



HAL
open science

Etude expérimentale de l'influence de la rugosité de surface sur la transition laminaire/turbulent d'une couche limite 2D en écoulement incompressible

Felix Ducaffy

► **To cite this version:**

Felix Ducaffy. Etude expérimentale de l'influence de la rugosité de surface sur la transition laminaire/turbulent d'une couche limite 2D en écoulement incompressible. Physique [physics]. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - ISAE, 2023. Français. NNT : 2022ESAE0038 . tel-04012828

HAL Id: tel-04012828

<https://hal.science/tel-04012828v1>

Submitted on 3 Mar 2023

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

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



THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**
Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

**Présentée et soutenue par
Félix DUCAFFY**

Le 8 juillet 2022

**Etude expérimentale de l'influence de la rugosité de surface sur
la transition laminaire/turbulent d'une couche limite 2D en
écoulement incompressible**

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Dynamique des fluides**

Unité de recherche :

ISAE-ONERA EDyF Energétique et Dynamique des Fluides

Thèse dirigée par
Estelle PIOT et Maxime FORTE

Jury

Mme Annie LEROY, Rapporteur
M. Jean-Christophe ROBINET, Rapporteur
Mme Sandrine AUBRUN, Examinatrice
Mme Estelle PIOT, Directrice de thèse
M. Maxime FORTE, Co-directeur de thèse
M. Grégoire CASALIS, Président

ONERA, site de Toulouse
2 Av. Édouard Belin
31055 Toulouse Cedex 4

Manuscrit de thèse

Etude expérimentale de l'influence de la rugosité de surface sur la transition laminaire/turbulent d'une couche limite 2D incompressible

Directrice de thèse: Estelle Piot (DMPE-ITAC)
Co-directeur de thèse: Maxime Forte (DMPE-ITAC)
Encadrant: Olivier Vermeersch (DMPE-ITAC)

Félix DUCAFFY

17 août 2022

ONERA

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 tables, 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).

Remerciements

Je tiens à me remercier moi-même pour le bon travail effectué.

Ah oui, il y a aussi quelques dizaines d'autres personnes qui auront toutes compté pendant la thèse.

Je tiens dans un premier à remercier mes rapporteurs Annie Leroy et Jean-Christophe Robinet ainsi que les autres membres du jury Sandrine Aubrun et Grégoire Casalis pour le temps passé à lire la thèse ainsi que pour leurs questions pertinentes lors de la soutenance.

S'il est de coutume de remercier ses directeurs et encadrants, c'est avec grands plaisir et sincérité que je le fais, tant cette équipe aura été complémentaire, de bon conseil et agréable tout au long de la thèse. Merci donc à ma co-directrice Estelle Piot pour m'avoir fait confiance alors que je n'étais pas vraiment du milieu aéro au départ, son aide précieuse tout au long de la thèse, principalement scientifique mais aussi dans toute l'administration relative à la thèse, sa bienveillance et son aller-retour express à Montauban le matin de la soutenance pour aller chercher un membre du jury dont le train était annulé à cause d'un bloc de béton tombé du ciel sur la voie.

Un énorme merci à Maxime Forte mon co-directeur et principal encadrant pour tout le temps passé à m'aider tout au long de la thèse que ce soit les mains dans le cambouis, pendant nos points hebdomadaires qu'on faisait une semaine sur trois, nos discussions à l'improviste, dans le vestiaire au foot, ou encore le samedi à 3h du matin par mail quand une idée germe dans sa tête, le tout toujours avec humour et bonne humeur. Ses nombreuses remarques tant sur le fond que sur la forme de mes travaux m'auront été infiniment précieuses au cours de la thèse et le seront encore par la suite. Si l'on ajoute le fait qu'en tant que président du CSE il a pesé pour que les doctorants soient augmentés, on peut difficilement espérer un meilleur encadrant !

Merci enfin à Olivier Vermeersch, troisième encadrant de ma thèse, pour sa disponibilité, sa gentillesse et sa grande pédagogie pour répondre à mes questions, que je ne comprenais parfois pas moi-même, tout au long de ma thèse.

Merci également tous ceux qui auront contribué à ces travaux de thèse, notamment les techniciens méca Nicolas Fasano et Laurent Burel (et son Bureloscope) et élec/métrologie Delphine Sebbane et Thomas Batmalle (co-fondateur de la Batmalle Tech et son Ducaffscanner) sans qui les essais n'auraient toujours pas commencé (et ce quelle que soit la date à laquelle vous lisez ces lignes). Parmi ceux m'ayant aidé ou répondu à mes questions régulièrement pendant cette thèse, merci aussi à Fabien Méry, François Chedevergne, Olivier Léon, Grégory Delattre sans qui les inserts rugueux n'auraient pas existé, Francis Michelli sans qui je n'aurais pas su comment les percer, Remi Roncen et Lucas Pascal.

Un grand grand merci à Titouan Fessard mon stagiaire, malheureusement pour lui arrivé dans la période où rien ne marchait. Son aide m'aura été incroyablement précieuse dans une période un peu pénible, alors, comme je l'ai conseillé aux autres doctorants à la fin de ma soutenance, si la thèse s'y prête, prenez un Titouan en stage. Merci aussi à Lorenzo L., docteur aujourd'hui, mais stagiaire quelques années avant ma thèse dont le travail m'aura bien servi.

De manière plus générale, je tiens à remercier tous les membres d'ITAC et du DMPE qui auront contribué à la bonne ambiance du département, notamment Julien Troyes, dont j'ai cru pendant plusieurs mois qu'on l'appelait comme ça car il y avait trois Julien à l'Onera.

Merci à tous les membres de la section foot du mercredi de l'AS, en particulier Gaël Murat pour le temps passé à l'organisation et Maximes Bouyges qui ont fait du mercredi mon jour préféré de la semaine.

Et merci au PSG pour sa victoire en ligue des champions (ça va bien finir par arriver non ?).

Pour faire la transition entre les permanents et les doctorants, je remercie chaleureusement les deux autres co-fondateurs du PR Apéro, mon co-bureau Victor Lafont et Thomas Batmalle (deux citations dans les remerciements, bien ouéj) pour les nombreuses pauses toujours bienvenues tout au long de la thèse. *Long live the PR!*

Pendant une thèse dans un tel labo, on rencontre aussi un flux continu de doctorants, stagiaires et alternants, qui donne ambiance renouvelée tous les six mois, mais toujours super agréable. Merci tout d'abord aux doctorants de ma génération (5 ans de moins que moi), Arthur C., sa bonne humeur permanente et son hypo <3, Rémi H., Lola R. et toute l'Alsace, Béa F., Tanguy T., Yann M., Lloris C. etc. (je me couvre au cas où j'ai oublié quelqu'un) pour la bonne ambiance qu'on aura mise tout au long de ces trois-quatre ans de thèse et bien sûr à mon co-bureau Victor L.

pour les discussions musique, bière, parfois travail et pour les thés glacés que je t'ai piqués quand il faisait mille degrés dans le bureau.

Merci aussi aux générations d'avant (3-4 ans de moins que moi), Julien S-J., Damien T., Loïc VG., Adèle V. etc. pour s'être assurés que l'ambiance soit bonne à notre arrivée et aux posts docs (Alexis M., Guillaume J.). J'ai une pensée particulière pour MA GRANDE SOEUR DE THESE JEANNE M. dont la gentillesse et l'humour sont proportionnels au volume sonore.

Merci aux génération suivantes, à Adrien R. pour ses imitations parfaites, son humour premier degré par tout temps et le livre de Marlène Schiappa, Alexis A. qui a lancé l'exploration des souterrains, Melissa L., ma formidable co-dictatrice des doctorants et ambassadrice de l'Allemagne entre autres, Hippolyte C. et Leo W., la nouvelle génération très prometteuse, Ludo T., qu'on aura plus vu au bar qu'à l'Onera, mon deuxième co-bureau Thomas J., et l'autre Thomas A., Maxime S., Boris A., Morgane V. et le feuilleton "T" à la sodexo. Un merci particulier à Valentin M. et Yohann D., ainsi qu'à Sarah M. (qui sera la seule stagiaire que je citerais ici, parce que je commence à trouver ces remerciements trop longs à écrire et qu'il va être l'heure d'aller manger) pour les gardes communes de chats.

Un énorme merci à la/les familles (Maman, Papa, Romain, les Saillant, les grands parents, Lionel, Agnès, Janine, Jean, Anne-Cécile, François) pour être venus physiquement ou numériquement à ma soutenance pour ceux qui ont pu, et surtout d'être là tout simplement. On ne se voit pas souvent, mais c'est toujours un énorme plaisir de revenir à Linas, Gif ou au Grand Lemps (ou bientôt l'Ardèche) et c'est surtout très dur d'en repartir à chaque fois.

J'ai bien sûr gardé les meilleures pour la fin et c'est avec tout l'amour du monde que je remercie Marion et Nala, la femme et le chat qui partagent ma vie et qui m'ont soutenu tout au long de cette thèse, malgré des souffleries et des PSG qui tombent en panne au mois de mars. Je vous aime <3 (Marion un peu plus quand même, ne t'inquiète pas).

Résumé

L'influence de la rugosité de surface sur la transition laminaire/turbulent d'une couche limite 2D incompressible est examinée de manière expérimentale en soufflerie. En particulier, l'effet de la rugosité de surface sur la réceptivité, et surtout l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting (ondes T-S) est analysée. Une expérience dont la rugosité de surface peut être partiellement changée est conçue en usinant une plaque plane pour que trois inserts rectangulaires amovibles y soient placés. Ces inserts sont soit lisses (usinés en métal) soit rugueux, fabriqués par une imprimante 3D à stéréolithographie. La plupart des résultats sont obtenus par l'anémométrie à fil chaud.

Si les premiers résultats ont permis de mettre en lumière un potentiel effet de la rugosité de surface sur la réceptivité des ondes de Tollmien-Schlichting, l'essentiel de ce manuscrit est consacré à l'étude de la suramplification de ces instabilités en présence de rugosité de surface. L'accent est dans un premier temps mis sur l'étude des phénomènes par lesquels la rugosité de surface suramplifie les ondes T-S. Aucune déformation du profil moyen n'est constatée mis à part une légère inflexion à proximité immédiate de la rugosité, mais les études effectuées montrent la limite de l'anémométrie à fil chaud pour les études dans les régions aussi proches de la paroi. La possibilité que la rugosité de surface génère des stries est étudiée et confirmée, mais dans certains cas spécifiques seulement. Cette génération de stries semble en effet n'avoir lieu que lorsque la rugosité de surface possède les longueurs d'ondes transversales adaptées, au sens de la théorie des perturbations optimales, pour déclencher ce type d'instabilités.

L'avancée de la position de transition est ensuite étudiée de manière quantitative en fonction des paramètres de hauteur moyenne, de position et de longueur de la zone rugueuse. Des positions de transition obtenues dans les cas avec rugosité sont déduits des ΔN , représentant un surcroît d'amplification des ondes T-S. Pour une longueur de rugosité donnée, la hauteur moyenne adimensionnée par l'épaisseur de déplacement (R_a/δ_1) semble être un paramètre majeur et l'évolution ΔN induit par la rugosité en fonction de ce paramètre est proche d'une loi linéaire. Aucune influence de la position le long de la plaque plane n'est observée tant que la réceptivité n'est pas modifiée. La longueur de la zone rugueuse se révèle également être un paramètre fondamental, et donne lieu là encore à une évolution proche d'une loi linéaire de ΔN .

Basées sur ces résultats expérimentaux, deux modélisations, dites par ΔN et ΔN réparti inspirées des modèles en ΔN utilisés dans le cadre des rugosités 2D localisées ont été mises au point pour calculer le ΔN induit par une surface rugueuse. La première est une approche globale quand la seconde propose une formulation locale.

Abstract

The influence of surface roughness on the laminar/turbulent transition of an incompressible 2D boundary layer is examined experimentally in a wind tunnel. In particular, the effect of roughness on the receptivity and especially the amplification of Tollmien-Schlichting waves (T-S waves) is analyzed. An experiment in which the surface roughness can be partially changed is designed by machining a flat plate so that three removable rectangular inserts are placed on it. These inserts are either smooth (machined from metal) or rough, fabricated by a stereolithography 3D printer. Most of the results are obtained by hot wire anemometry.

If the first results have highlighted a potential effect of surface roughness on the receptivity of Tollmien-Schlichting waves, the main part of this manuscript is devoted to the study of the overamplification of these instabilities in the presence of surface roughness. The emphasis is first put on the study of the phenomena by which the surface roughness overdrives the T-S waves amplification. No distortion of the mean profile is observed except for a slight inflexion in the immediate vicinity of the roughness, but the studies carried out show the limitation of hot-wire anemometry for studies in regions so close to the wall. The possibility that surface roughness generates streaks is studied and confirmed, but only in some cases. This generation of streaks seems to take place only when the surface roughness has the appropriate spanwise wavelengths,

according to the theory of optimal perturbations, to trigger this type of instability.

The advance of the transition position is then studied quantitatively as a function of the parameters of average height, position and length of the rough zone. From the transition positions obtained in the cases with roughness are deduced ΔN , representing an overamplification of the T-S waves. For a given roughness length, the average height scaled by the displacement thickness (R_a/δ_1) seems to be a major parameter and the ΔN evolution induced by the roughness as a function of this parameter is close to a linear law. No influence of the position of the rough zone along the flat plate is observed as long as the receptivity is not modified. The length of the rough area is also a fundamental parameter, and shows an evolution close to a linear law of ΔN too.

Based on these experimental results, two models, called by ΔN and distributed ΔN inspired by the ΔN models used in the framework of localized 2D roughness, have been developed to calculate the ΔN induced by a rough surface. The first one is a global approach while the second one proposes a local formulation.

Table (réduite) des matières

Introduction	xi
I. État de l'art, matériel et méthodes	1
1. Etat de l'art	3
1.1. Couche limite laminaire et transition vers la turbulence	3
1.2. Ondes de Tollmien-Schlichting : réceptivité, croissance linéaire et transition	12
1.3. Caractérisation de l'état de surface	19
1.4. Influence de la rugosité de surface sur la couche limite laminaire 2D et la transition	24
1.5. Etude expérimentale des couches limites et de la transition	37
II. Partie II : conception et validation d'une expérience pour l'étude de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting	45
2. Conception d'une expérience pour l'étude des ondes de Tollmien-Schlichting sur surface rugueuse	47
2.1. Dispositif expérimental	47
2.2. Méthodes numériques et expérimentales pour l'étude de la couche limite et de la transition	55
2.3. Quantification de l'incertitude de mesure	63
3. Validation de l'expérience et établissement d'une configuration de référence sur plaque lisse	69
3.1. Etude de la transition et validation de la configuration de référence	69
III. Partie III : étude phénoménologique de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting	83
4. Etude de l'influence de la rugosité de surface sur l'amplification et la réceptivité des ondes T-S	87
4.1. Influence d'une rugosité de surface sur la transition par ondes de Tollmien-Schlichting	88
4.2. Etude de la suramplification des ondes T-S en présence de rugosité de surface	97
5. Recherche de l'origine de la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting en présence de rugosité de surface	105
5.1. Etude du profil de vitesse en présence de rugosité de surface	105
5.2. Recherche de stries induites par la rugosité de surface	111
5.3. Comparaison avec la littérature	120
IV. Partie IV : étude paramétrique de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting	123
6. Etude de l'influence de la taille et de la position de la rugosité sur la suramplification des ondes T-S	127
6.1. Comparaison des différentes rugosités de surface	128
6.2. Etude de l'influence de la position longitudinale de la rugosité de surface	128
6.3. Etude d'un comportement asymptotique au-delà d'une certaine valeur de rugosité	129

6.4. Etude de l'influence du nombre de Reynolds	131
6.5. Proposition d'un modèle basé sur la hauteur moyenne adimensionnée de la rugosité	132
7. Etude de l'influence de la longueur de la zone rugueuse	137
7.1. Comparaisons entre inserts de longueurs de rugosité différentes	137
7.2. Utilisation d'inserts à longueur de rugosité variable	140
8. Modélisation de l'effet de la rugosité de surface sur la suramplification des ondes T-S	145
8.1. Modélisation par une combinaison des modèles basés sur la longueur et la hauteur relative de rugosité	145
8.2. Comparaison des modèles avec des résultats expérimentaux	150
Conclusion	157
A. Détermination expérimentale de l'intermittence	163
B. Positions de transition et N_T associés pour les cas avec rugosité	165
B.1. Inserts de longueurs de rugosités différentes	165
B.2. Inserts à longueur de rugosité variable	165
B.3. Inserts dont la longueur de rugosité est 9 cm	166
C. Géométrie de la plaque plane et coefficients de pression	169
D. Conception et caractérisation des inserts rugueux	171
D.1. Conception des surfaces rugueuses	171
D.2. Paramètres de rugosité des inserts rugueux	171
E. Calculs LST	173
Table (exhaustive) des matières	175
Table des figures	181
Nomenclature	187
Bibliographie	189

Introduction

L'augmentation du prix des carburants et l'urgence environnementale combinées à une hausse continue du trafic aérien font de la réduction de la consommation des aéronefs un enjeu majeur de l'aéronautique moderne. La Commission Européenne via le groupe ACARE composé d'acteurs publics et industriels a notamment fixé comme objectif pour l'aviation civile une réduction des émissions de 75% pour le CO₂ et 90% pour les NOx par passager et par kilomètre d'ici 2050 par rapport aux aéronefs des années 2000.

Sur le plan aérodynamique, l'étude de la couche limite, qui est la fine zone d'interface entre un corps et un fluide en mouvement relatif, est d'un grand intérêt. En particulier, la position de l'endroit où la couche limite se développant le long des ailes passe d'un état laminaire à un régime turbulent a une grande importance. Ce phénomène, appelé transition laminaire/turbulent influence fortement l'aérodynamique d'un corps car une couche limite turbulente engendre des frottements, et donc une traînée de frottement, bien plus élevés qu'une couche limite laminaire. La traînée de frottement d'un avion commercial pouvant représenter jusqu'à 50% de la traînée totale, une réduction importante de la consommation pourrait être obtenue en maintenant le plus possible les couches limites dans un état laminaire.

Différentes stratégies peuvent être mises en place afin d'augmenter l'étendue laminaire d'une voilure. Une première approche, appelée *NLF* pour *Natural Laminar Flow* consiste à penser le design d'une aile pour stabiliser au maximum la couche limite via l'optimisation du gradient de pression longitudinal. Une seconde possibilité, est un contrôle actif *LFC* ou *Laminar Flow Control* de la couche limite. Il est par exemple possible d'aspirer la couche limite à travers une paroi poreuse, ce qui aura pour effet de stabiliser celle-ci et repousser la position de transition vers l'aval de l'aile. La transition laminaire/turbulent d'une couche limite peut cependant être déclenchée par différentes instabilités ne pouvant être atténuées de la même manière. Il est alors possible d'opter pour une approche *HLFC* pour *Hybrid Laminar Flow Control*, consistant à combiner un design optimisé pour un type d'instabilité avec une approche *LFC* pour un second type d'instabilité. Les dispositifs de contrôlent entraînent cependant un surpoids, et le bilan final sur la consommation peut ne pas être positif.

