition region.](#) *Technische Hogeschool Delft, Vliegtuigbouwkunde, Rapport VTH-74*, 1956. *2 citations, pages 4 et 30*
- [163] Von doenhoff A.E. et Braslow A.L. [The effect of distributed surface roughness on laminar flow.](#) Dans Lachmann G.V., editor, *Boundary Layer and Flow Control*, pages 657–681. Pergamon, Janvier 1961. ISBN 978-1-4832-1323-1. doi : 10.1016/B978-1-4832-1323-1.50005-1. *Cité page 22*
- [164] Wang Y.X. et Gaster M. [Effect of surface steps on boundary layer transition.](#) *Experiments in Fluids*, 39(4) :679–686, Octobre 2005. ISSN 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-005-1011-7. *8 citations, pages 4, 41, 48, 49, 98, 105, 147 et 148*
- [165] Wei L. [Direct numerical simulation of compressible and incompressible wall bounded turbulent flows with pressure gradients.](#) Thèse de doctorat, Queen's University, Kingston, Canada, Décembre 2009. *Cité page 67*
- [166] Wie Y.S. et Malik M.R. [Effect of surface waviness on boundary-layer transition in two-dimensional flow.](#) *Computers & Fluids*, 27(2) :157–181, Février 1998. ISSN 0045-7930. doi : 10.1016/S0045-7930(97)00024-8. *3 citations, pages 4, 46 et 50*
- [167] Williamson C.H.K. [Three-dimensional wake transition.](#) *Journal of Fluid Mechanics*, 328 :345–407, Décembre 1996. ISSN 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112096008750. *Cité page 25*
- [168] Worner A., Rist U. et Wagner S. [Humps/steps influence on stability characteristics of two-dimensional laminar boundary layer.](#) *AIAA Journal*, 41(2) :192–197, Février 2003. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/2.1960. *2 citations, pages 4 et 41*
- [169] Xu H., Lombard J.E.W. et Sherwin S.J. [Influence of localised smooth steps on the instability of a boundary layer.](#) *Journal of Fluid Mechanics*, 817 :138–170, Avril 2017. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2017.113. *Cité page 108*
- [170] Zafar M.I., Xiao H., Choudhari M.M., Li F., Chang C.L., Paredes P. et Venkatachari B. [Convolutional neural network for transition modeling based on linear stability theory.](#) *Physical Review Fluids*, 5 (11) :113903, Novembre 2020. doi : 10.1103/PhysRevFluids.5.113903. *2 citations, pages 5 et 33*
- [171] Zafar M.I., Choudhari M.M., Paredes P. et Xiao H. [Recurrent neural network for end-to-end modeling of laminar-turbulent transition.](#) *Data-Centric Engineering*, 2 :e17, Octobre 2021. ISSN 2632-6736. doi : 10.1017/dce.2021.11. *3 citations, pages 5, 33 et 34*
- [172] Zahn J. et Rist U. [Impact of deep gaps on laminar–turbulent transition in compressible boundary-layer flow.](#) *AIAA Journal*, 54(1) :66–76, Janvier 2016. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.J054112. *2 citations, pages 43 et 50*
- [173] Zhou T., Liu Z., Lu Y., Wang Y. et Yan C. [Direct numerical simulation of complete transition to turbulence via first- and second-mode oblique breakdown at a high-speed boundary layer.](#) *Physics of Fluids*, 34(7) :074101, Juillet 2022. ISSN 1070-6631. doi : 10.1063/5.0094069. *Cité page 26*
- [174] Özgen S. [Effect of heat transfer on stability and transition characteristics of boundary-layers.](#) *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(22) :4697–4712, Octobre 2004. ISSN 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.05.026. *Cité page 20*