Les efforts des chercheurs et industriels dans ce sens peuvent être illustrés avec le démonstrateur BLADE d'Airbus (voir figure 1) qui est un A340 spécialement adapté pour ce sujet, dont les ailes comportent des tronçons pensés pour repousser au maximum la position de la transition laminaire/turbulent.



FIGURE 1. – Démonstrateur BLADE équipé de tronçons d'ailes laminaires

Afin de concevoir des voilures avec une étendue laminaire la plus grande possible, il est nécessaire de comprendre au mieux ce phénomène de transition et les éléments pouvant jouer sur sa

position. Quand les perturbations extérieures sont assez faibles, la transition est dite modale ou "naturelle" (car historiquement ce type de transition fut le premier étudié) et se déroule selon le scénario suivant :

- la couche limite absorbe ces perturbations extérieures et donne naissance à des instabilités, ou modes primaires, au sein de celle-ci. Ce phénomène est appelé *réceptivité* et définit l'amplitude initiale de ces perturbations ;
- s'en suit une phase où les différents modes s'amplifient ou s'atténuent indépendamment les uns des autres. Cette phase appelée croissance linéaire dépend particulièrement de la forme des profils de vitesse moyenne de la couche limite et est bien décrite par la *théorie de la stabilité linéaire* (souvent abrégé en "LST" pour "*linear stability theory*") ;
- au-delà d'une certaine amplitude, des interactions non linéaires entre ces instabilités donnent naissance aux premiers spots turbulents, marquant ainsi le début de la transition.

Dans le cas d'une couche limite bidimensionnelle, qui fait l'objet de ce manuscrit de thèse, les instabilités à l'origine de la transition s'appellent *ondes de Tollmien-Schlichting*, ou ondes T-S. Lorsque les perturbations extérieures augmentent, un phénomène appelé *croissance transitoire* est susceptible de générer d'autres instabilités qui se matérialisent sous forme de fluctuations transversales de vitesse longitudinales, appelées *stries, ou modes de Klebanoff*, qui peuvent cohabiter avec les ondes de Tollmien-Schlichting, voire les supplanter, avec pour conséquence la plupart du temps d'avancer la position de transition.

Le terme de "perturbations extérieures" évoque souvent dans un premier temps le taux de turbulence de l'écoulement extérieur à la couche limite. Cependant, d'autres paramètres tels que la rugosité de paroi sont en général considérés comme étant également des perturbations extérieures.

De manière générale, bien qu'il existe des exceptions, plus la rugosité est importante, plus la transition est décalée vers l'amont. Il convient cependant de séparer les rugosités en plusieurs familles avec des effets bien différents :

- les *rugosités 2D localisées*, telles que des marches ou des rainures, peuvent déclencher la transition immédiatement au niveau de la rugosité si leurs dimensions caractéristiques sont assez grandes (et sont alors dites "critiques") ou simplement la décaler vers l'amont sinon (elles sont alors dites "sous-critiques") en augmentant la réceptivité et/ou l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Différentes méthodes existent afin de caractériser l'avancement de la position de transition dans ce cas . La méthode e^N peut par exemple être adaptée en représentant l'effet de la rugosité comme une augmentation ΔN du facteur N qui représente l'amplification des ondes T-S en un point donné par rapport à l'amplitude initiale ;
- les *rugosités 3D localisées* telles que des têtes de vis ou des trous peuvent également être critiques et déclencher la transition dans leur voisinage immédiat si elles sont assez hautes ou profondes ; dans le cas contraire, elles n'ont en général presque aucune influence sur la position de transition ; à iso hauteur, ce type de rugosité est critique à plus bas nombre de Reynolds qu'une rugosité 2D localisée car elle induit des modifications 3D de l'écoulement ;
- *la rugosité de surface*, tridimensionnelle et en général aléatoire, semble introduire un effet similaire à la rugosité 2D dans le sens où elle peut soit être critique, soit avancer la position de transition tout en étant sous-critique ;
- à mi-chemin entre les rugosités localisées et la rugosité de surface, une distribution régulière de rugosités isolées sous-critiques peut avoir un effet sur la couche limite et la position de transition, on parle alors de *rugosité distribuée* ; dans des cas à la limite où la rugosité distribuée est très dense, ce concept se mélange avec celui de rugosité de surface, on peut alors parler de *rugosité de surface académique* compte-tenu de son caractère non aléatoire spatialement.

De nombreuses études expérimentales ou numériques ont permis d'accroître les connaissances sur l'influence des rugosités localisées sur la couche limite et la transition. Ainsi de nombreuses méthodes existent pour estimer leur influence en allant du plus simple (critères empiriques) au

plus complexe (calculs types LNS ou DNS) en passant par des modèles intermédiaires (ΔN). En revanche, l'effet de la rugosité de surface sur la transition pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting, qui fait l'objet de ce manuscrit, est lui moins connu, car il a été historiquement moins étudié du fait de son influence *a priori* plus faible, et surtout à cause de la complexité induite par le caractère non local et la forme en générale complexe d'une telle rugosité. Dans les cas où cette rugosité de surface est non critique, des études, comme celles de Jeong *et al.* (2019) ou Lanzillotta *et al.* (2017) montrent une avancée de la position de transition par rapport à une surface plus lisse, signifiant ainsi qu'un ensemble de micro rugosités, qui n'auraient pas eu d'influence seules, voit ses effets se cumuler pour décaler significativement la transition vers l'amont.

Des auteurs tels que Goldstein *et al.* (1983) et Ruban (1985) ont montré par la théorie que la rugosité peut augmenter la réceptivité, et donc l'amplitude initiale des ondes T-S. Raposo *et al.* (2018) ont de plus montré que cet effet de "sur-réceptivité" était d'autant plus important que les longueurs d'ondes de la rugosité et des ondes de Tollmien-Schlichting étaient proches. Ces résultats ont été retrouvés expérimentalement avec des rugosités distribuées, mais aucune expérience dans la littérature ne confirme ceci dans le cas de la rugosité de surface.

D'autres, tels que Corke *et al.* (1986) ont montré que les ondes de Tollmien-Schlichting pouvaient également être suramplifiées, donc croître plus que ce qui est prévu sur une surface lisse par la LST, en présence de rugosité de surface. Ce phénomène n'est pour l'instant pas complètement compris. Cette suramplification est-elle due à une modification du profil de vitesse moyenne par la rugosité de surface? Les études sur ce sujet, comme celle de Reshotko et Leventhal (1981) ne vont pas dans ce sens, mais les mesures n'ont pas pu être faites à proximité immédiate de la rugosité de surface, là où une éventuelle déformation du profil est la plus probable.

Existe-t-il alors un autre phénomène pouvant être à l'origine de cette suramplification? Il est possible que la rugosité de surface génère un phénomène de croissance transitoire, et donc des stries pouvant déformer le profil de couche limite en engendrant des variations transversales de celui-ci, comme ceci a été évoqué par Reshotko (2001) et étudié par Downs *et al.* (2008). Si un tel phénomène a lieu, est-il directement responsable de la transition ou influe-t-il indirectement en suramplifiant les ondes de Tollmien-Schlichting? Aucune étude ne permet à ce jour de répondre à cette question.

Les objectifs principaux de ce travail de thèse sont de mieux comprendre les phénomènes par lesquels la rugosité de surface avance la position de transition, notamment en influant sur l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, et de progresser vers la mise en place d'un modèle permettant de prendre en compte l'impact de la rugosité de surface dans des simulations de type RANS ou couche limite.

Le premier chapitre est une étude bibliographique synthétisant les connaissances acquises sur ce sujet et permettant de définir le point de départ de ces travaux de thèse ainsi que de définir leur orientation (chapitre 1). Les connaissances actuelles et les questions en suspens y sont détaillées, et des liens sont faits avec les autres types de rugosités concernant les phénomènes physiques en jeu et les méthodes pour prévoir le déplacement de la position de transition en fonction des caractéristiques géométriques de la rugosité.

Une expérience est ensuite conçue pour pouvoir étudier l'amplification des ondes T-S sur des surfaces variées. Celle-ci est exploitée dans un premier temps dans sa configuration lisse afin de valider la couche limite obtenue expérimentalement par comparaison avec des outils numériques et d'en tirer une configuration de référence à laquelle se comparer par la suite en présence de rugosité (chapitres 2 et 3). Les résultats des calculs de stabilité sont également exploités pour exprimer les positions de transition en terme de facteur critique N_T et pouvoir par la suite en déduire des variations de facteur N , appelées ΔN pour faire le lien avec les modèles en ΔN utilisés pour caractériser l'avancement de la transition par des rugosités 2D localisées.

Les chapitres 4 et 5 suivants sont consacrés à une étude phénoménologique de l'avancement de la position de transition avec pour objectifs d'observer la présence de phénomènes de sur-réceptivité et de suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting et de mieux comprendre ensuite l'origine de ce second phénomène.

L'attention est par la suite portée sur deux paramètres majeurs que sont la taille moyenne (chapitre 6) et la longueur de la surface rugueuse (chapitre 7). Leurs effets sur la position de transition sont discutés et systématiquement traduits en terme de ΔN .

En fil rouge le long de cette thèse, et particulièrement lors de ces deux chapitres, est évoquée la possibilité de modéliser l'avancement de la position de transition en fonction des paramètres de la rugosité de surface. Deux modèles inspirés des modélisations en ΔN pour les rugosités 2D localisées sont finalement mis en place et discutés dans un ultime chapitre (chapitre 8) suivi d'une conclusion résumant les avancées effectuées lors de ces travaux de thèse, et les perspectives d'études à venir qui pourraient en découler.

Première partie

État de l'art, matériel et méthodes

Etat de l'art

Sommaire

1.1. Couche limite laminaire et transition vers la turbulence	3
1.1.1. Les équations de la couche limite	4
1.1.2. Grandeurs caractéristiques d'une couche limite bidimensionnelle	6
1.1.3. Transition vers la turbulence	8
1.2. Ondes de Tollmien-Schlichting : réceptivité, croissance linéaire et transition	12
1.2.1. Evolution des ondes de Tollmien-Schlichting le long d'une couche limite	12
1.2.2. Réceptivité	13
1.2.3. Théorie de la stabilité linéaire	14
1.2.4. Croissance transitoire et influence sur les ondes de Tollmien-Schlichting .	15
1.2.5. Critères de prévision de la transition	17
1.3. Caractérisation de l'état de surface	19
1.3.1. Paramètres classiques de la rugosité de surface	19
1.3.2. Paramètres de rugosité de surface spécifique à un écoulement	22
1.3.3. Mesure expérimentale de la rugosité	23
1.4. Influence de la rugosité de surface sur la couche limite laminaire 2D et la transition	24
1.4.1. Différents types de rugosités, différents effets	24
1.4.2. Effets de la rugosité de surface sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible	27
1.4.3. Influence de la rugosité de surface sur d'autres scenarios de transition .	36
1.5. Etude expérimentale des couches limites et de la transition	37
1.5.1. Anémométrie à fil chaud	37
1.5.2. Thermographie infrarouge	40

1.1. Couche limite laminaire et transition vers la turbulence

Dans certaines régions de l'écoulement d'air autour d'un objet, celui-ci peut être considéré comme celui d'un fluide parfait car les forces de viscosité sont négligeables par rapport à celles d'inertie. A proximité de la paroi, le rapport de force est équilibré, et cette hypothèse ne peut plus être appliquée. Ceci est illustré par le paradoxe de d'Alembert : en théorie, un solide animé d'un mouvement de translation rectiligne uniforme dans un fluide parfait incompressible et au repos ne subit aucune résistance de la part du fluide en l'absence de rugosité, ce qui est en contradiction avec toutes les observations expérimentales.

En 1904, Prandtl introduisit alors la notion de couche limite afin de prendre en compte les effets de la viscosité permettant ainsi, notamment, le calcul de la force qu'est la traînée de frottement d'un corps. La prise en compte de la viscosité impose une vitesse nulle à la paroi ; la couche limite est alors définie comme la zone à très fort gradient de vitesse dans laquelle le fluide passe de cette vitesse nulle à la paroi à la vitesse de l'écoulement extérieur, comme illustré sur la figure 1.1.

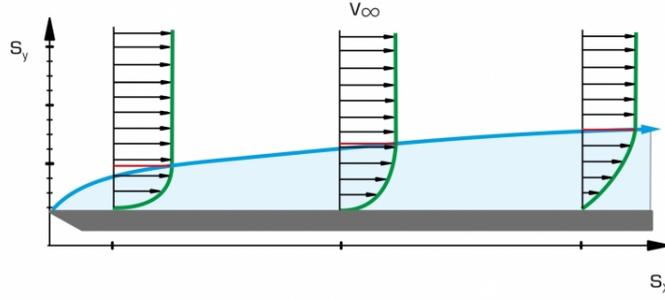


FIGURE 1.1. – Illustration schématique d'une couche limite se développant le long d'une plaque plane

Avec l'équilibre des efforts d'inertie ($\rho \frac{U^2}{L}$) et de viscosité ($\mu \frac{U}{\delta^2}$) on peut écrire :

$$\frac{\frac{\rho U^2}{L}}{\frac{\mu U}{\delta^2}} \approx 1 \Rightarrow \frac{\delta}{L} \approx \frac{1}{\sqrt{\frac{UL}{\nu}}} = \frac{1}{\sqrt{Re}} \quad (1.1)$$

avec L la longueur caractéristique de l'objet aérodynamique et δ l'épaisseur de la couche limite, soit la distance entre la paroi (où la vitesse U est nulle) et la hauteur où cette vitesse est égale à U_e , la vitesse de l'écoulement libre. Par convention, on définit aussi δ_{99} comme étant la hauteur à laquelle $U/U_e = 0,99$. La relation (1.1) permet d'obtenir un ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite pour un écoulement et une longueur donnée. A grand nombre de Reynolds, la couche limite est donc une zone extrêmement fine.

1.1.1. Les équations de la couche limite

Prandtl a formulé un système d'équations, appelé équations de Prandtl, caractéristique de la couche limite, en adimensionnant puis simplifiant les équations de Navier-Stokes en faisant les hypothèses que le nombre de Reynolds est grand et que l'épaisseur de la couche limite est petite devant le rayon de courbure de la paroi, l'écoulement étant considéré comme incompressible, stationnaire et non pesant. Ce processus est détaillé par Cousteix (1988). Une fois exprimées dans le système de coordonnées cartésien (avec x l'axe longitudinal et y la normale à la paroi, cas 2D), les équations sont adimensionnées et une étude des ordres de grandeurs permet d'éliminer une partie des termes.

L'équation de continuité (1.2a) et l'équation de quantité de mouvement projetée sur les axes x et y (équations de quantité de mouvement (1.2b) (1.2c)) s'écrivent en 2D incompressible :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.2a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1.2b)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (1.2c)$$

On adimensionne ces équations en introduisant les grandeurs suivantes (avec $R_L = \frac{U_0 L}{\nu}$ le

nombre de Reynolds) :

$$u^* = \frac{u}{U_0} \quad (1.3a)$$

$$x^* = \frac{x}{L} \quad (1.3b)$$

$$y^* = \frac{y}{\delta} \quad (1.3c)$$

$$v^* = \frac{v}{U_0} R_L^{1/2} \quad (1.3d)$$

$$P^* = \frac{P}{\rho_0 U_0^2} \quad (1.3e)$$

$$t^* = \frac{t}{T} \quad (\text{avec } T = L/U_0) \quad (1.3f)$$

On obtient alors le système d'équations suivant :

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

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{R_L} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} \right) + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \quad (1.4b)$$

$$\frac{1}{R_L} \left(\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \frac{1}{R_L^2} \frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{R_L} \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \quad (1.4c)$$

On suppose que les termes adimensionnés ainsi que leurs dérivées sont d'ordre 1. Le nombre de Reynolds étant grand par hypothèse, le système ci-dessus peut être simplifié pour obtenir :

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

$$\frac{L}{U_0 T} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \quad (1.5b)$$

$$0 = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} \quad (1.5c)$$

En revenant aux variables physiques, on arrive au système d'équations simplifiées par les hypothèses de la couche limite appelé **équations de Prandtl**.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.6a)$$

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

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (1.6c)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- pour $y=0$, $u=0$ et $v=0$
- pour $y \rightarrow \infty$, $u = u_0$ et $v \rightarrow 0$

L'équation (1.6c) donne une caractéristique importante de la couche limite : la pression statique n'évolue pas dans celle-ci le long d'une normale à la paroi.

1.1.2. Grandeurs caractéristiques d'une couche limite bidimensionnelle

Il existe différentes grandeurs généralement utilisées pour caractériser une couche limite. La force de frottement pariétale peut être obtenue par intégration dans la direction longitudinale de la contrainte de frottement pariétal τ_p . Le coefficient de frottement pariétal est une grandeur obtenue en adimensionnant $\tau_p = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\text{paroi}}$:

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2} = \frac{\mu}{\frac{1}{2}\rho_0 U_e^2} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\text{paroi}} \quad (1.7)$$

La présence d'une couche limite induit une perte de débit par rapport à l'écoulement de fluide parfait. Pour la caractériser, on introduit l'épaisseur de déplacement δ_1 , qui est la hauteur de laquelle il faudrait élever la paroi pour obtenir le même débit dans un écoulement de fluide parfait que dans la couche limite (voir figure 1.2). En incompressible ($\rho = \rho_0$) cette épaisseur peut s'écrire ainsi :

$$\begin{aligned} q &= \rho \int_0^\delta u dy && \text{(débit réel couche limite)} \\ &= \rho \int_{\delta_1}^\delta U_e dy && \text{(équivalent fluide parfait)} \\ &= \rho \int_0^\delta U_e dy - \rho \int_0^{\delta_1} U_e dy \\ \Rightarrow \rho \int_0^\delta u dy &= \rho \int_0^\delta U_e dy - \rho U_e \delta_1 \\ \Rightarrow \delta_1 &= \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \end{aligned} \quad (1.8)$$

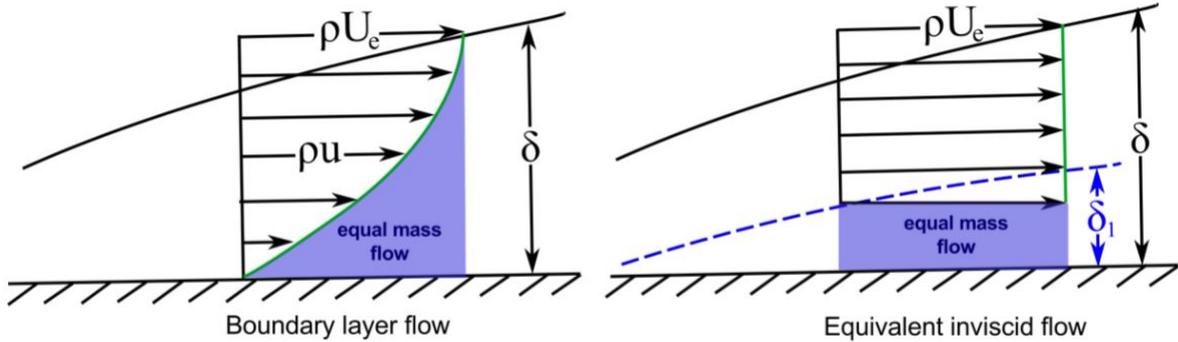


FIGURE 1.2. – Epaisseur de déplacement, issu de Methel (2019)

On définit également l'épaisseur de quantité de mouvement θ (figure 1.3) comme étant la hauteur à ajouter à l'épaisseur de déplacement pour maintenir le flux de quantité de mouvement en fluide parfait :

$$\begin{aligned} \int_{\theta+\delta_1}^\delta \rho_0 U_e^2 dy &= \int_0^\delta \rho u^2 dy \\ \Rightarrow \theta &= \int_0^\delta \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \end{aligned} \quad (1.9)$$

Le facteur de forme H , défini comme étant le rapport des deux grandeurs ci-dessus, est une grandeur importante pour caractériser une couche limite :

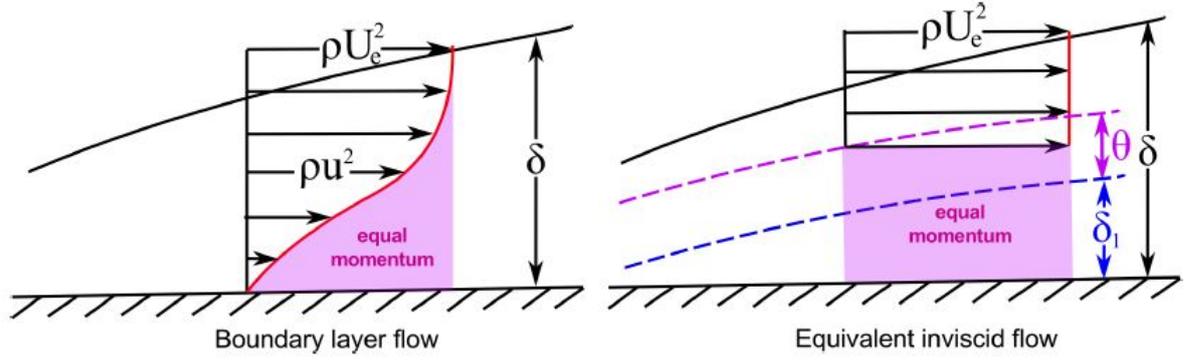


FIGURE 1.3. – Epaisseur de quantité de mouvement, issu de Methel (2019)

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (1.10)$$

Pour une plaque plane, plongée dans un écoulement incompressible et sans gradient de pression, il vaut 2,591 dans la partie laminaire de la couche limite et 1,4 dans la partie turbulente. La figure 1.4 montre l'influence du facteur de forme sur la courbure du profil des vitesses dans une couche limite.

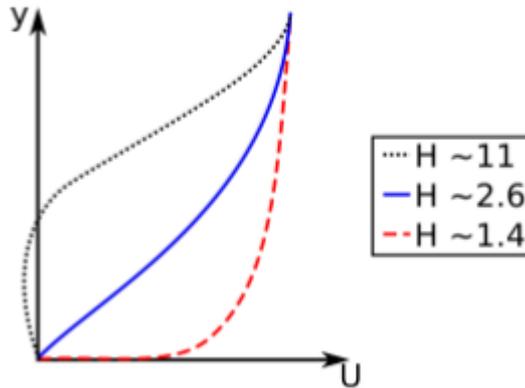


FIGURE 1.4. – Profils de couches limites avec différents facteurs de forme, issu de Methel (2019)

Solution analytique de Blasius pour une couche limite laminaire

Dans le cas d'une plaque plane en écoulement laminaire stationnaire, incompressible, bidimensionnel, à nombre de Reynolds élevé et sans gradient de pression longitudinal, les équations de Prandtl (1.6) peuvent être réécrites ainsi :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.11a)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.11b)$$

L'équation de continuité (1.11a) permet d'introduire la fonction de courant ψ :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (1.12)$$

Les équations (1.11a) et (1.11b) peuvent alors être regroupées de la manière suivante :

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \nu \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3} \quad (1.13)$$

Blasius traite ce problème en introduisant une variable sans dimension :

$$\eta = \frac{y}{\delta(x)} = y \sqrt{\frac{U_0}{\nu x}} \quad (1.14)$$

et la fonction f telle que :

$$\frac{u}{U_0} = f'(\eta) \quad (1.15a)$$

$$\psi = \sqrt{2\nu U_0 x} f(\eta) \quad (1.15b)$$

$$(1.15c)$$

Cela permet de transformer l'équation (1.13) ainsi :

$$f''' + \frac{1}{2} f f'' = 0 \quad (1.16)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$- f(\eta = 0) = f'(\eta = 0) = 0$$

$$- f'(\eta \rightarrow \infty) \rightarrow 1$$

La résolution analytique de cette équation donne un profil de couche limite dont Blasius donne une caractéristique fondamentale : celui-ci est auto-similaire, ce qui signifie que tous les profils d'un écoulement dit de Blasius ont exactement la même forme à un facteur d'échelle près. Les grandeurs caractéristiques d'une telle couche limite peuvent être exprimées en fonction de x et Re_x :

$$\delta(x) = \frac{4.92x}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.17a)$$

$$\delta_1(x) = \frac{1.72x}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.17b)$$

$$\theta(x) = \frac{0.664x}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.17c)$$

$$C_f(x) = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.17d)$$

$$H = 2.591 \quad (1.17e)$$

1.1.3. Transition vers la turbulence

La description de la couche limite issue des travaux de Prandtl présentée dans la section 1.1.1 ne s'applique en réalité que dans un certain état de la couche limite. Comme le montre la figure 1.5, la couche limite peut être divisée en trois régions dans la direction de l'écoulement principal. Elle est d'abord laminaire après le bord d'attaque, puis entre dans une phase de transition où le régime passe progressivement d'un état laminaire à turbulent.

La figure 1.6 montre l'évolution qualitative des grandeurs caractéristiques définies dans le paragraphe 1.1.2 lors de cette transition. Si la forme de ces courbes ne sera pas exactement la même pour tous les écoulements, leur étude est intéressante, car le comportement de ces grandeurs a tendance à évoluer fortement à partir de l'endroit où la transition commence. Observer ces grandeurs est donc un moyen de connaître la position de la transition. L'expérience montre que l'épaississement des couches limites turbulentes est plus important que celui des couches limites laminaires. L'évolution du coefficient de frottement est particulièrement intéressante à

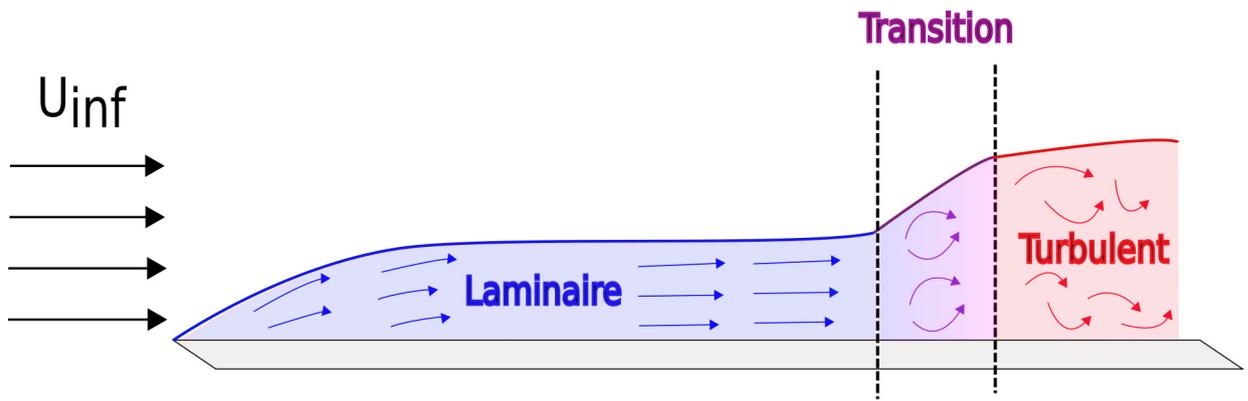


FIGURE 1.5. – Les trois régimes d'écoulement dans la couche limite

étudier : dans la partie laminaire, ce coefficient évolue suivant la formule de Blasius, puis augmente brutalement dans la zone de transition, avant de diminuer lentement en régime turbulent établi, mais avec des valeurs bien plus importantes que si la couche limite était restée laminaire. Ainsi une couche limite turbulente engendre-t-elle des frottements, et donc une traînée bien supérieurs à une couche limite laminaire.

Cette augmentation des frottements s'explique par la modification du profil de couche limite : en passant d'un état laminaire à turbulent, celui-ci a tendance à "s'aplatir", ce qui correspond à une diminution du facteur de forme présenté précédemment, engendrant ainsi un gradient de vitesse et donc des frottements plus élevés.

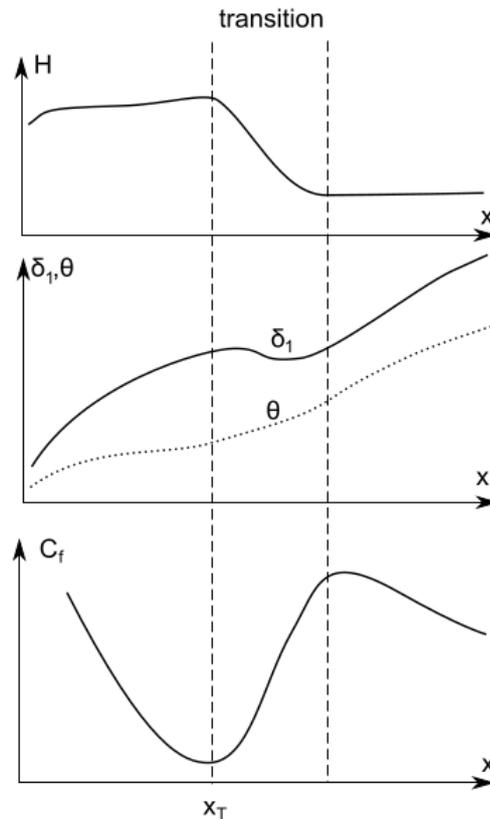


FIGURE 1.6. – Evolution des grandeurs caractéristiques de la couche limite lors de la transition Cousteix (1989)

Transition laminaire-turbulent

Le premier à avoir observé le phénomène de transition vers la turbulence est Reynolds au cours d'une expérience lors de laquelle un filet de colorant fut introduit dans une conduite d'eau (Reynolds (1883)). Alors qu'à faible vitesse, le filet suit l'écoulement sans dispersion, il se déstructure à mesure que la vitesse augmente. C'est en faisant varier les conditions de l'expérience (vitesse, diamètre du tube et viscosité) que Reynolds a introduit le nombre de Reynolds $Re = U_0 L / \nu$. Il existe une valeur du nombre de Reynolds au-delà de laquelle un écoulement devient turbulent, mais cette valeur varie selon les écoulements. Plusieurs phénomènes sont aujourd'hui connus comme étant susceptibles de faire transitionner un écoulement, eux-même étant influencés par divers paramètres (taux de turbulence, température de la paroi, rugosité de la surface, gradients de pression etc.)

Dans le cas d'un écoulement de couche limite, selon le niveau des perturbations extérieures, qui peuvent être d'origine aérodynamique, acoustique ou dues à des rugosités à la paroi, il existe différents mécanismes de transition comme le montre la figure 1.7 de Morkovin (1994).

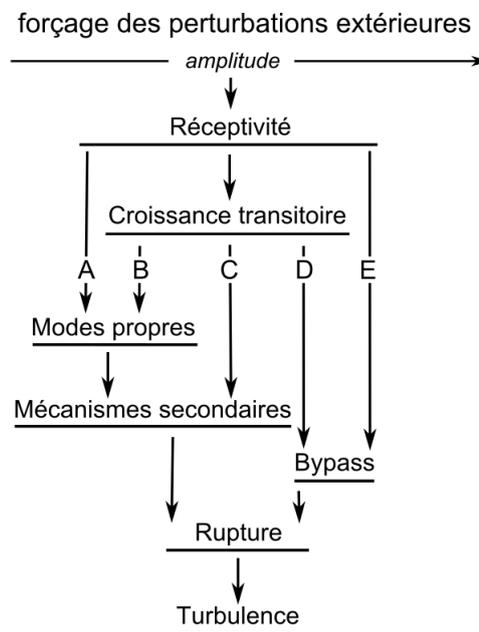


FIGURE 1.7. – Les différents mécanismes de transition selon Morkovin (1994)

Chemin A Les instabilités du chemin A, correspondant à un T_u inférieur à 0.1% environ, sont modales, et plusieurs modes peuvent apparaître en même temps, le moins stable pour une configuration donnée étant celui qui pilotera la transition. Sur une plaque plane, avec écoulement bidimensionnel et incompressible, ce seront *a priori* des ondes d'instabilité longitudinales visqueuses dites de Tollmien-Schlichting (ou ondes T-S). Pour une aile en flèche, ce seront des instabilités inflexionnelles transversales 3D dites crossflow. Sur la plupart des avions actuels, la transition est pilotée par les instabilités crossflow plutôt que par les ondes de Tollmien-Schlichting et survient pratiquement au niveau du bord d'attaque. En effet, la flèche de l'aile engendre une couche limite tridimensionnelle, et le fort gradient de pression négatif du bord d'attaque favorise le développement des instabilités crossflow et stabilise les T-S. Il existe cependant des projets de voilures dites "laminaires" avec une flèche souvent moins importante, ayant pour objectif de repousser au maximum la position de la transition. Pour les surfaces concaves, la transition est pilotée par une instabilité de type Görtler. Ce chemin de transition est appelé transition "modale" et parfois "naturelle" du fait que ce fût le premier chemin historiquement étudié.

Chemin B Avec l'augmentation des perturbations extérieures apparaît le phénomène de croissance transitoire (non-normalité entre plusieurs modes). Le chemin B correspond à une situation où ces perturbations extérieures restent faibles, entraînant une cohabitation de cette croissance transitoire avec les phénomènes d'amplification modale. [Kosorygin et Polyakov \(1990\)](#) ont montré que pour un taux de turbulence dans l'écoulement extérieur à la couche limite compris entre 0.1% et 0.7%, les ondes de Tollmien-Schlichting (modales) et les modes de Klebanoff (multi-modaux), cohabitent dans la partie laminaire de la couche limite.

Chemin C Pour le scénario C (taux de turbulence compris entre 0.7% et 1% environ), les instabilités modales sont complètement masquées par des tourbillons longitudinaux ayant l'apparence de stries, appelés modes de Klebanoff.

Chemin D Pour le scénario D (taux de turbulence supérieur à 1%), les modes de Klebanoff sont aussi les modes dominants. La distinction avec le scénario précédent n'est pas évidente. Dans le scénario C, les modes de Klebanoff croissent assez lentement pour qu'un filtrage des hautes fréquences des perturbations extérieures soit effectué. La transition est alors due à des instabilités secondaires engendrées par l'écoulement modifié par les modes de Klebanoff. Pour le chemin D, les stries croissent plus vite et atteignent une amplitude critique avant que les hautes fréquences ne soient filtrées. L'interaction entre ces hautes fréquences et les stries déstabilise ces dernières et conduit à la transition.

Chemin E Au-delà d'un certain seuil de perturbations extérieures, on peut considérer que la couche limite est en régime turbulent dès sa formation.

Lors de cette thèse, c'est principalement le chemin A, et notamment la transition due aux ondes de Tollmien-Schlichting, qui sera étudié. Cependant, certaines études montrent que des modes de Klebanoff peuvent être générés en présence de rugosité de surface. Il est alors possible que les chemins empruntés soient le B, le C ou le D.

Notion d'intermittence

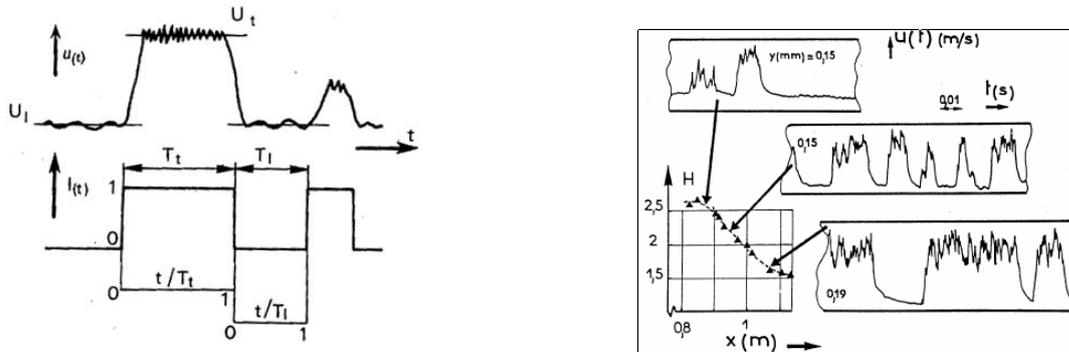
[Emmons \(1951\)](#) définit la transition comme étant le lieu d'apparition de spots turbulents. Ces spots sont advectés et grandissent jusqu'à couvrir la totalité de l'écoulement. Un point donné de l'écoulement dans une zone transitionnelle oscille donc entre un état laminaire et un état turbulent lorsqu'il est traversé par de tels spots. En plaçant un fil chaud dans la couche limite, les valeurs fluctuantes de tension mesurées permettent de voir cette alternance entre spots turbulents et état laminaire. Ceci peut être représenté par une fonction, appelée fonction d'intermittence I , dépendant du temps, dont la valeur est 0 en état laminaire, et 1 en présence de spots turbulents comme illustré par la figure 1.8a.