Liste des figures

1	Évolution du traffic aérien au cours la dernière décennie [110]. Le RPK (Revenue Passenger Kilometers) est une mesure indiquant le nombre de kilomètres parcourus par les passagers payants.	1
2	Visualisation d'un écoulement devenant turbulent (a) le long d'une plaque légèrement inclinée (Werlé, ONERA, 1980), (b) autour du sous-marin <i>HMS Tireless</i> (Dan Rosenbaum) et (c) dans le sillage d'une balle (Werlé, ONERA, 1980).	2
3	A340 Flight Lab équipé d'une section d'aile laminaire (Crédit photo : AFP).	3
4	Exemples de défauts de surface bidimensionnels : (a) rainure en soufflerie et (b) marche entre différents panneaux constituant une aile sur un Airbus A330 (Crédits photos : Fabien Méry et tonton Éric).	4
1.1	Profils de vitesse longitudinale et de température au sein d'une couche limite.	12
1.2	Interprétation de l'épaisseur de déplacement δ_1	14
1.3	Interprétation de l'épaisseur de quantité de mouvement θ	15
1.4	(a) Schéma des différents régimes d'une couche limite. (b) Évolution du coefficient de frottement pariétal C_f en fonction du nombre de Reynolds pour une plaque plane, issu de Cousteix [37].	16
1.5	Expérience de Reynolds, issu de van Dyke [160].	16
1.6	Scénarios de transition selon Morkovin et al. [101].	17
1.7	Visualisation du développement des ondes TS lors de la transition naturelle.	19
1.8	Propagation d'une onde TS dans une cuve hydraulique à basse vitesse (Werlé, ONERA 1980).	19
1.9	Tourbillons de von Kármán derrière une île de l'archipel Juan Fernández, au large des côtes chiliennes (NASA GSFC, 1999).	24
1.10	Amplification d'une perturbation localisée en espace et en temps dans le cas d'un écoulement (a) absolument instable et (b) convectivement instable.	25
1.11	Schéma des domaines de calcul correspondant aux différentes méthodes d'instabilités modales (a) locales (LST) et (b)-(c)-(d) non-locales (PSE / HLNS / global), issu de Padilla Montero [107].	26
1.12	Courbe neutre d'une couche limite de Blasius (a) en fonction de la fréquence réduite F et (b) de la pulsation adimensionnée ω^*	28
1.13	Taux d'amplification pour différentes fréquences et courbe enveloppe pour une couche limite de Blasius.	31
1.14	(a) CNN développé par Zafar et al. [170] pour la prédiction du taux de croissance des instabilités. (b) Méthodologie pour l'obtention du facteur N en utilisant un CNN, issu de Zafar et al. [171].	33
2.1	Schéma des différentes méthodes de contrôle de la transition. L'approche NLF (b) optimise la forme du profil d'aile tandis que l'approche LFC (c) ne fait que rajouter des procédés technologiques à un profil conventionnel. L'approche HLFC (d) est une combinaison des deux précédentes.	36