On définit alors le facteur d'intermittence γ comme étant la fraction de temps pendant laquelle le point est traversé par des spots turbulents. En régime laminaire, le facteur d'intermittence vaut donc zéro, et sa valeur maximale, 1, est atteinte lorsque le régime est pleinement turbulent ([Arnal et Juillen \(1977\)](#)). La valeur de ce facteur γ en un point donné de la couche limite est en fait la valeur moyenne de la fonction d'intermittence :

$$\gamma = \overline{I(t)} = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_{t_1}^{t_1+t_0} I(t) dt \quad (1.18)$$

La figure 1.8b issue de [Arnal \(2008\)](#) permet de visualiser l'évolution du signal d'un fil chaud à mesure que l'on se déplace dans des régions où la transition est plus avancée, dans le cas d'une transition modale (chemin A). Cette figure 1.8b montre également que la longueur de la zone de

transition Δx n'est pas négligeable devant la longueur x_T de la région laminaire. Pour un cas 2D à faible vitesse et gradient de pression faible ou nul, le ratio $\Delta x/x_T$ est de l'ordre de 30 à 40%. La région de transition peut être modélisée par des fonctions d'intermittence empiriques (Mayle (1991)).



(a) Evolution de la fonction d'intermittence en présence de spots turbulents Arnal et Juillen (1979)

(b) Région de transition sur une plaque plane : facteur de forme et signal de fil chaud Arnal (2008)

FIGURE 1.8. – Fonction d'intermittence

Cas d'un écoulement 2D incompressible à faible taux de turbulence

Dans le cadre de cette thèse, donc pour un écoulement sur plaque plane 2D et incompressible pour lequel le taux de turbulence est faible, la transition sera la plupart du temps pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting. Avant d'étudier la façon dont la rugosité de surface peut influencer sur un tel mode de transition, il est nécessaire de bien détailler ce processus dans le cas d'une paroi lisse, ce qui fait l'objet de la section suivante.

1.2. Ondes de Tollmien-Schlichting : réceptivité, croissance linéaire et transition

1.2.1. Evolution des ondes de Tollmien-Schlichting le long d'une couche limite

Les trois étapes majeures menant à une transition de la couche limite due aux ondes de Tollmien-Schlichting sont les suivantes : réceptivité, croissance linéaire et transition.

Le phénomène par lequel les perturbations extérieures donnent naissance à des instabilités au sein de la couche limite s'appelle la réceptivité et a été conceptualisé pour la première fois par Morkovin (1969). Ce terme traduit le fait que des perturbations extérieures soient "absorbées" par la couche limite, donnant ainsi naissance à des instabilités au sein de celle-ci, dont les ondes de Tollmien-Schlichting. Si l'écoulement est incompressible, ces instabilités visqueuses ont un vecteur d'onde parallèle à l'écoulement et une vitesse de phase proche de la vitesse moyenne à l'intérieur de la couche limite.

S'ensuit une phase dite de croissance linéaire des ondes de Tollmien-Schlichting. Le terme linéaire ne sert pas à quantifier cette amplification (qui est en fait exponentielle) mais le fait que les ondes de Tollmien-Schlichting croissent et décroissent indépendamment les unes des autres selon les équations de Navier-Stokes linéarisées. Cette phase est décrite par la théorie de la stabilité linéaire (souvent abrégée en LST pour Linear Stability Theory).

Lorsque les ondes de Tollmien-Schlichting atteignent une amplitude assez importante (de l'ordre de 1% de la vitesse amont U_0), elles commencent à interagir entre elles et se tridimensionnaliser, donnant ainsi naissance à des instabilités secondaires, qui elles-même vont croître et interagir avec les ondes de Tollmien-Schlichting pour finalement donner naissance aux premiers spots turbulents.

Lorsque ces spots occupent toute la couche limite, l'écoulement est pleinement turbulent. Les étapes du développement des ondes de Tollmien-Schlichting peuvent être résumées par la figure 1.9 (avec le cas d'une plaque plane en haut et d'une ogive cylindrique en bas) et visualisées sur la figure 1.10. Outre les perturbations extérieures "naturelles", les ondes de Tollmien-Schlichting peuvent être générées artificiellement, afin de faciliter leur étude, à l'aide par exemple d'un ruban tendu à la paroi que l'on fait vibrer à une fréquence donnée Schubauer et Skramstad (1948) ou d'un actionneur plasma Kurz *et al.* (2013).

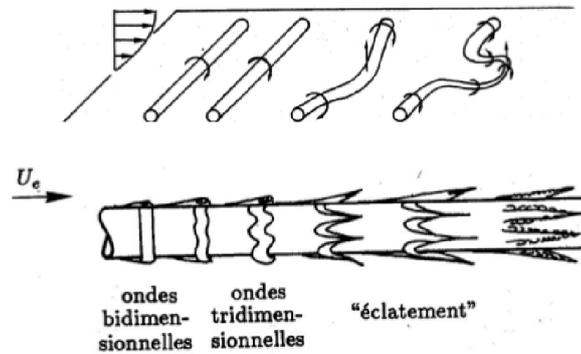


FIGURE 1.9. – Développement des ondes de Tollmien-Schlichting Cousteix (1989)

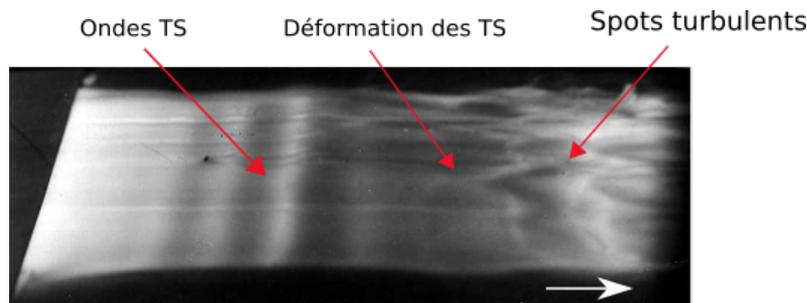


FIGURE 1.10. – Visualisation des ondes de Tollmien-Schlichting se développant au-dessus d'une plaque plane dans un tunnel hydrodynamique (Photo de Werlé, ONERA)

1.2.2. Réceptivité

Ce phénomène à l'origine du développement des ondes de Tollmien-Schlichting est très complexe et très difficile à étudier expérimentalement du fait des très faibles amplitudes initiales de ces perturbations par rapport au bruit ambiant et à la résolution des appareils de mesure.

Une modélisation de la couche limite la décrivant comme la superposition de trois couches a été développée notamment par Messiter (1970) et Stewartson (1969) et est à la base de nombreuses études sur la réceptivité. Ce modèle dit de "triple couche" sépare ainsi les trois régions de la couche limite :

- la couche supérieure, caractérisée par des perturbations irrotationnelles et non visqueuses, gouvernée par les équations de Prandtl-Glauert
- la couche médiane, caractérisée par des perturbations rotationnelles et non visqueuses, gouvernées par les équations d'Euler linéarisées compressibles
- la couche inférieure, caractérisée par des perturbations rotationnelles et visqueuses, gouvernées par les équations de couche limite incompressible

Les différentes étapes du développement de cette structure ont été résumées par [Nayfeh \(1991\)](#). Les travaux de [Goldstein \(1983a\)](#) et [Ruban \(1985\)](#) permettent de comprendre plus en détail ce phénomène. Ainsi la réceptivité est-elle un phénomène localisé dans les régions d'écoulement non parallèle où interviennent des variations longitudinales de vitesse de l'écoulement moyen sur des distances de l'échelle de la longueur d'onde des ondes de Tollmien-Schlichting, typiquement le bord d'attaque ou des inhomogénéités de surface. C'est donc précisément dans ces zones que l'énergie fournie par les perturbations extérieures de grandes longueurs d'onde peut donner naissance à des ondes de Tollmien-Schlichting de longueurs d'onde beaucoup plus faibles.

1.2.3. Théorie de la stabilité linéaire

La phase de croissance linéaire des perturbations peut être modélisée par la théorie de stabilité linéaire. Le principe est l'introduction de petites perturbations dans les équations de Navier-Stokes linéarisées puis la recherche des modes instables. On commence pour cela par exprimer les grandeurs comme étant la somme d'une quantité moyenne et d'une quantité fluctuante :

$$q(x, y, z, t) = \bar{q}(x, y, z) + q'(x, y, z, t) \quad (1.19)$$

Pour les parties fluctuantes, dans l'hypothèse d'un écoulement parallèle $(u(y), 0, w(y))$ les équations de Navier-Stokes linéarisées au premier ordre deviennent donc :

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (1.20a)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} \right) \quad (1.20b)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial v'}{\partial z} = -\frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} \right) \quad (1.20c)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial w'}{\partial z} + v' \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} = -\frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} \right) \quad (1.20d)$$

Les perturbations introduites dans l'écoulement prennent la forme suivante, l'hypothèse d'écoulement parallèle permettant d'écrire que l'amplitude spatiale longitudinale ne dépend que de y :

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f(y) \\ \phi(y) \\ h(y) \\ \pi(y) \end{pmatrix} e^{i(\alpha x + \beta z - \omega t)} = \tilde{q}(y) e^{i(\alpha x + \beta z - \omega t)} \quad (1.21)$$

Les grandeurs suivantes caractérisent la perturbation :

- les fonctions f , ϕ , h , π , amplitudes spatiales longitudinales
- α : nombre d'onde selon x
- β : nombre d'onde selon z
- ω : pulsation

En reportant cette forme de perturbation dans les équations aux petites perturbations (1.20) et en combinant les équations, on obtient, pour l'amplitude ϕ l'équation (1.22) :

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} - 2(\alpha^2 + \beta^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + (\alpha^2 + \beta^2)^2 \phi - i Re \left[(\alpha \bar{u} + \beta \bar{w} - \omega) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - (\alpha^2 + \beta^2) \phi \right) - \left(\alpha \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \beta \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} \right) \phi \right] = 0 \quad (1.22)$$

Dans le cas où les ondes sont bidimensionnelles, $\beta = 0$, l'équation résultante s'appelle **équation d'Orr-Sommerfeld** (1.23)

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} - 2\alpha^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \alpha^4 \phi - iRe \left[(\alpha \bar{u} - \omega) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \alpha^2 \phi \right) - \alpha \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \phi \right] = 0 \quad (1.23)$$

Les perturbations vérifient les conditions d'adhérence à la paroi (1.24) et s'amortissent à l'infini (1.25) :

$$\text{Pour } y = 0 : \phi = \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (1.24)$$

$$\text{Pour } y \rightarrow \infty : \phi \rightarrow 0 \text{ et } \frac{\partial \phi}{\partial y} \rightarrow 0 \quad (1.25)$$

La combinaison de cette équation différentielle et des conditions aux limites est donc un problème aux valeurs propres. $\bar{u}(y)$ et $\bar{w}(y)$ étant déterminés par exemple par des codes de calcul de couche limite, les solutions non nulles sont obtenues pour des combinaisons particulières de $(\alpha, \beta, \omega, R)$. La relation $\mathbf{E}(\alpha, \beta, \omega, Re) = \mathbf{0}$ est appelée **relation de dispersion**.

Deux approches différentes existent pour la résolution de ce problème : l'approche temporelle, pour laquelle la pulsation ω est complexe et les nombres d'onde α et β réels et l'approche spatiale où ce sont les nombres d'onde qui sont complexes alors que la pulsation est réelle. Pour la couche limite, où les perturbations sont de nature convective, c'est l'approche spatiale qui est privilégiée. On définit alors α_i et β_i (parties imaginaires de α et β respectivement) comme étant les taux d'amplification respectivement longitudinale et transversale des instabilités. Les deux méthodes sont cependant possibles et les valeurs de (ω, α, β) de l'une sont reliées aux valeurs de l'autre par la relation de Gaster (1962).

Pour un écoulement bidimensionnel, on peut se limiter à l'étude des perturbations elles-mêmes bidimensionnelles. Il a en effet été montré par Squire (1933) que pour un tel écoulement, pour chaque perturbation tridimensionnelle instable à un certain nombre de Reynolds, il existe une perturbation bidimensionnelle instable à un nombre de Reynolds inférieur.

Grâce à l'équation différentielle (1.22), il est possible d'obtenir les valeurs des coefficients α_i et β_i pour une position longitudinale (ou plutôt pour une valeur du nombre de Reynolds) et une fréquence données. Dans les configurations soit 2D, soit 3D avec $\beta_i = 0$, un résultat important de cette théorie est l'existence d'un nombre de Reynolds critique en-dessous duquel toute perturbation est amortie. Ceci peut être illustré dans un diagramme (fréquence, Reynolds), comme sur la figure 1.11 issue de Methel (2019). Il existe une courbe, dite courbe neutre (c'est la courbe iso-contour des $\alpha_i = 0$), à l'extérieur de laquelle l'écoulement est stable ($\alpha_i > 0$), et instable ($\alpha_i < 0$) à l'intérieur. On peut visualiser sur cette courbe le nombre de Reynolds en-dessous duquel toute perturbation est atténuée. Ce nombre critique dépend fortement des conditions de l'écoulement. Pour la plaque plane $R_{\delta_{1cr}} = U_0 \delta_{1cr} / \nu = 520$ (nombre de Reynolds critique formé avec la vitesse extérieure et l'épaisseur de déplacement) et $R_{x_{cr}} = U_0 x_{cr} / \nu = 90\,000$ (formé avec x la distance au bord d'attaque).

La théorie de la stabilité linéaire et la réceptivité permettent ainsi de comprendre le développement complet d'une onde de Tollmien-Schlichting en l'absence de transition : elle est générée dans une zone de réceptivité, subit une phase de décroissance exponentielle jusqu'au point neutre (début de la branche I), à partir duquel elle croît exponentiellement jusqu'à la branche II. Elle décroît ensuite jusqu'à s'atténuer complètement.

1.2.4. Croissance transitoire et influence sur les ondes de Tollmien-Schlichting

Lorsque les perturbations extérieures augmentent, par l'augmentation du taux de turbulence ou l'introduction d'une rugosité dans la couche limite par exemple, il peut apparaître un phénomène appelé croissance transitoire. Un tourbillon longitudinal, en interagissant avec le cisaillement de la couche limite monte les particules de fluide à basse vitesse vers le haut de la couche limite, et abaisse les particules haute vitesse vers la paroi. Ce phénomène appelé effet "lift-up" conduit à la formations d'instabilités appelées stries ou modes de Klebanoff. Il existe alors une alternance de

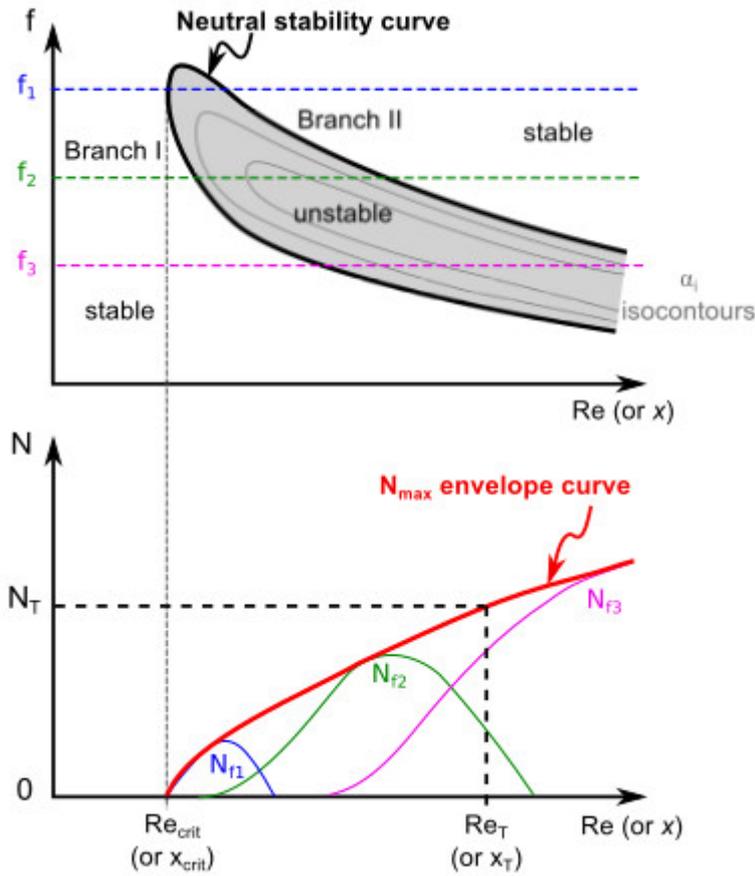


FIGURE 1.11. – Diagramme de stabilité et facteur N , issu de Methel (2019)

stries haute et basse vitesses dans la direction transversale à l'écoulement, comme ceci peut être observé sur la figure 1.12.

En fonction des conditions de l'écoulement, ces stries peuvent avoir différents effets sur la couche limite laminaire et la transition. Des stries relativement faibles peuvent, en aplatissant le profil de couche limite, conduire à une stabilisation des ondes T-S et ainsi repousser la transition vers l'aval. Au contraire, des stries plus importantes peuvent déformer la couche limite en générant un point d'inflexion à la jonction entre stries haute et basse vitesses et ainsi déstabiliser fortement les ondes T-S et avancer la transition (chemin B) (Tani et Komoda (1962)). Des stries encore plus amplifiées vont conduire à un mécanisme de transition pour lequel les instabilités modales sont complètement supplantées par les stries (chemin C ou D) conduisant à une position de transition très avancée par rapport aux cas précédents.

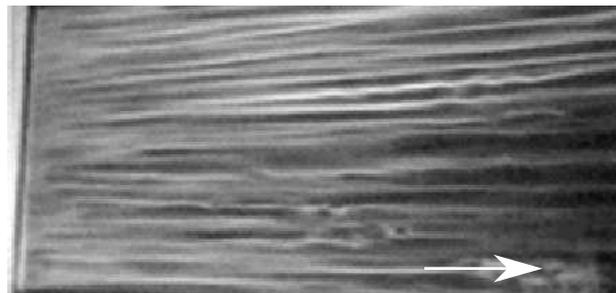


FIGURE 1.12. – Visualisation de stries dans une couche limite (Matsubara et Alfredsson, KTH)

1.2.5. Critères de prévision de la transition

De nombreux critères permettant de prévoir la position de la transition ont été développés. Si certains sont plus utilisés que d'autres, il n'en existe pas un universel et les différents critères possèdent tous des avantages et inconvénients (précision, facilité de mise en oeuvre, prise en compte de paramètres physiques etc.). L'objectif de ce paragraphe n'est pas de donner une liste exhaustive mais d'illustrer la diversité des critères ainsi que de présenter la méthode e^N , qui sera celle utilisée lors de cette thèse.

Critères basés sur des grandeurs intégrales de couche limite

De nombreux critères utilisent les valeurs des paramètres de couche limite. Michel (1951) propose par exemple un critère très simple, basé sur le nombre de Reynolds formé à partir de l'épaisseur de quantité de mouvement, noté R_θ . La transition est alors déclenchée si ce nombre de Reynolds dépasse un certain seuil. Des critères plus complets permettent de prendre en compte plus de paramètres différents, comme le critère de Arnal-Habiballah-Delcourt, ou AHD proposé par Arnal *et al.* (1984) qui intègre l'effet du gradient de pression et de la turbulence extérieure.