2.2 Exemples de différents moyens de contrôle de la laminarité exploitables en conditions réelles. (a) Test en vol d'un aileron HLFC muni d'un système d'aspiration sur un Airbus A320.	37
(b) Section d'aile NLF sur l'A340 d'Airbus du projet BLADE [117].	
2.3 (a) Distributions de pression optimales dans le cadre d'une approche NLF afin d'atténuer les ondes TS et <i>crossflow</i> , issu de Boeing [20]. (b) Frontière NLF / LFC actuelle en termes de nombre de Reynolds de transition et d'angle de flèche, issu de Lynde et Campbell [90].	38
2.4 Exemples de défauts de surface bidimensionnels.	39
2.5 Schéma des bulles de décollement autour (a) d'une marche descendante et (b) d'une marche montante, issu de Methel [97].	41
2.6 Représentation des différents types d'écoulements possibles en présence d'une cavité selon le rapport d'aspect h/b , issu de Beguet et al. [17].	42
2.7 Synthèse des études expérimentales menées à l'ONERA sur des rainures, issu de Beguet et al. [17].	43
2.8 Hauteurs de marches et largeurs de rainures admissibles en fonction de l'altitude de vol à $Ma = 0,7$, issu de Holmes et al. [75].	46
2.9 (a) Définition graphique de la méthode du ΔN dans les cas d'un défaut critique et sous-critique, issu de Methel [97]. (b) Effets de différents défauts de surface modélisés par la méthode du ΔN , issu de Perraud [111]. Tous les défauts sur cette figure sont tels que $Re_h = 1300$	47
2.10 Corrélations obtenues par Wang et Gaster [164] (----), Crouch et al. [40] (—) et Hildebrand et al. [72] (- · -) pour (a) une marche descendante et (b) une marche montante.	49
3.1 Paramétrisation d'un défaut de surface générique.	57
3.2 Schéma du domaine de calcul de l'écoulement de base $\mathbf{Q}(x, y)$	58
3.3 Schéma du domaine de calcul des perturbations $\hat{\mathbf{q}}(x, y)$	59
3.4 Schématisation des zones de maillage (non à l'échelle). Les régions sont d'autant plus sombres que le maillage est raffiné.	61
3.5 Elements finis de Lagrange (a) \mathcal{P}_1 pour la pression et (b) \mathcal{P}_2 pour la vitesse.	64
3.6 Gamme de fréquences réduites considérées pour le calcul du facteur N enveloppe.	67
3.7 Schéma du domaine de calcul dans PIMS2D avec l'imposition d'un gradient de pression.	67
3.8 (a) Maillage initial et (b) maillage final après la procédure d'adaptation pour une couche limite de Blasius.	68
3.9 Vitesse longitudinale adimensionnée d'une couche limite de Blasius sur plaque plane.	69
3.10 (a) Profils de vitesse adimensionnée U/U_∞ à différentes abscisses et (b) évolution des grandeurs intégrales d'une couche limite de Blasius.	69
3.11 (a) Maillage initial et (b) maillage final après la procédure d'adaptation autour d'une marche descendante. Dans les deux cas, un zoom est effectué à proximité du défaut.	70
3.12 Comparaison des résultats obtenus par (a) Hildebrand et al. [72] et (b) PIMS2D.	71
3.13 Partie imaginaire du champ de perturbations longitudinales adimensionnée $\Im(\hat{u}) / \max(\Im(\hat{u}))$ pour trois fréquences réduites, avec de haut en bas : $F = 95$, $F = 43$ et $F = 31$	71
3.14 (a) Profils de vitesses $ \hat{u} $ (—) et $ \hat{v} $ (----) de l'onde TS la plus amplifiée pour trois fréquences réduites. (b) Comparaison du facteur N obtenu par PIMS2D et par LST. Les courbes noires correspondent au facteur N enveloppe, tandis que les courbes colorées représentent le facteur N pour des fréquences isolées.	72
3.15 Courbes de facteur N pour les fréquences $f = 300\text{Hz}$ (—), $f = 500\text{Hz}$ (—), $f = 700\text{Hz}$ (—) et courbe enveloppe (—) pour une couche limite rencontrant une marche descendante.	73
4.1 (a) Schéma d'une marche descendante et (b) longueur de recirculation en fonction de la valeur absolue de la hauteur h_1^*	76
4.2 Champs de (a) vitesse longitudinale et (b) de pression pour quatre hauteurs de marche descendante différentes, avec de haut en bas : $h_1^* = -0,1$, $h_1^* = -1$, $h_1^* = -2$ et $h_1^* = -3$	77