L'utilisation de grandeurs intégrales, comme le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite R_θ , étant pénalisante pour calculs RANS, Menter *et al.* (2004) propose une formulation locale utilisant le nombre de Reynolds de vorticité, variable locale reliée au nombre de Reynolds basée sur l'épaisseur de quantité de mouvement dont la valeur est propagée à toutes les cellules de calcul au moyen d'une équation de transport.

Méthode e^N

Principe L'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting est très compliquée à déterminer, au contraire de leur amplification qui est très bien décrite par la théorie de la stabilité linéaire. En faisant l'hypothèse que toutes les instabilités ont la même amplitude initiale, on peut alors les comparer entre elles en évaluant non pas leurs amplitudes, mais leurs amplifications respectives. Cette hypothèse est basée sur le fait que l'énergie est répartie de manière homogène dans la turbulence extérieure sur la gamme de fréquences qui va engendrer les ondes de Tollmien-Schlichting. Il faut néanmoins garder en tête qu'en réalité, avant de croître, une onde T-S subit une décroissance exponentielle entre la zone de réceptivité et son abscisse critique où elle commence à croître. Cette abscisse critique dépendant de la fréquence et du nombre de Reynolds, les ondes de Tollmien-Schlichting ne subiront donc pas toutes la même décroissance exponentielle et dans certains cas l'approximation donnant une même amplitude initiale à toutes les instabilités peut ne pas être utilisable. Cette méthode est donc la plupart du temps appliquée pour des nombres de Reynolds assez grands pour que les abscisses critiques des principaux modes se situent dans une zone très restreinte spatialement.

Les coefficients α_i de l'équation d'Orr-Sommerfeld sont reliés à l'amplitude physique de l'onde. Dans le cas 2D incompressible, on a $\beta_i = 0$ et l'amplitude physique de l'onde, notée $A(x)$ et calculée à partir des amplitudes spatiales $\tilde{q}(y)$ définies en (1.21), vérifie :

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} = -\alpha_i \quad (1.26)$$

On définit le facteur N_f , pour une fréquence donnée à la position x comme étant l'évolution logarithmique de l'amplitude de l'onde entre la position x_0 (position à laquelle l'onde commence à s'amplifier, avec une amplitude initiale notée A_0) et la position x . Le facteur N_f est ainsi défini :

$$\ln \left(\frac{A(x)}{A_0} \right) = \int_{x_0}^x -\alpha_i dx = N_f(x) \quad (1.27)$$

Un balayage en fréquence sur les facteurs N_f permet d'obtenir la courbe du facteur N comme étant l'enveloppe des courbes des N_f (comme illustré figure 1.11).

$$N(x) = \max_f [N_f(x)] \quad (1.28)$$

La transition débute lorsque ce facteur N atteint une valeur critique N_T . La méthode dite e^N pour la prévision de la position de transition, développée parallèlement par [Smith \(1956\)](#) et [Van Ingen \(1956\)](#), consiste en la combinaison d'une étude de stabilité locale décrivant l'évolution du facteur N et un modèle semi-empirique de prévision du facteur critique N_T .

Prévision de la transition par la méthode e^N La prévision de la position de la transition par la méthode e^N nécessite de connaître *a priori* la valeur critique N_T . [Van Ingen \(1956\)](#) et [Smith \(1956\)](#) proposent respectivement des valeurs de transition de $N_T = 7$ à 8 et $N_T = 9$ dans leurs travaux ayant permis d'établir cette méthode. Il n'existe cependant pas une unique valeur du facteur N_T permettant de prédire la transition quelle que soit la configuration. [Mack \(1977\)](#) propose la relation (1.29) liant cette valeur critique au taux de turbulence de l'écoulement pour le cas des ondes de Tollmien-Schlichting.

$$N_T = -8.43 - 2.4 \ln(T_u) \text{ pour } 10^{-3} < T_u < 10^{-2} \quad (1.29)$$

Cette loi de Mack est en fait une manière de prendre en compte l'influence de la turbulence sur la réceptivité. En effet, physiquement, la turbulence a pour effet de jouer sur l'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting. Une augmentation de turbulence engendre donc une augmentation de l'amplitude initiale.

Etant donné qu'il est très difficile de déterminer en pratique la valeur de cette amplitude initiale, la loi de Mack permet de tenir compte de la turbulence, et donc de l'augmentation de l'amplitude initiale, en diminuant le facteur d'amplification critique. Si la méthode du facteur N est toujours très utilisée aujourd'hui, elle présente cependant l'inconvénient de nécessiter la résolution du problème aux valeurs propres, ce qui peut s'avérer coûteux en temps de calcul (ceci est cependant moins problématique de nos jours).

La méthode des paraboles développée par [Arnal \(1989\)](#) permet un gain significatif de temps de calcul en représentant l'évolution des taux d'amplification $-\alpha_i$ comme étant une fonction du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement approximée par deux demi-paraboles.

Prise en compte des phénomènes stabilisants ou déstabilisants dans les critères de prévision de la transition

Lorsqu'une perturbation telle que la rugosité de surface vient stabiliser ou déstabiliser la couche limite, les critères présentés ci-dessus ne peuvent plus s'appliquer. Il est alors nécessaire de les adapter afin de prendre en compte les changements apportés par cette perturbation. Pour des perturbations telles que des rugosités, et notamment la rugosité de surface, susceptibles de modifier la réceptivité et l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, il est par exemple possible d'adapter la méthode e^N en modifiant deux éléments :

- En cas de modification de l'amplification des ondes T-S, le facteur N peut être déplacé d'un ΔN comme illustré sur la figure 1.13a ;
- Si la réceptivité est augmentée, alors l'amplitude initiale des ondes T-S aussi, et l'amplification maximale avant transition N_T doit être diminuée d'un ΔN_T (voir figure 1.13b), et inversement pour une diminution de la réceptivité ;
- Si les deux phénomènes sont affectés, alors les deux approches ΔN et ΔN_T peuvent être associées.

La méthode développée par Menter peut également prendre en compte l'effet de la rugosité pour un mode de transition donné si tant est qu'il existe un critère adapté basé sur R_θ . C'est par exemple le cas pour la transition bypass, pour laquelle un tel critère a été mis au point par [Stripf et al. \(2009\)](#) et exploité via le modèle $\gamma - \overline{R_{\theta_i}}$ par [Minot \(2016\)](#). Lors de cette thèse, l'accent sera mis sur la méthode e^N car nous nous focalisons sur le phénomène de transition modale.

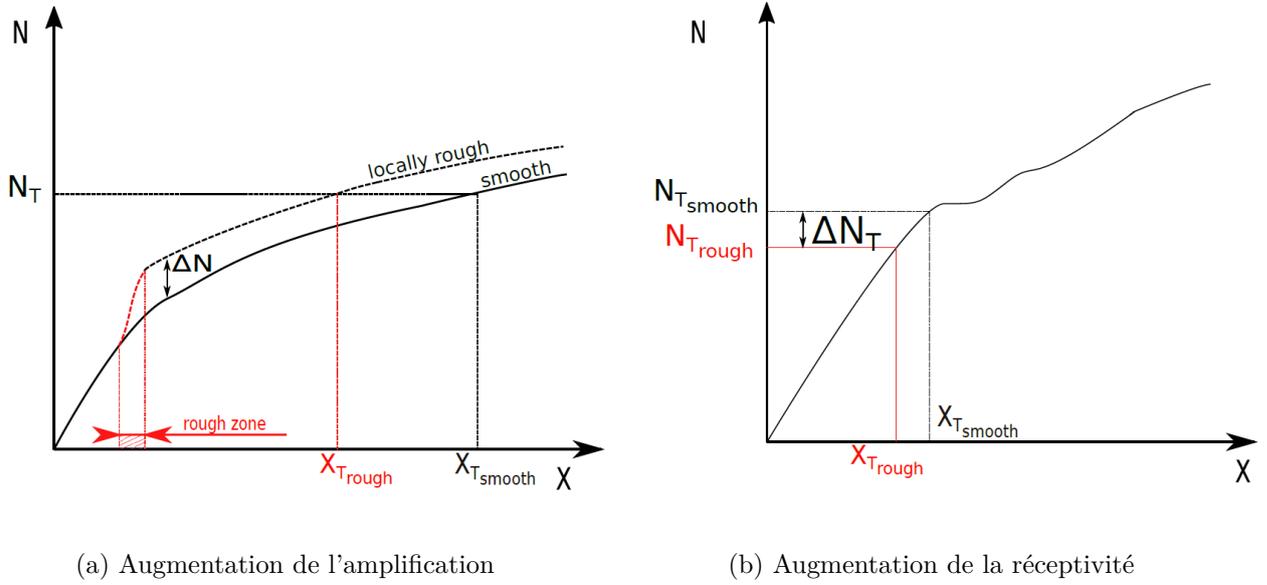


FIGURE 1.13. – Prise en compte de potentielles augmentations d'amplification et réceptivité dans la méthode e^N

1.3. Caractérisation de l'état de surface

La section précédente a permis de détailler la manière dont les ondes de Tollmien-Schlichting conduisent une couche limite laminaire vers la transition. Avant de pouvoir étudier la manière dont la rugosité de surface influe sur la couche limite laminaire et la position de la transition, il est nécessaire de savoir comment caractériser ce type de rugosité.

1.3.1. Paramètres classiques de la rugosité de surface

Il existe différents paramètres permettant de caractériser une surface rugueuse, mais aucun n'est suffisant pour la décrire complètement. En effet, comment savoir quelle surface est "la plus rugueuse" entre une avec de multiples petits pics et une avec de grands pics moins nombreux ? Il est donc essentiel d'utiliser différents paramètres, chacun donnant une information différente sur l'état de surface. La plupart des grandeurs utilisent la notion de "ligne moyenne", qui représente de le niveau moyen de la paroi (voir 1.14).

La diversité des paramètres présentés ci-dessous illustre la difficulté de rendre fidèlement compte d'une surface rugueuse au moyen de grandeurs statistiques, et donc la difficulté de comparer entre elles différentes expériences. Ceci est un frein important pour l'étude de l'influence de la rugosité de surface sur la transition ou d'autres phénomènes en mécanique des fluides, la comparaison entre deux études étant plus compliquée que pour des rugosités localisées avec une géométrie simple. Dans le domaine des écoulements turbulents, les expériences de [Nikuradse \(1933\)](#), où les frottements dus à la turbulence ont été étudiés dans des canalisations dont les parois sont recouvertes de sable, servent souvent de référence, et une rugosité peut être convertie en "grain de sable équivalent" afin de s'y comparer. Cependant, il faut utiliser des corrélations reposant sur les paramètres statistiques de rugosité pour déterminer le grain de sable équivalent d'une surface quelconque, et aucune corrélation n'est universellement reconnue comme étant celle de référence.

Rugosité moyenne - R_a

La rugosité moyenne est l'écart moyen avec la ligne moyenne :

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |r(x)| dx \quad (1.30)$$

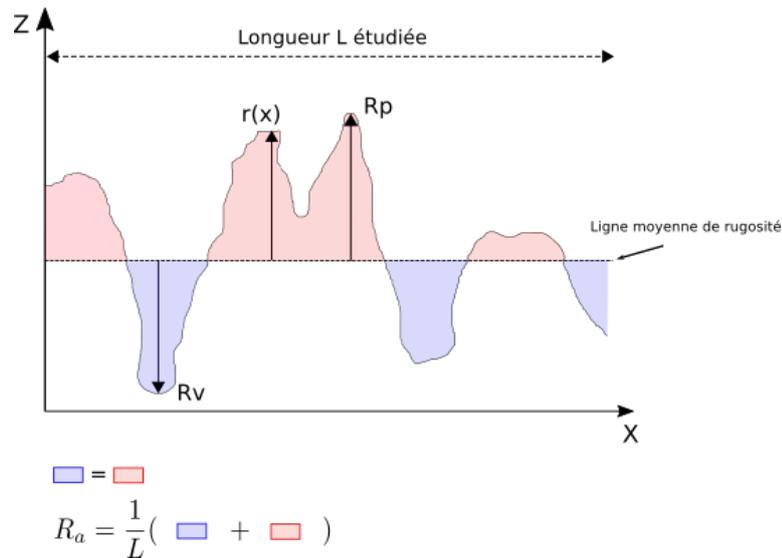


FIGURE 1.14. – Ligne moyenne et quelques grandeurs caractéristiques de rugosité

Pour calculer la rugosité moyenne à partir de données mesurées, on utilise l'approximation suivante :

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |r_i| \quad (1.31)$$

Rugosité moyenne quadratique - Rq

La rugosité quadratique moyenne correspond à l'écart-type de la distribution des hauteurs, sur la longueur d'évaluation. Rq fournit une information totalement corrélée avec Ra.

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L r^2(x) dx} \quad (1.32)$$

L'équivalent discrétisé est calculé comme ceci :

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i^2} \quad (1.33)$$

Extrema de rugosité - Rp, Rv et Rt

R_p est le pic le plus haut, R_v le plus bas, et R_t la somme des deux (en valeurs absolues).

$$R_p = | \max[r(x)] | \quad (1.34)$$

$$R_v = | \min[r(x)] | \quad (1.35)$$

$$R_t = R_p + R_v \quad (1.36)$$

Coefficient d'asymétrie - Rsk

Le coefficient d'asymétrie, plus souvent appelé par son nom anglais skewness, est l'asymétrie de la distribution des hauteurs, définie sur la longueur d'évaluation. Ce paramètre est important car il renseigne sur la morphologie de l'état de surface. Une valeur positive de Rsk correspond à une surface présentant des pics et protubérances dépassant au-dessus de la surface, alors qu'une valeur négative correspond à une surface en plateau avec des rayures ou des pores profonds (voir figure 1.15).

$$R_{sk} = \frac{1}{LR_q^3} \int_0^L r^3(x) dx \quad (1.37)$$

L'équivalent discrétisé est calculé comme ceci :

$$R_{sk} = \frac{1}{NR_q^3} \sum_{i=1}^N r_i^3 \quad (1.38)$$

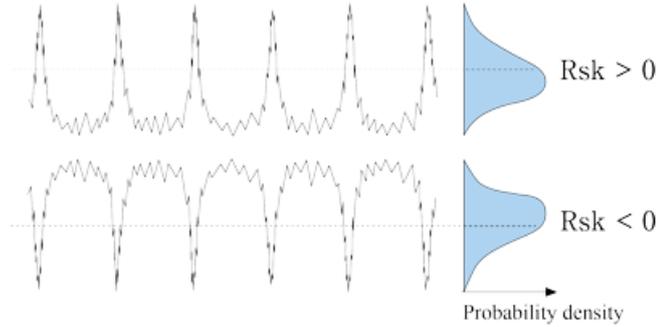


FIGURE 1.15. – Exemples de valeurs négatives et positives de skewness. Issu de <https://www.olympus-ims.com/fr/metrology/surface-roughness-measurement-portal/parameters/>

Aplatissement (Kurtosis) - Rku

Le kurtosis rend compte de l'aplatissement, non pas d'une surface mais de la distribution des hauteurs sur celle-ci. Plus cette valeur est élevée, plus la distribution est pointue et inversement. Une valeur de référence permettant de faciliter l'interprétation est celle des lois normales, dont le kurtosis vaut toujours 3. Ainsi un kurtosis supérieur à 3 signifie-t-il que la distribution des hauteurs d'une surface est plus "pointue" qu'une loi normale.

$$R_{ku} = \frac{1}{LR_q^4} \int_0^L r^4(x) dx \quad (1.39)$$

L'équivalent discrétisé est calculé comme ceci :

$$R_{ku} = \frac{1}{NR_q^4} \sum_{i=1}^N r_i^4 \quad (1.40)$$

Mesures surfaciques de rugosité

Si historiquement la rugosité a longtemps été mesurée par rapport à une ligne moyenne compte-tenu des moyens de mesures disponibles, le fait de travailler sur une surface plutôt qu'une unique ligne permet d'obtenir des statistiques bien plus fiables. Ainsi est-il possible de transposer les paramètres linéiques en paramètres surfaciques en effectuant des mesures sur une surface et en remplaçant la notion de ligne moyenne par celle de surface moyenne ou plan moyen. Les quatre paramètres présentés (R_a , R_q , R_{sk} et R_{ku}) possèdent donc un équivalent surfacique (S_a , S_q , S_{sk} et S_{ku}).

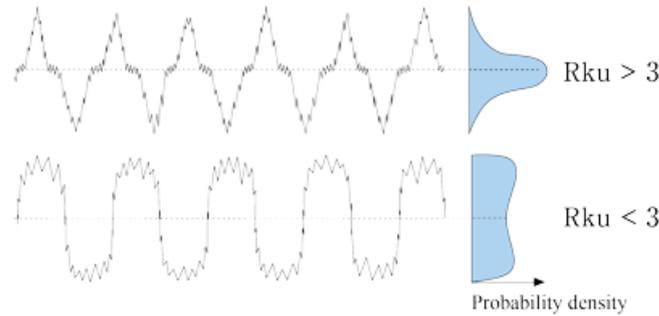


FIGURE 1.16. – Exemples de valeurs de kurtosis supérieure et inférieure à 3. Issu de <https://www.olympus-ims.com/fr/metrology/surface-roughness-measurement-portal/parameters/>

1.3.2. Paramètres de rugosité de surface spécifique à un écoulement

Les paramètres présentés ci-dessous sont à dissocier de ceux présentés précédemment. Ce ne sont en effet pas les paramètres classiques utilisés en rugosimétrie, mais on peut trouver des exemples d'utilisation dans des problèmes liés à la dynamique des fluides. Leur valeurs doivent être calculées en prenant en compte la direction de l'écoulement.

Espacement moyen

L'espace moyen (entre les pics) est calculé comme ceci :

$$W = \frac{2N\Delta x}{n} \quad (1.41)$$

avec N le nombre d'échantillons lors du scan de la surface, Δx la résolution lors du scan et n le nombre de fois où la ligne moyenne est traversée.

Pente effective et solidité

La pente effective (ou ES pour *effective slope*) et la solidité (λ) fournissent une information sur la pente moyenne des rugosités. La pente effective est définie ainsi :

$$ES = \frac{1}{S} \int_S \left| \frac{\partial r(x, z)}{\partial x} \right| dS \quad (1.42)$$

La solidité est définie comme étant le rapport entre la surface de la projection des rugosités sur un plan vertical S et la surface projeté sur un plan frontal, donc la surface "lisse" S_f . Ce paramètre a été introduit par Schlichting dans Schlichting (1936).

$$\lambda = \frac{S}{S_f} \quad (1.43)$$

Ces deux grandeurs fournissent une information équivalente car elles sont reliées par la relation :

$$ES = 2\lambda \quad (1.44)$$

Paramètre Λ

Le paramètre Λ reprend les surfaces S et S_f ainsi que la surface mouillée face au vent S_S . Cette grandeur fournit une information sur la hauteur moyenne des rugosité :

$$\Lambda = \left(\frac{S}{S_f} \right) \left(\frac{S_f}{S_S} \right)^{-1.6} \quad (1.45)$$

Ce paramètre a été introduit puis étudié par Sigal et Danberg (1990) puis par Van Rij *et al.* (2002). Il doit son nom à la forme de la courbe d'une corrélation entre le grain de sable équivalent k_s et ce même paramètre Λ , comme on peut le voir sur la figure 1.17 issue de Van Rij *et al.* (2002).