4.3 Profils de vitesse longitudinale adimensionnée à différentes abscisses pour des marches descendantes de hauteurs différentes.	78
4.4 Évolution des grandeurs de l'écoulement pour des marches descendantes de différentes hauteurs : (a) épaisseur de déplacement, (b) épaisseur de quantité de mouvement, (c) facteur de forme et (d) coefficient de frottement.	79
4.5 (a) Schéma des diverses marches descendantes considérées. (b) Évolution du facteur de forme pour des BFS de hauteur $h_1^* = -1$ et d'angles de pentes différents.	80
4.6 Profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses pour des marches descendantes de hauteur $h_1^* = -1$ et de pentes différentes.	81
4.7 Champs de vitesse longitudinale pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -1$ et de pente (a) $\Theta = 89^\circ$ et (b) $\Theta = 5^\circ$	81
4.8 Évaluation de l'impact du nombre de Reynolds sur l'écoulement de base autour d'une marche descendante de hauteur $h_1^* = -2$: (a) longueur de recirculation et (b) facteur de forme.	82
4.9 Effet de la pente de la paroi supérieure sur (a) le coefficient de pression et (b) sur le facteur de forme sur une plaque plane sans défaut.	83
4.10 Évolution (a) de la longueur de recirculation et (b) de l'épaisseur de déplacement pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -1$ en fonction de l'angle de la paroi supérieure.	83
4.11 (a) Schéma d'une marche montante et (b) évolution de la longueur de recirculation en fonction de la hauteur h_1^*	84
4.12 Champs de (a) vitesse longitudinale et (b) de pression pour trois hauteurs de marche montantes différentes, avec de haut en bas : $h_1^* = 0,3$, $h_1^* = 0,8$ et $h_1^* = 1,3$	85
4.13 Profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses pour des marches montantes de hauteurs différentes.	85
4.14 Évolution des grandeurs de l'écoulement pour des FFS de différentes hauteurs : (a) épaisseur de déplacement, (b) épaisseur de quantité de mouvement, (c) facteur de forme et (d) coefficient de frottement.	86
4.15 Effet de la pente d'une marche montante sur (a) le champ de vitesse longitudinale pour $\Theta = 89^\circ$ (haut) et $\Theta = 5^\circ$ (bas), et sur (b)-(c) le profil de vitesse longitudinale à deux stations différentes.	87
4.16 Longueurs de recirculation (a) L_{r1} et (b) L_{r2} en fonction du nombre de Reynolds.	88
4.17 Évolution (a) des longueurs de recirculation et (b) de l'épaisseur de déplacement pour une marche montante de hauteur $h_1^* = 1$ en présence d'un gradient de pression.	88
4.18 Schéma d'une rainure.	89
4.19 Champs de (a) vitesse longitudinale adimensionnée et (b) de pression pour deux largeurs de rainures différentes, avec de haut en bas : $b^* = 1$ et $b^* = 50$	89
4.20 Profils de vitesse longitudinale à différentes abscisses pour des rainures de largeurs différentes.	90
4.21 Champs de (a) vitesse longitudinale adimensionnée et (b) de pression pour trois rainures de rapport d'aspect différents, avec de haut en bas : $ h_1/b = 0,02$, $ h_1/b = 0,1$ et $ h_1/b = 0,6$	90
4.22 Schéma d'une bosse.	91
4.23 Champ de vitesse longitudinale, épaisseur de déplacement et zones de recirculation pour une bosse de dimensions $h_1^* = 1$ et $b^* = 10$	92
4.24 Évolution des longueurs de recirculation adimensionnées en fonction de la largeur de la bosse.	92
4.25 Comparaison des profils de vitesse longitudinale entre des bosses de différentes largeurs et une marche montante, toutes de hauteurs $h_1^* = 1$, (a)-(b) en amont du défaut et (c)-(d) au-dessus.	93
4.26 Comparaison des profils de vitesse longitudinale entre des bosses de différentes largeurs et une marche descendante, toutes de hauteurs $ h_1^* = 1$, (a)-(b) au-dessus du défaut et (c)-(d) en aval.	93