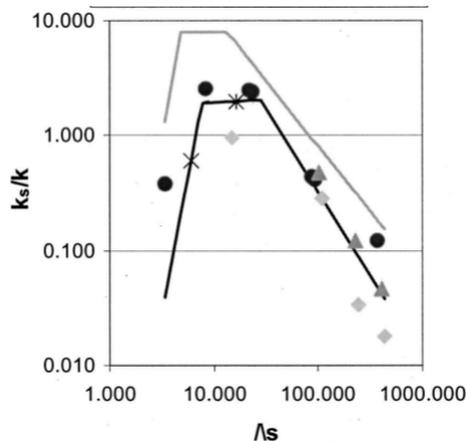


FIGURE 1.17. – Corrélation entre le grain de sable équivalent et le paramètre Λ issue de Van Rij *et al.* (2002)

1.3.3. Mesure expérimentale de la rugosité

Deux grandes classes de capteurs permettent de mesurer la rugosité : les rugosimètres à palpeurs, et les rugosimètres optiques, dont les mesures peuvent être 2D ou 3D. Les palpeurs, dont le principe repose sur le déplacement le long d'une ligne à la paroi d'une pointe assez fine pour passer sur les bosses et dans les creux, sont la technologie la plus ancienne. Si cette technologie permet de mesurer des rugosités relativement faibles, elle présente d'importantes limites inhérentes à la mesure tactile, comme le fait de ne pas fonctionner sur des rugosités trop grosses ou encore de ne pas pouvoir mesurer des matériaux trop mou, dans lesquels la pointe s'enfoncerait. De plus, les mesures sont effectuées le long d'une unique ligne de rugosité, qui n'est pas forcément représentative de la surface entière.

Pour pallier ces inconvénients, des capteurs optiques, permettant donc des mesures sans contact peuvent être utilisés. Les profilomètres permettent de déterminer la distribution des hauteurs le long d'une ligne laser. Si cette mesure demeure 2D, il est néanmoins beaucoup plus facile de multiplier les mesures avec cette catégorie d'instruments qu'avec les palpeurs. Il est donc possible de mesurer rapidement un grand nombre de lignes de rugosité afin d'en déduire des paramètres statistiques plus représentatifs. Cette technologie est cependant, comme son nom l'indique, plus adaptée à la mesure de forme que de rugosité proprement dite, et ne permet pas de mesurer de très faibles rugosités.

Enfin, des instruments de rugosimétrie optique permettent de mesurer rapidement et avec une grande précision la rugosité directement sur une surface. Plusieurs technologies existent (variation focale, microscopie confocale ou encore interférométrie à lumière blanche), possédant chacune leurs avantages selon la taille des rugosités étudiées, la forme ou encore le type de surface (transparent ou opaque, mat ou brillant). La technique de la variation focale est par exemple intéressante pour sa rapidité et sa polyvalence dans une gamme relativement large de rugosités. Elle trouvera en revanche ses limites dans l'étude de surface très lisses, ou encore transparentes. Dans ce cas, l'interférométrie à lumière blanche sera la plus adaptée, cette technologie permettant la mesure

de surfaces transparentes, et ayant la capacité de mesurer des rugosités moyennes de l'ordre de quelques nanomètres. La mesure confocale se situe-elle à mi-chemin entre les deux technologies pré-citées.

Lors de cette thèse, les rugosités ont été mesurées dans un premier temps avec un profilmètre optique Gocator 2320, puis avec un rugosimètre Brucker Alicona Infinite Focus SL. Ces instruments ainsi que leur utilisation sont détaillés dans le paragraphe 2.1.4.

1.4. Influence de la rugosité de surface sur la couche limite laminaire 2D et la transition

1.4.1. Différents types de rugosités, différents effets

Il existe différentes sortes de rugosités pouvant influencer l'évolution d'une couche limite laminaire. Ainsi peut-on les répartir en trois familles principales :

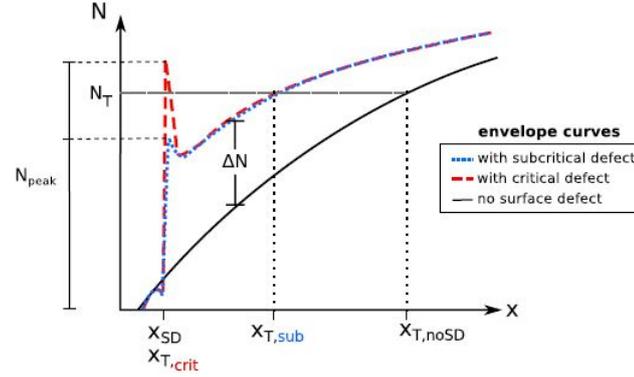
- les rugosités 2D localisées, telles que les marches, montantes ou descendantes, les rainures etc.
- les rugosités 3D localisées (têtes de vis, impacts etc.)
- la rugosité de surface, due à l'état de surface, au givre etc.
- une sous-famille appelée rugosité distribuée, à mi-chemin entre la rugosité de surface les rugosités 3D localisées peut également être évoquée, lorsque des rugosités localisées sont distribuées d'une manière régulière ; si la surface est assez dense, c'est-à-dire qu'elle comporte un nombre important de rugosités proches les unes des autres, ce type de rugosité peut se confondre avec la rugosité de surface et on peut alors parler de rugosité de surface académique pour mettre en avant son caractère régulier

Les phénomènes physiques en jeu, qui diffèrent selon le type de rugosité, peuvent être reliés au diagramme de Morkovin (figure 1.7) : les rugosités, considérées en général comme étant des perturbations extérieures, peuvent soit impacter la transition modale (le chemin A), en modifiant la réceptivité ou l'amplification des instabilités, soit entraîner un changement de chemin.

Effets des rugosité 2D localisées sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible

Les effets des rugosités 2D localisées sur une couche limite 2D incompressible sont les mieux documentés, d'un point de vue théorique comme expérimental. Lorsqu'une telle rugosité possède une taille suffisante par rapport à la couche limite, la transition est déclenchée immédiatement au voisinage de celle-ci, la rugosité est dite "critique", bien qu'il n'y ait pas de définition précise de ce terme. Des critères empiriques utilisent les caractéristiques de l'écoulement et de la géométrie des rugosités pour prédire la criticité ou non d'un défaut. Par exemple, celui de [Nenni et Gluyas \(1966\)](#) utilisant sur un nombre de Reynolds basé sur la hauteur du défaut $Re_h = (U_0 h) / \nu$ prévoit que la transition est déclenchée si $Re_h > 900$ et 1800 pour les marches descendantes et montantes respectivement. Pour un tel scénario de transition, les ondes de Tollmien-Schlichting ne sont plus à l'origine de la transition qui est déclenchée par un mécanisme d'instabilité global, on parle alors de transition bypass, signifiant littéralement que le mécanisme de transition modale est outrepassé par un autre, comme ceci est étudié par [Lanzerstorfer et Kuhlmann \(2012\)](#) dans le cas de marches descendantes.

Si la transition n'a pas lieu immédiatement dans son sillage, un défaut est dit "sous-critique". Un tel défaut peut n'avoir aucun impact sur la couche limite, mais il peut également, selon sa taille, avancer la position de transition dans une certaine mesure. Dans ce cas, la transition est pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting mais décalée vers l'amont à cause d'une augmentation de leur amplitude induite par la rugosité. Ceci s'explique par le fait qu'une rugosité 2D puisse modifier localement la réceptivité des ondes T-S en augmentant la sensibilité aux perturbations extérieures, mais aussi leur amplification à cause d'une modification de l'écoulement moyen par la formation de zones de décollement ou de recirculation, comme résumé par [Arnal et al. \(2008\)](#).


 FIGURE 1.18. – Modélisation de l'effet d'une rugosité 2D par un ΔN (Methel (2019))

Caractérisation de l'avancement de la position de transition par la méthode e^N De nombreux modèles de prévision d'avancement de la position de transition existent pour le cas de rugosités 2D. Il est par exemple possible d'utiliser la méthode e^N présentée dans la section 1.2.5. Pour rappel, le facteur N_f associé à une onde T-S d'une fréquence donnée représente son amplification par rapport à son amplitude initiale le long d'un écoulement, et le facteur N la courbe enveloppe de tous les facteurs N_f . La transition est déclenchée lorsque le facteur N atteint une valeur critique N_T .

L'effet de la rugosité peut alors être modélisé pour une augmentation de réceptivité par une diminution de la valeur du facteur critique N_T et pour une augmentation de l'amplification par l'ajout d'une quantité ΔN au facteur N comme expliqué dans la section 1.2.5.

La suramplification induite par un défaut 2D est illustrée dans le cadre d'une rugosité 2D par la figure 1.18. Dans le voisinage immédiat d'une rugosité sont excitées des instabilités hautes fréquences engendrant une croissance globale du facteur N jusqu'à un niveau N_{peak} . Si cette valeur dépasse le facteur critique N_T , la transition est déclenchée, ce qui correspond au cas d'une rugosité critique. Dans le cas contraire, la transition n'a pas lieu dans le sillage du défaut mais est avancée du fait du ΔN induit par rapport à la courbe enveloppe du cas lisse.

L'avancée de la position de transition par des défauts non critiques peut alors être représentée par des modèles donnant la valeur du ΔN en fonction des caractéristiques géométriques relatives à celles de l'écoulement. Un modèle simple est par exemple celui de Crouch *et al.* (2006) pour lequel la valeur de ΔN est donnée en fonction de la hauteur h d'une marche et de l'épaisseur de déplacement δ_1 de la couche limite :

$$\text{— Marche descendante : } \Delta N = 4.4 \frac{h}{\delta_1}$$

$$\text{— Marche montante : } \Delta N = 1.6 \frac{h}{\delta_1}$$

Plus récemment, Perraud *et al.* (2014) a lui utilisé un nombre de Reynolds construit également sur la hauteur h d'une marche descendante donnant : $\Delta N = 0.0025 Re_h$.

Effets des rugosité 3D localisées sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible

Si l'influence des rugosités 3D localisées est moins maîtrisée d'un point de vue théorique, les études expérimentales et numériques sur ce sujet permettent d'en comprendre la physique. Lorsqu'une rugosité isolée est immergée dans la couche limite, il se forme autour de celle-ci un écoulement en forme de "fer à cheval" composé en aval de deux tourbillons contra-rotatifs. Ces deux tourbillons génèrent ensuite des stries, qui si elles sont assez importantes déclencheront la transition presque immédiatement au niveau de la rugosité (transition Bypass, chemin D), formant ainsi un sillage turbulent dont l'angle d'ouverture est compris entre 10° et 15° . Sinon, la rugosité n'aura pratiquement aucun effet et la transition sera pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting (transition naturelle, chemin A) à la même position que sans rugosité.

La hauteur critique à partir de laquelle la transition bypass est déclenchée peut-être déterminée en utilisant un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de rugosité k , la vitesse du fluide à cette hauteur U_k et la viscosité cinématique à cette hauteur ν_k : $R_k = \frac{U_k k}{\nu_k}$. Une corrélation entre la valeur critique de ce nombre de Reynolds $R_{k,crit}$ et le ratio diamètre/hauteur a été déterminée par Von Doenhoff et Braslow (1961) en étudiant les données issues de multiples expériences (figure 1.19). Il est remarquable de constater que malgré les conditions parfois très diverses, pour une valeur d/k donnée, le nombre de Reynolds de transition ne varie pas plus que d'un facteur 2 environ.

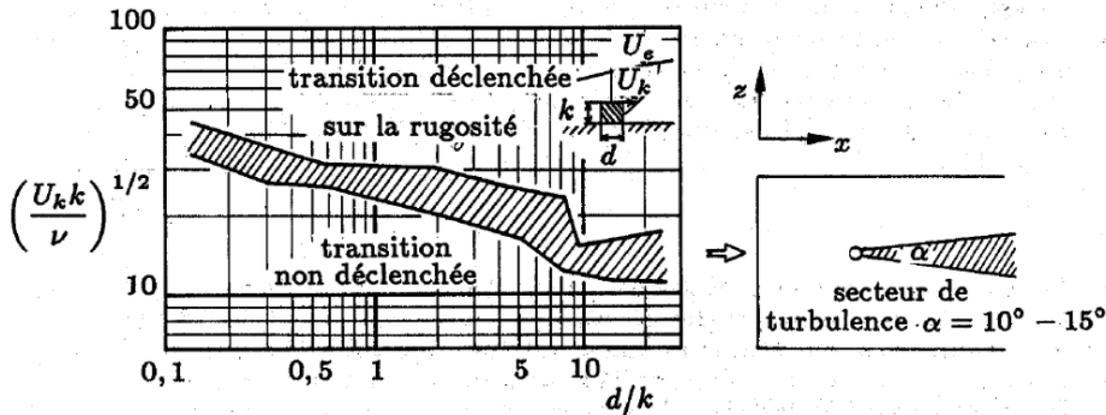


FIGURE 1.19. – Tracé des Reynolds de transition basé sur la rugosité $R_{k,t}$ en fonction du paramètre (diamètre rugosité)/(hauteur rugosité) Von Doenhoff et Braslow (1961)

Von Doenhoff et Horton (1958) mettent également en lumière le fait que la frontière entre rugosités de surface et localisées n'est pas évidente à déterminer. Cette étude avait en effet pour but d'étudier de la rugosité de surface composée de grains de carborundum disposés sur "cinq à dix pourcents" de la surface, mais l'effet constaté est pourtant celui de rugosités localisées, avec un déclenchement immédiat de la transition à partir d'une certaine hauteur, mais très peu d'impact sur sa position en-dessous de cette hauteur critique. Il existe donc une densité de rugosité au-dessous de laquelle l'effet des rugosités n'est pas cumulatif, c'est-à-dire que les rugosités (pics, creux, grains etc.) composant la rugosité de surface agissent comme des rugosités localisées sur l'écoulement.

Il existe cependant des cas où des rugosités localisées placées à intervalles réguliers peuvent avoir un impact sur la position de transition, on parle dans ce cas de rugosité distribuée. Il est notamment possible en distribuant transversalement la rugosité de générer des stries qui sous certaines conditions peuvent avancer, mais aussi reculer la transition comme expliqué dans le paragraphe 1.2.4.

L'effet stabilisateur de stries générées par une rugosité distribuée a notamment été prouvé expérimentalement par Fransson *et al.* (2005) et des visualisations très parlantes sont proposées, également par Fransson *et al.* (2006) (figure 1.20) où des comparaisons sont faites entre écoulements avec et sans stries et avec et sans forçage des perturbations extérieurs avec un haut-parleur. Entre (b) et (d), l'effet stabilisateur des stries peut clairement être observé étant donné que l'écoulement avec stries reste laminaire tandis que celui sans est turbulent. En revanche, des stries trop grosses auront tendance à déformer le profil de vitesse en générant un point d'inflexion à la jonction entre stries haute et basse vitesse, et donc à déstabiliser les T-S et à avancer la position de transition (Tani et Komoda (1962)).

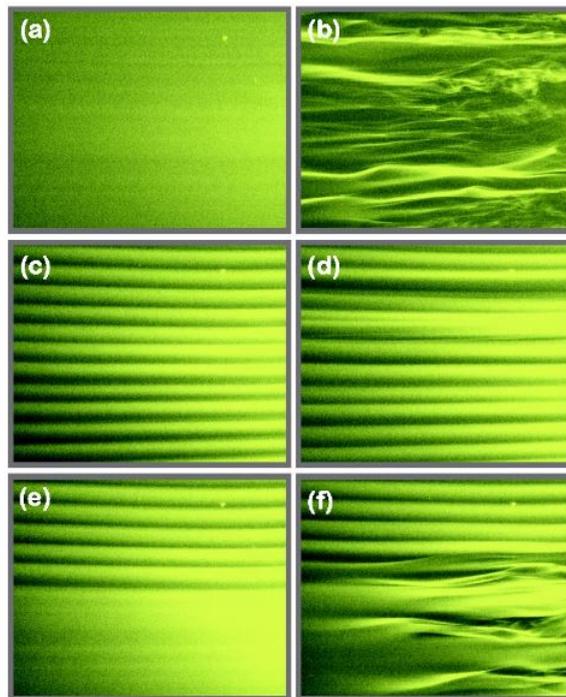


FIGURE 1.20. – Visualisation de l'effet stabilisateur des stries par [Fransson *et al.* \(2006\)](#). A gauche, sans le haut-parleur, à droite, avec. Pour (c) et (d), un forçage des stries est effectué avec des rugosités distribuées, pour (e) et (f), des stries sont forcées sur la moitié de l'écoulement

1.4.2. Effets de la rugosité de surface sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible

L'influence de la rugosité de surface sur la couche limite et la transition est moins documentée que celles des autres types de rugosité, de par la complexité du sujet (rugosité non locale, de forme complexe à caractériser) et une influence *a priori* moindre part rapport aux autres types de rugosité qui fait qu'elle a été moins étudiée. Les phénomènes en jeu sont encore mal compris. Lorsque la surface est assez dense, il semble exister un caractère cumulatif de l'effet des rugosités sous-critiques, comme ceci est illustré par l'expérience de [Lanzillotta *et al.* \(2017\)](#), où un insert circulaire amovible est recouvert de papier de verre : plus la longueur de la zone rugueuse traversée est grande, plus la transition est avancée vers l'amont (voir figures 1.21 et 1.22). Ce caractère cumulatif peut également être observé grâce aux essais de [Von Doenhoff et Braslow \(1961\)](#) où l'interaction entre deux rugosités sous-critiques est étudiée. Lorsque les deux rugosités sont assez proches, la transition a lieu plus en amont que pour une unique rugosité isolée. En revanche, à mesure que ces rugosités s'éloignent, la position de transition est repoussée à l'aval, jusqu'à atteindre la même que dans le cas de la rugosité seule, signifiant ainsi que les mécanismes en jeu sont ceux de deux rugosités localisées (c'est-à-dire très peu d'influence sur la position de transition tant qu'elles sont sous-critiques). Il n'existe pas de frontière précise entre une surface lisse et rugueuse, [Reshotko \(2008\)](#) évoque une limite de $R_k = 25$ en dessous de laquelle la surface est "hydrauliquement lisse", tout en précisant qu'il existe des exceptions, notamment dans des zones très proche des bords d'attaque.