5.1 Courbe enveloppe des facteurs N pour une configuration de marche descendante de paramètres $h_1^* = -2$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$	97
5.2 Évolution de (a) l'épaisseur de déplacement et (b) du ΔN pour une configuration de marche descendante de paramètres $h_1^* = -2$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$	98
5.3 Évolution du facteur N avec et sans défaut et du ΔN pour les fréquences réduites (a) $F = 47$, (b) $F = 79$, (c) $F = 103$ et (d) $F = 149$ pour une marche descendante de paramètres $h_1^* = -2$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$	99
5.4 Partie réelle du champ de perturbations longitudinales pour $F = 103$	100
5.5 Profils adimensionnés de l'onde TS à la fréquence $F = 103$ à différentes abscisses pour une marche descendante.	101
5.6 Module du champ de perturbations longitudinales (zoom près de la marche) pour $F = 103$	101
5.7 (a) Courbes enveloppes de marches descendantes de différentes hauteurs et (b)-(c) profils de la perturbation longitudinale de fréquence $F = 73$ à différentes abscisses en aval de la marche.	102
5.8 Évolution des ΔN en fonction du nombre de Reynolds pour une marche descendante.	103
5.9 Courbes enveloppes de facteur N pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -0,5$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$	103
5.10 Courbes de facteur N pour une marche descendante de hauteur $h_1^* = -1,5$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$	103
5.11 Évolution des ΔN en fonction de la pente de la paroi supérieure du domaine pour des marches descendantes de différentes hauteurs.	104
5.12 Courbe enveloppe des facteurs N pour une configuration de marche montante de paramètres $h_1^* = 1$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$	105
5.13 Évolution de (a) l'épaisseur de déplacement et (b) du ΔN pour une configuration de marche montante de paramètres $h_1^* = 1$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$	106
5.14 Évolution du facteur N avec et sans défaut et du ΔN pour les fréquences réduites (a) $F = 29$, (b) $F = 57$, (c) $F = 81$ et (d) $F = 105$ pour une configuration de marche montante de paramètres $h_1^* = 1$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1200$	107
5.15 Partie réelle du champ de perturbations longitudinales pour $F = 81$	107
5.16 Profils adimensionnés de l'onde TS à la fréquence $F = 81$ à différentes abscisses pour une marche montante.	108
5.17 Module de la vitesse (a) longitudinale et (b) normale de l'onde TS à la fréquence $F = 81$ en présence d'une marche montante.	109
5.18 (a) Courbes de ΔN pour des marches montantes de différentes hauteurs et (b)-(c) profils de la perturbation longitudinale de fréquence $F = 63$ à différentes abscisses.	109
5.19 Évolution des ΔN en fonction de la hauteur de la marche montante.	110
5.20 Évolution des ΔN en fonction du nombre de Reynolds à l'emplacement de la marche montante.	111
5.21 Courbes de facteur N pour une marche montante de hauteur $h_1^* = 0,7$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$	111
5.22 Courbes de facteur N pour une marche montante de hauteur $h_1^* = 1,3$ et un angle de paroi supérieure de (a) $\alpha_w = -0,4$ et (b) $\alpha_w = 0,4$	111
5.23 Évolution des ΔN en fonction de la pente de la paroi supérieure du domaine pour des marches montantes de différentes hauteurs.	112
5.24 Courbes enveloppes du facteur N pour différents défauts de surface. Tous les défauts sont tels que $Re_{\delta_{1,d}} = 1500$ et ont une hauteur adimensionnée de $h_1^* = \pm 1$. La bosse et la cavité sont toutes les deux de largeur adimensionnée $b^* = 15$	113
5.25 Facteur N enveloppe pour des défauts à tendance BFS.	114
5.26 Facteur N enveloppe pour des défauts à tendance FFS.	115
5.27 Partie réelle du champ de perturbations longitudinales autour de défauts à tendance BFS pour la fréquence réduite $F = 91$	116

5.28 Partie réelle du champ de perturbations longitudinales autour de défauts à tendance FFS pour la fréquence réduite $F = 63$	117
6.1 Schéma (a) d'une rainure et (b) d'une marche descendante générique	123
6.2 Exemple d'échantillonnage de l'espace $[0, 10] \times [0, 10]$ par deux méthodes différentes : (a) aléatoire et (b) par hypercubes latins	123
6.3 Distribution des paramètres constituant la base de données de rainures : (a) hauteurs h_1^* et h_2^* , (b) largeurs et (c) nombre de Reynolds à l'emplacement des défauts	124
6.4 Distribution des paramètres constituant la base de données de marches descendantes : (a) hauteur h_1^* et (b) nombre de Reynolds à l'emplacement des défauts	125
6.5 Méthodologie d'obtention de la base de données	126
6.6 Corrélations croisées de la base de données de rainures	127
6.7 Corrélations croisées de la base de données de marches descendantes	128
6.8 Évolution du ΔN_{max} (a) en fonction du N_{max} et (b) en fonction du ΔN_{far} pour des rainures	129
6.9 Évolution du ΔN_{max} (a) en fonction du N_{max} et (b) en fonction du ΔN_{far} pour des marches descendantes	130
6.10 Influence des divers paramètres sur le N_{max} et le ΔN_{max} pour des rainures	131
6.11 Évolution (a) du ΔN_{max} et (b) du ΔN_{far} en fonction de la hauteur h_1^* pour des BFS	132
6.12 Évolution de la longueur de recirculation en fonction de la hauteur de la marche descendante	132
7.1 Schémas d'un (a) neurone biologique et (b) d'un neurone artificiel	137
7.2 Fonction d'activation dans un neurone et une couche en notation matricielle	137
7.3 Exemples de fonctions d'activation : (a) sigmoïde, (b) ReLU et (c) tangente hyperbolique	138
7.4 Schématisation des trois niveaux d'apprentissage	139
7.5 Fonction de coût \mathcal{J} calculée sur les données d'apprentissage et sur les données de validation dans le cas d'un sur-apprentissage du réseau	140
7.6 Schéma des réseaux de neurones développés. Le nombre de couches cachées ainsi que leur nombre de neurones est variable selon le réseau \mathbb{A} , \mathbb{B} ou \mathbb{C}	140
7.7 Évolution de la fonction de perte \mathcal{J} en fonction du nombre de cycles d'apprentissage	142
7.8 Photo du profil d'aile sur lequel les essais STUNTT ont été effectués dans la soufflerie S2 du centre ONERA de Modane-Avrieux	144
7.9 Comparaison entre les essais expérimentaux STUNTT (\circ) et les prédictions du réseau \mathbb{B} (\square) (a) pour les essais complets en fonction du nombre de Mach et (b) seulement pour les essais à $Ma = 0,3$ en fonction des hauteurs h_1^* et h_2^* ($b^* = 18,12$)	145
7.10 (a) Erreur commise par le réseau \mathbb{B} sur la prédiction du ΔN . (b) Calcul de la courbe enveloppe de facteur N par PIMS2D du cas de rainure à $Ma = 0,3$ et $Re_{\delta_{1,d}} = 1511$ et de dimensions $h_1^* = 1,81$, $h_2^* = 1,36$ et $b^* = 18,12$	145
7.11 Comparaison du ΔN obtenu expérimentalement par Crouch et al. [44] (\circ), par la corrélation (7.7) et par le ΔN_{max} prédit par le réseau neuronal \mathbb{B} (\square). La région jaune () et les zones hachurées correspondent aux gammes de hauteurs et de largeurs non entraînées par le réseau	147
7.12 Comparaison entre les prédictions du réseau \mathbb{B} , les expériences en soufflerie de Wang et Gaster [164] et les corrélations empiriques pour les marches descendantes. Les symboles pleins (\bullet \blacksquare \blacklozenge) correspondent à des gammes de $Re_{\delta_{1,d}}$ pour lesquelles le réseau n'a pas été entraîné	148
7.13 Comparaison entre la courbe enveloppe obtenue par un calcul HLNS et par les prédictions du réseau de neurones \mathbb{B} pour le deuxième cas du Tableau 7.2	149
A.1 (a) Solution exacte de Blasius et (b) caractéristiques d'une couche limite de Blasius dans un écoulement de Reynolds unitaire $Re_u = 129\,000\,m^{-1}$	161
A.2 Écoulement autour d'un dièdre d'angle au sommet $\pi\beta_h$	163
A.3 Profils de vitesse d'une couche limite de Falkner-Skan pour différentes valeurs de β_h	164

B.1 (a) Influence de la hauteur du domaine sur le temps de calcul CPU de l'écoulement de base sur 72 processeurs. (b) Évolution de l'épaisseur de déplacement δ_1 dans la couche limite pour différentes hauteurs de domaine de calcul.	167
B.2 Influence du nombre de points dans la couche limite sur le temps de calcul CPU du calcul de stabilité sur 72 processeurs : (a) temps de calcul total et (b) en détail.	168
B.3 Facteur N de la fréquence réduite $F = 45$ sur une plaque plane pour différents maillages.	168
B.4 Influence de la hauteur du domaine sur le temps de calcul CPU du calcul de stabilité sur 72 processeurs : (a) temps de calcul total et (b) en détail	169
B.5 Influence de la hauteur du domaine sur le calcul (a) de l'amplification et (b) du facteur N pour la fréquence $F = 45$ sur 72 processeurs.	170
B.6 Influence de la hauteur de raffinement H_1 sur le temps de calcul CPU du calcul de stabilité sur 72 processeurs : (a) temps de calcul total et (b) en détail.	171
B.7 Influence de la hauteur de raffinement H_1 sur le calcul (a) de l'amplification et (b) du facteur N pour la fréquence $F = 45$ sur 72 processeurs.	171
B.8 Influence de l'amplitude du forçage volumique sur (a) le profil de vitesse des perturbations et (b) sur le facteur N pour la fréquence réduite $F = 45$	172
B.9 Courbe enveloppe des facteurs N pour différentes abscisses de forçage.	173
B.10 Comparaison entre la courbe enveloppe des facteurs N obtenue par LST et par PIMS2D en fonction de la norme choisie pour définir l'amplitude des perturbations.	173