Influence de la rugosité de surface sur l'amplification des ondes T-S

Les premiers efforts pour comprendre l'avancée de la position de transition par la rugosité de surface, tant numériques qu'expérimentaux, ont consisté en la recherche d'une éventuelle déformation du profil de vitesses due à la rugosité. Expérimentalement, on peut citer les travaux de

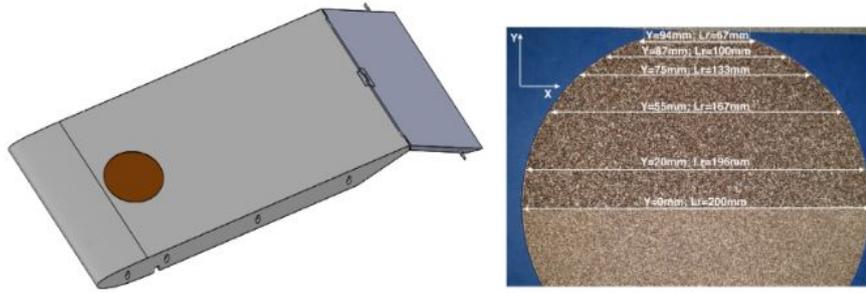


FIGURE 1.21. – Insert rugueux circulaire et longueurs de rugosités traversées dans l'expérience de Lanzillotta *et al.* (2017)

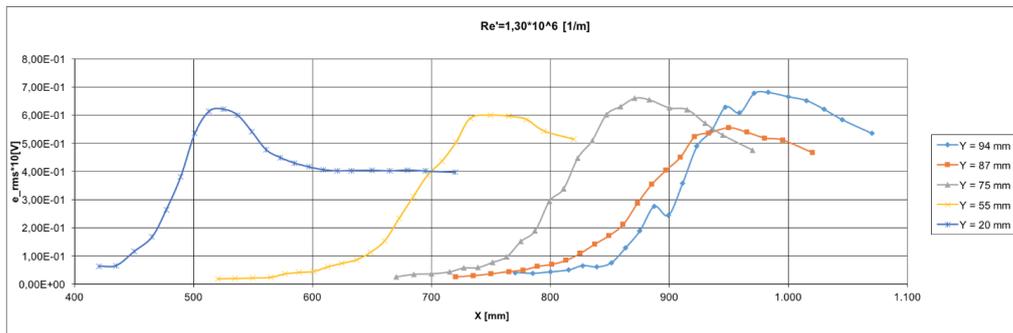


FIGURE 1.22. – Fluctuations de vitesse en fonction de la position longitudinale pour plusieurs longueurs de rugosité lors de l'expérience de Lanzillotta *et al.* (2017)

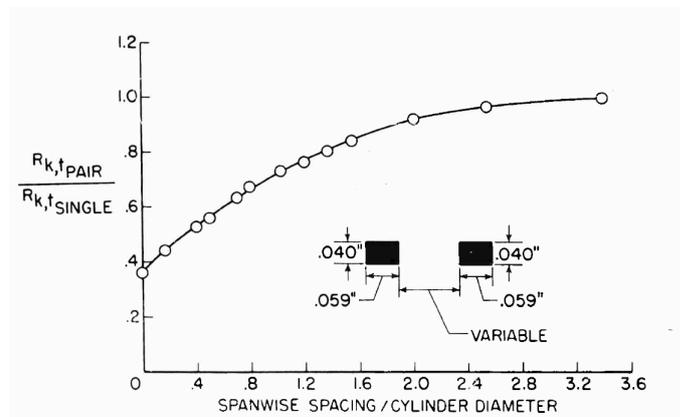


FIGURE 1.23. – Influence de l'espacement transversal entre deux rugosités sous-critiques sur le déclenchement de la transition Von Doenhoff et Braslow (1961)

Corke *et al.* (1986) et Reshotko et Leventhal (1981). Les essais de Corke *et al.* (1986) sont des mesures au fil chaud (sondages de couches limites) au dessus de plaques planes lisse puis semi-rugueuse (bord d'attaque lisse puis rugosité faite avec du papier de verre), pour deux vitesses différentes, ainsi que des visualisations de la couche limite avec de la fumée. Les grandeurs d'entrées de ces expériences sont résumées sur le tableau 1.24. Ceci illustre également la difficulté de comparer les expériences entre elles : les nombres de Reynolds de rugosités ou les rugosités adimensionnées donnés sont calculés au début de la zone rugueuse, celle-ci mesurant plus d'un mètre de long, ces paramètres ne peuvent être réellement représentatifs. De plus, la grandeur k utilisée est ici la taille des grains de rugosité et non pas la rugosité moyenne. De ces mesures, les auteurs ont tiré des profils de vitesses moyennes, de vitesses fluctuantes et des spectres de

Expt.	Velocity/ roughness condition	Re_{δ^*}	Re_{k_s}	k/δ^*	$(Re_{\delta^*})_{TS}$	$(Re_{\delta^*})_{TURB}$
Current	R1H	859	131	0.51	1025–1170 ^a	1240–1380 ^a
Current	R2H	875	143	0.50	961–1030 ^a	1060–1100 ^a
Current	R1L	725	101	0.48	915–990 ^a	...
Current	R2L	704	101	0.44	760–820 ^a	...
L and R		285 ^b	314	1.48	...	Below 490 ^c
L and R		480 ^b	192	0.88	...	Below 600 ^c

^a Observed ranges.

^b Assuming $U_\infty = 6$ m/sec, $\nu = 1.48 \times 10^{-5}$ m²/sec.

^c Based on undisturbed laminar flow.

FIGURE 1.24. – Nombres de Reynolds de l'expérience *Corke et al.* (1986)

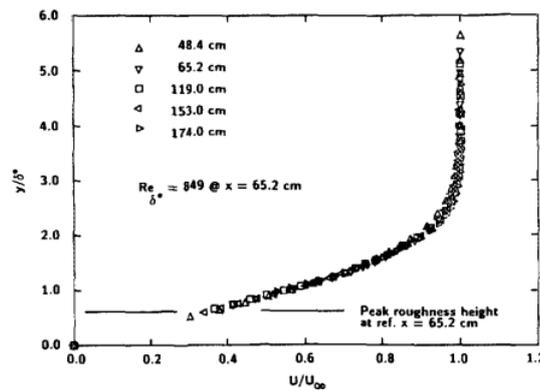


FIGURE 1.25. – Couches limites à différentes positions longitudinales le long de la zone rugueuse démarrant à $x = 50$ cm (expérience de *Corke et al.* (1986))

u' . Des expériences similaires ont été menées par *Reshotko et Leventhal* (1981), où des mesures au fil chaud sont également effectuées sur des plaques planes lisses, puis rugueuses avec un bord d'attaque lisse, avec deux rugosités de surface différentes, $R_k = 10$ et $R_k = 150$. Dans les deux cas, aucune déformation évidente du profil de vitesse moyenne entre les cas lisse et rugueux n'a pu être mesurée par les auteurs, comme l'illustre la figure 1.25 de Corke où sont tracés des profils de couche limite à différentes positions longitudinales le long de la plaque plane, le premier profil étant mesuré sur la partie lisse, les suivants sur la zone rugueuse. Le seul effet constaté est un déplacement du profil de vitesse moyenne de la couche limite vers le haut d'une hauteur égale à celle de la rugosité mis en évidence par Levanthal et Reshotko (figure 1.26). *Singh et Lumley* (1971) ont décrit le profil de couche limite en fonction du spectre de rugosité et ont mis en avant la présence d'un point d'inflexion mais selon eux trop proche de la paroi pour déstabiliser les ondes T-S.

Il existe pourtant bien un effet sur la stabilité des ondes de Tollmien-Schlichting. Celui-ci a été mesuré par *Corke et al.* (1986) dans l'expérience présentée précédemment. Dans un premier temps, des mesures de fluctuations de vitesse u' à différentes stations longitudinales en lisse et en rugueux ont été comparées, comme illustré figure 1.27. Le fait que la fluctuation de vitesse longitudinale u' croisse sur la plaque rugueuse et non sur la lisse a été interprété comme potentiellement dû à une croissance plus forte des ondes de Tollmien-Schlichting, attribuant ainsi l'augmentation d'énergie de cette fluctuation u' à une forte augmentation de l'énergie dans les fréquences correspondant aux ondes de Tollmien-Schlichting. Cela dit, d'autres phénomènes, comme un changement de réceptivité dû à la rugosité, ou de la croissance transitoire comme expliqué ci-dessous, pourraient également expliquer ceci. Un second résultat, sans doute plus probant, est fourni dans la suite de l'étude, où l'évolution de certaines ondes T-S a été mesurée en utilisant les spectres, puis comparée à la théorie de la stabilité linéaire. Comme illustré sur la figure 1.28, alors que sur la plaque lisse la croissance des ondes de Tollmien-Schlichting est conforme à ce qui est prévu par

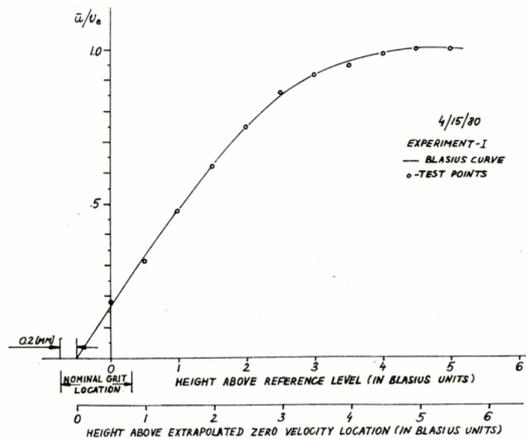
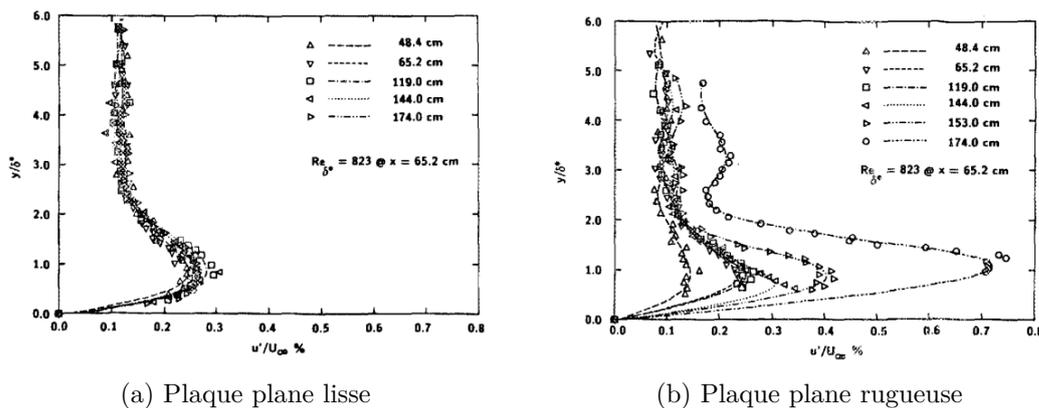


FIGURE 1.26. – Déplacement vertical de la couche limite de la hauteur de la rugosité (Reshotko et Leventhal (1981))

la stabilité linéaire, elle est bien plus grande en présence de rugosité. Ceci confirme le fait que la rugosité a bien un effet sur les ondes de Tollmien-Schlichting en augmentant leur amplification. Une tridimensionnalisation de la couche limite a également été observée grâce aux visualisations avec de la fumée.



(a) Plaque plane lisse

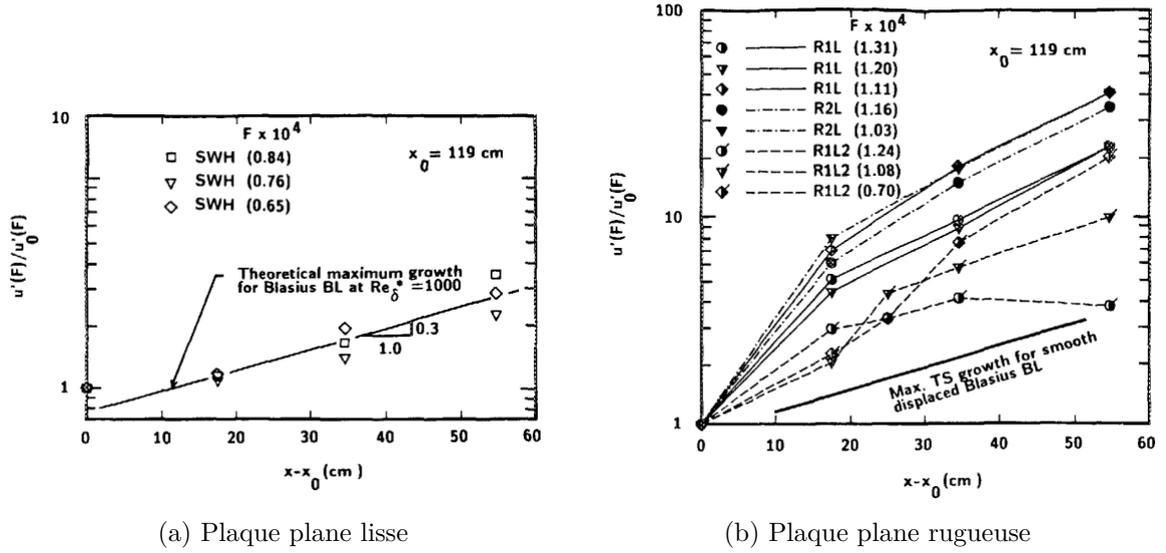
(b) Plaque plane rugueuse

FIGURE 1.27. – Mesures de fluctuations de vitesse longitudinale u' à différentes stations longitudinales Corke *et al.* (1986)

Croissance transitoire et influence sur les ondes de Tollmien-Schlichting Les plus récentes évolutions sur ce sujet sont arrivées suite au développement de la théorie de la croissance transitoire. Même si le phénomène de croissance transitoire ne déclenche pas une transition bypass car les rugosités sont sous-critiques, la présence de stries et la déformation du profil de couche limite qui en résulte pourraient modifier la stabilité et donc l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Or, la rugosité de surface semble pouvoir entraîner la présence de stries.

Ceci a dans un premier temps été envisagé par Reshotko (2001) en constatant que les expériences de Reshotko et Leventhal (1981) (mesures sur plaques planes rugueuses présentées plus haut) avaient engendré le développement d'instabilités de basses fréquences. Or, les instabilités générées par le phénomène de croissance transitoire sont maximales pour des fréquences basses, et même nulle dans le cas d'un écoulement de Blasius. Ceci serait également cohérent avec la tridimensionnalisation de la couche limite constatée par Corke *et al.* (1986), la présence de perturbations non longitudinales pouvant interagir avec le cisaillement de l'écoulement et ainsi être à l'origine de la génération de stries.

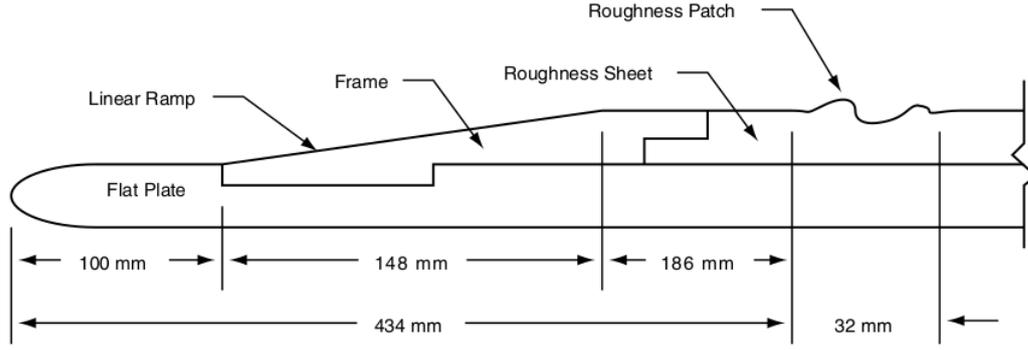
Il est notamment possible que les longueurs d'ondes transversales de la rugosité de surface


 FIGURE 1.28. – Croissance des ondes de Tollmien-Schlichting le long de l'axe longitudinal *Corke et al. (1986)*

puissent générer des stries de la même manière que les rugosités distribuées de Fransson, entre autres, citées précédemment. Pour étudier cette possibilité, *Downs et al. (2008)* ont mis en place une expérience visant à observer la présence ou non de stries derrière des rugosités sur une plaque plane. Cette expérience est illustrée sur la figure 1.29. La rugosité est faite sous forme de patches (voir figure 1.30a), de manière à pouvoir effectuer des mesures entre les patches, mais aussi pour que les fluctuations de l'écoulement soient identiques à une longueur d'onde donnée. Ceci permet d'effectuer des moyennes de phase, c'est-à-dire d'effectuer des mesures identiques derrière les différents patches de rugosité pour en tirer des moyennes et diminuer l'incertitude sur les résultats obtenus. La figure 1.30b met en évidence la présence de stries, maximales un petit peu en aval de la fin du patch rugueux avant de décroître. Une DNS complémentaire effectuée sur exactement la même configuration par *Drews et al. (2011)* a permis de comprendre que les variations transversales dans l'écoulement étaient dues aux pics les plus hauts de la rugosité. Le phénomène de croissance transitoire semble cependant corrélé à la longueur d'onde de rugosité transversale de la surface selon les résultats de Downs. Il est possible que la génération d'un phénomène de croissance transitoire par la rugosité de surface nécessite à la fois la présence de longueurs d'onde particulières, mais aussi une géométrie suffisamment déstabilisante, tels que les pics de rugosité particulièrement haut mis en évidence par Drews.