Liste des tableaux

1.1	Grandeurs caractéristiques d'une couche limite de Blasius.	16
1.2	Classification des différentes théories de stabilité linéaire modales utilisées durant cette thèse, d'après Juniper et al. [79]. L'indice $(\cdot)_s$ désigne une direction spatiale à lente variation.	26
3.1	Caractérisation des diverses catégories de défauts de surface.	57
3.2	Caractéristiques des maillages de l'écoulement de base initial et du calcul HLNS.	61
5.1	ΔN en fonction du défaut de surface considéré.	113
6.1	Description statistique de la base de données avec 743 échantillons de rainures.	124
6.2	Description statistique de la base de données avec 431 échantillons de marches descendantes.	125
7.1	Architectures des réseaux de neurones développés et précision des modèles. L'architecture du réseau correspond au nombre de neurones dans chaque couche.	141
7.2	Comparaison entre les résultats expérimentaux de Methel et al. [98] sur ses rainures et le ΔN_{far} prédit par les trois modèles neuronaux.	143
7.3	Plage des paramètres d'entrée (en valeur absolue) pour lesquels les réseaux de neurones \mathbb{A} , \mathbb{B} et \mathbb{C} ont été entraînés.	149
A.1	Caractéristiques de la solution de Blasius.	162
B.1	Caractéristiques des maillages de l'écoulement de base.	166
B.2	Caractéristiques des maillages du calcul de stabilité en variant N_p	167
B.3	Caractéristiques des maillages du calcul de stabilité en variant $y_{HLNS,out}$	169
B.4	Caractéristiques des maillages du calcul de stabilité en variant H_l	170

THÈSE

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivrée par : l'*Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

École doctorale et spécialité : AA : *Dynamique des fluides*

Unité de Recherche : ONERA – DMPE – STAT

Présentée et soutenue le 3 avril 2023 par Adrien ROUVIERE

Titre : Amélioration des modèles de tolérance de surface pour les couches limites en s'appuyant sur des outils d'intelligence artificielle

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude de l'effet de défauts de surface sur le phénomène de transition d'une couche limite laminaire vers la turbulence. La première partie de ce travail a consisté à développer le code de stabilité PIMS2D permettant d'étudier les effets de défauts de surface bidimensionnels sur le développement des ondes de Tollmien-Schlichting (TS) à travers les méthodes du e^N et du ΔN . L'utilisation de ce nouveau code a permis d'étudier l'impact de défauts de surface de types marches montantes et descendantes, bosses ou rainures sur l'écoulement moyen ainsi que sur le développement des ondes TS. Il a notamment été mis en évidence que le phénomène d'amplification de ces ondes instables était modifié de deux manières différentes selon la distance au défaut et les dimensions de celui-ci. L'influence d'un gradient de pression favorable ou défavorable sur le facteur N a également été étudiée. Finalement, une large base de données d'études de stabilité autour de différents défauts de surface a été générée, analysée et utilisée pour entraîner un réseau de neurones à quantifier les effets d'un défaut de surface sur la stabilité de la couche limite. Ce réseau neuronal prend en entrée les paramètres géométriques et aérodynamiques du défaut et de l'écoulement considéré et prédit en sortie le ΔN associé à ce défaut.

Mots-clés : Couche limite, transition, défauts de surface, réseaux de neurones

Title : Improvement of surface tolerance models for boundary layers based on artificial intelligence tools

This thesis focuses on the study of the effect of surface defects on the transition phenomenon from a laminar boundary layer to turbulence. The first part of this work consisted in the development of the stability code PIMS2D allowing to study the effects of two-dimensional surface defects on the development of Tollmien-Schlichting (TS) waves through the e^N and ΔN methods. The use of this new code allowed for the study of the impact of surface defects such as forward and backward facing steps, bumps or gaps on the mean flow and on the development of TS waves. It has been shown that the amplification phenomenon of these unstable waves was modified in two different ways depending on the distance to the defect and its size. The influence of a favorable or unfavorable pressure gradient on the N factor was also studied. Finally, a large database of stability studies around different surface defects was generated, analyzed, and used to train a neural network to quantify the effects of a surface defect on the boundary layer stability. This neural network takes as input the geometric and aerodynamic parameters of the defect and of the considered flow and predicts as output the ΔN associated to this defect.

Keywords : Boundary layer, transition, surface defects, neural networks