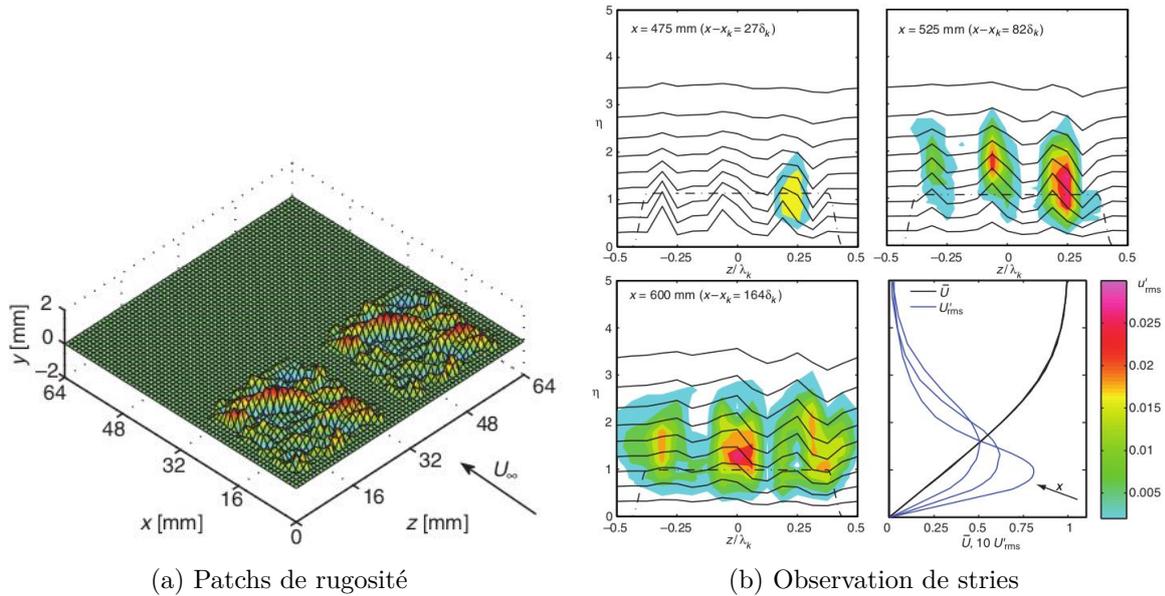
Des résultats issus de l'expérience de *Lanzillotta et al. (2017)* présentée précédemment semblent également aller dans ce sens. En mesurant les fluctuations de vitesses longitudinales u' lors d'un sondage transversal de la couche limite, des oscillations très régulières, qui pourraient être des stries, apparaissent en aval d'un insert rugueux monté sur la plaque plane (voir figure 1.31). En l'état des connaissances actuelles, une hypothèse possible expliquant la sur-amplification des ondes de Tollmien-Schlichting est donc que la rugosité de surface modifie l'écoulement moyen en générant des stries et augmente ainsi l'amplification des T-S. Le chemin emprunté sur la figure de Morkovin serait donc le B ou le C selon si la transition est déclenchée par les ondes T-S suramplifiées ou par les modes de Klebanoff. Il reste cependant possible que la rugosité ne génère des stries que dans certains cas, notamment en présence d'une forte rugosité et présentant les longueurs d'onde adaptées, de la même manière qu'un fort taux de turbulence facilitera la présence de stries par rapport à un taux plus faible.

Les différentes expériences sur le sujet ont permis de comprendre que les perturbations optimales, donc les stries, sont stationnaires, avec un nombre d'onde transversal $\beta\delta = (2\pi/\lambda_z) * (x/\sqrt{Re_x}) \approx 0.45$. Ainsi, dans le cas d'un écoulement de Blasius la longueur d'onde transversale des stries peut-elle être reliée simplement à l'épaisseur de déplacement de la couche limite


 FIGURE 1.29. – Schéma de l'expérience de Downs *et al.* (2008)

(sachant que $\delta_1(x) = \frac{1.72x}{\sqrt{Re_x}}$) :

$$\lambda_z = \frac{2\pi \cdot \delta_1}{0.45 * 1.72} \approx 8.1 * \delta_1 \quad (1.46)$$


 FIGURE 1.30. – Rugosités utilisées pour l'expérience de Downs *et al.* (2008) et observation des stries e aval

Forme et hauteur Il n'y a pour l'instant pas de résultats, et encore moins de modèles, permettant de prévoir l'effet de la rugosité de surface sur la position de transition en connaissant ses caractéristiques (position, longueur, taille, forme etc.). Il existe malgré tout des résultats montrant, ce qui est assez intuitif, que plus la rugosité moyenne est élevée, plus la transition est avancée. Ceci est très bien illustré par la figure 1.32 issue des travaux de Jeong *et al.* (2019). Des sondages de couche limites ont été effectués à différentes stations longitudinales le long de trois plaques planes de rugosité différentes, avec un bord d'attaque lisse. Il apparaît très clairement en observant l'évolution des intermittences que la transition est d'autant plus décalée vers l'amont que la rugosité est haute. Ce phénomène peut également être observé grâce aux données issues d'une expérience menée par Feindt (1957). Il est malheureusement très compliqué de trouver le protocole utilisé, ces données étant issues d'une thèse introuvable sur internet. Les articles de Son *et Kim* (2021) et de Dassler *et al.* (2010) citent cependant cette étude, et les quelques descriptions effectuées permettent de comprendre que Feindt a utilisé des plaques planes entièrement

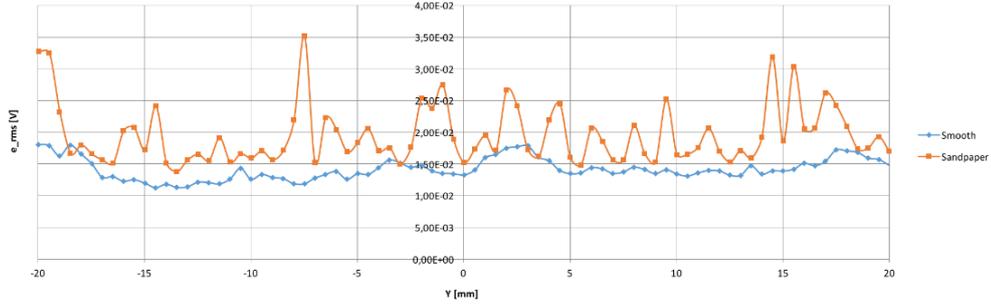


FIGURE 1.31. – Fluctuations de vitesse longitudinale le long de l'axe transversal en aval de la rugosité Lanzillotta *et al.* (2017)

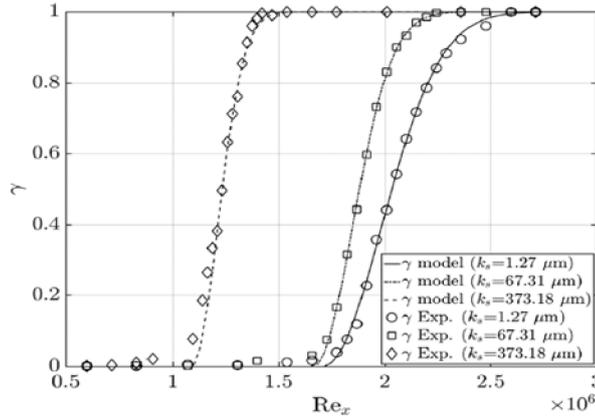


FIGURE 1.32. – Evolution longitudinale de l'intermittence le long d'une plane plane pour trois rugosités différentes Jeong *et al.* (2019)

rugueuses, avec un gradient de pression nul pour les résultats présentés sur la figure 1.33 (NB : les données de Feindt ont été retracées en utilisant une figure de l'article de Son et Kim). La corrélation permettant d'obtenir le grain de sable équivalent n'est également pas précisée. Il est donc probable que l'effet de rugosité constaté ici soit une combinaison d'effets sur la réceptivité et l'amplification. Il reste malgré tout remarquable que les résultats suivent aussi bien une tendance sur une gamme de rugosité relativement grande. Si de tels résultats venaient à être confirmés, ils signifieraient que l'étude de la rugosité pourrait être restreinte aux Re_{ks} compris entre 150 et 300 environ. En-dessous de 150, l'effet de la rugosité est négligeable ; au-dessus de 300, la rugosité est critique et la transition a lieu directement dès le début de la zone rugueuse ; et entre ces deux valeurs, la position de transition avance progressivement vers l'amont alors que la rugosité augmente.

Il n'existe par ailleurs pas d'étude concernant l'influence des paramètres de forme de la rugosité de surface à hauteur moyenne égale dans le cadre d'une transition par ondes de Tollmien-Schlichting.

Influence de la rugosité de surface sur la réceptivité des ondes T-S

Dans les études précédemment citées, la rugosité de surface était vue comme une perturbation extérieure accélérant l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting ou modifiant le chemin vers la transition. Cependant, la rugosité peut également influencer la réceptivité, des ondes de Tollmien-Schlichting (mais aussi d'autres instabilités), et donc augmenter leur amplitude initiale A_0 . En effet, comme expliqué dans la section 1.1, les travaux de Goldstein (1983a) basés sur le modèle de la triple couche ont permis de montrer que la réceptivité avait lieu dans les zones d'écoulement non parallèles avec de fortes variations longitudinales de l'écoulement moyen, ty-

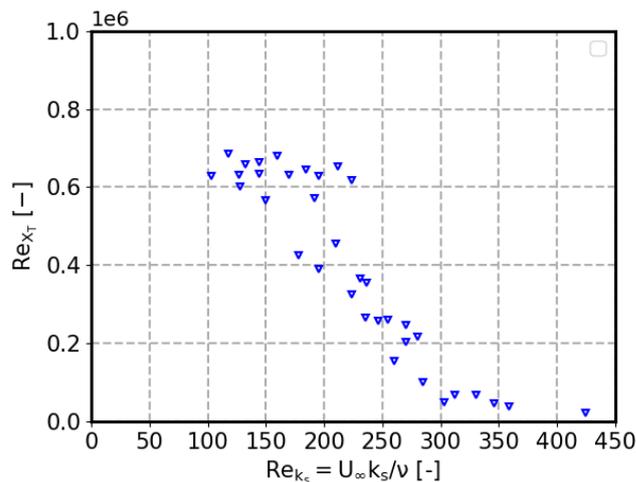


FIGURE 1.33. – Influence de la rugosité sur le nombre de Reynolds critique (Données retracées d’une figure de [Son et Kim \(2021\)](#), originellement issues de [Feindt \(1957\)](#))

piquement dans la région du bord d’attaque ou les zones rugueuses. La somme des travaux de [Goldstein \(1983a,b, 1985\)](#); [Ruban \(1985\)](#) met en évidence le fait que les inhomogénéités de surface sont de très fortes sources de réceptivité, plus encore que le bord d’attaque.

Le fait que cette source de réceptivité ne soit pas forcément localisée au bord d’attaque peut avoir des conséquences majeures sur le développement des ondes de Tollmien-Schlichting. En effet, la figure 1.34, issue de l’article de [Goldstein \(1983a\)](#), montre que le facteur d’amortissement, défini comme le ratio entre l’amplitude des ondes de Tollmien-Schlichting générées et celles des perturbations extérieures, est d’autant plus élevé que la réceptivité a lieu près du point neutre d’une onde de Tollmien-Schlichting donnée, c’est-à-dire l’endroit où celle-ci commence à être amplifiée pour un nombre de Reynolds et une fréquence donnés. Plus la rugosité sera proche du point neutre, plus l’amplitude initiale de l’instabilité sera élevée.

De plus, si le point neutre d’une instabilité n’est pas situé au bord d’attaque, le fait d’avoir une zone de réceptivité plus proche de celui-ci réduira la distance réceptivité-point neutre le long de laquelle elle subit une décroissance exponentielle. En revanche, si la rugosité est située en aval de ce point neutre, alors l’instabilité due à la réceptivité au bord d’attaque aura déjà commencé à s’amplifier et la rugosité ne sera donc pas probablement source de réceptivité pour cette fréquence donnée (ou alors une source générant une instabilité négligeable).

[Goldstein \(1985\)](#) a confronté ses travaux théoriques avec l’expérience réalisée par [Shapiro \(1977\)](#), lors de laquelle des mesures de réceptivité sur plaque plane ont été effectuées en forçant la perturbation extérieure au moyen d’un haut-parleur. Alors que l’amplitude de l’onde T-S était attendue inférieure à celle de la perturbation de plusieurs ordre de grandeurs, c’est finalement un facteur d’amortissement proche de l’unité qui a été obtenu. Goldstein y voit un effet de réceptivité dû à la jonction entre la partie plane de la plaque et le bord d’attaque : celle-ci générerait une forte zone de réceptivité, et beaucoup plus proche du point neutre de l’onde T-S que le bord d’attaque.

La réceptivité peut être vue comme un phénomène de résonance : des ondes de Tollmien-Schlichting peuvent être générées si un élément permet d’introduire des variations de vitesse moyenne sur une échelle de l’ordre de la longueur d’onde de ces instabilités. Si les études citées précédemment mettent en évidence l’importance de la position du point neutre par rapport à celle du début de la zone rugueuse, d’autres montrent l’influence de la longueur d’onde de la rugosité de surface, relativement à celles des ondes de Tollmien-Schlichting.

Pour passer outre les limites de la modélisation de la triple-couche qui ne s’applique que pour de hautes valeurs du nombre de Reynolds, [Choudhari et Streett \(1992\)](#) ont développé une approche basée sur la théorie d’Orr-Sommerfeld où une rugosité localisée est introduite sous la forme d’une

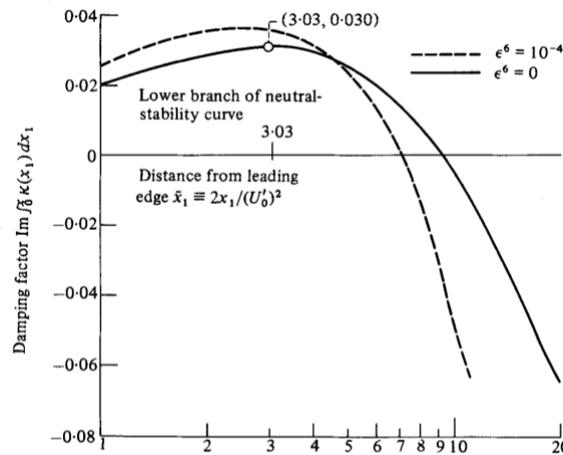


FIGURE 1.34. – Variation de la réceptivité avec la distance longitudinale Goldstein (1983a), le point indiqué sur la courbe est le point neutre

petite perturbation au même titre que les ondes de Tollmien-Schlichting, afin de pouvoir étudier la réceptivité due à de faibles rugosités pour des nombres de Reynolds modérés (Finite Reynolds Numbers Theory, ou FRNT). Cette méthode est ensuite étendue pour étudier la réceptivité due à la rugosité de surface, composée soit d'une unique longueur d'onde, soit d'un spectre continu (Choudhari (1993)). Crouch (1992) a développé en parallèle une approche très similaire pour le même type de rugosité. Wu (2001) a lui étendu la théorie de Goldstein et Ruban en l'appliquant à la rugosité distribuée. Enfin, plus récemment, Raposo *et al.* (2018) ont profité de l'amélioration des capacités de calcul des ordinateurs pour reprendre l'approche de Choudhari mais en remplaçant la FRNT par la résolution de équations de Navier-Stokes linéarisées. Expérimentalement, Wiegel et Wlezien (1993) ont étudié le même phénomène et se sont comparés aux théories de Choudhari et Crouch en simulant une ondulation de surface avec des patches de strips disposés à intervalles réguliers (espacés de la même largeur que le strip) afin de créer une unique longueur d'onde de rugosité. Un forçage acoustique est effectué avec des hauts-parleurs pour étudier la réceptivité d'une unique fréquence.

Les résultats de ces études permettent de mieux comprendre les mécanismes en jeu : les modes dus à la turbulence extérieure interagissent avec ceux dus à la rugosité de surface pour produire des instabilités avec la fréquence de la turbulence extérieure et la longueur d'onde de la rugosité (NB : cette explication ne s'applique pas uniquement aux ondes de Tollmien-Schlichting). Ainsi la longueur d'onde de la rugosité, en plus de la position par rapport au point neutre, semble-t-elle être d'une importance cruciale pour l'efficacité du phénomène de réceptivité. Ceci est illustré par la figure 1.35 où sont comparés les résultats de Raposo *et al.* (2018) (triangles rouges), Choudhari (1993) (ligne continue), Wu (2001) (ligne en pointillés) ainsi que ceux issus de l'expérience de Wiegel et Wlezien (1993). Cette figure, où les résultats tant théoriques qu'expérimentaux sont très cohérents entre eux montre qu'en s'éloignant de plus de 10% de la longueur d'onde générant le maximum de réceptivité, l'amplitude initiale de l'onde générée devient quasiment nulle.

Ces résultats sont également cohérents avec ceux de Borodulin (Borodulin *et al.* (2005, 2007, 2006)) où une théorie et des expériences complémentaires sont développés. L'amplitude de l'onde T-S générée par une perturbation extérieure sur une surface rugueuse est représentée comme étant une fonction de l'amplitude de cette perturbation, de la forme de la rugosité, du nombre d'onde de l'instabilité T-S et de deux coefficients de réceptivité sur surfaces lisse et rugueuse. Les expériences mises en place, sur plaque plane avec une rugosité 2D ou 3D usinée et collée sur la plaque et une perturbation extérieure générée par un ruban vibrant à une fréquence donnée, ont pour objectif de déterminer les coefficients de réceptivité et la manière dont ils dépendent des paramètres de l'expérience. Là encore, la condition de résonance est retrouvée tant par la théorie que l'expérience et la génération d'ondes T-S est d'autant plus forte que les longueurs d'ondes de

rugosité et d'ondes T-S sont proches.

Si ce phénomène est très efficace dans le sens où l'amplitude de l'onde T-S générée par une rugosité distribuée est un ordre de grandeur plus grande que celle d'une onde générée par une rugosité isolée, il a donc moins de chance de se produire car il faut un parfait accordage de la longueur d'onde de la rugosité de surface avec celle de la T-S qui sera générée. Une "vraie" surface rugueuse aura cependant en général un spectre plus large qu'une rugosité distribuée "académique", rendant le phénomène de réceptivité plus probable, car la surface contient plus de longueurs d'onde, mais moins efficace, car chaque longueur d'onde est peu représentée. De même, une rugosité isolée, notamment de type marche possède un spectre très large, et générera donc un phénomène de réceptivité plus probable mais moins efficace. Dans tous les cas, le phénomène est d'autant plus efficace qu'il est situé proche du point neutre de l'onde T-S.

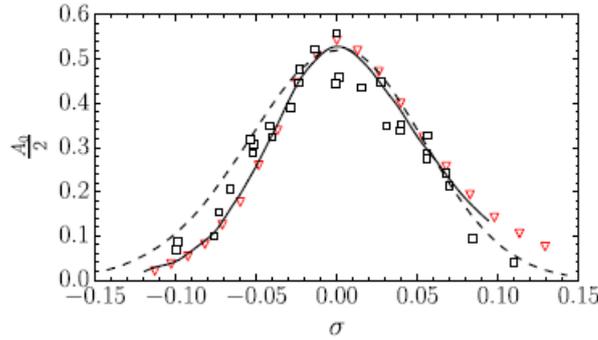


FIGURE 1.35. – Amplitude initiale d'une onde de Tollmien-Schlichting en fonction du paramètre de "désaccordage" $\sigma = \alpha_\omega/\alpha_m - 1$ (issu de [Raposo et al. \(2018\)](#)). α_ω est la longueur d'onde de la rugosité, α_m est la valeur de α_ω maximisant la réceptivité

Bilan La littérature est assez fournie pour affirmer que la rugosité de surface a tendance dans la majeure partie des cas à avancer la position de transition d'une couche limite 2D incompressible. Dans des conditions particulières (positions de la rugosité par rapport aux points neutres des principales ondes T-S, accord des longueurs d'onde T-S/rugosité), la rugosité de surface peut augmenter la réceptivité, et donc l'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting.

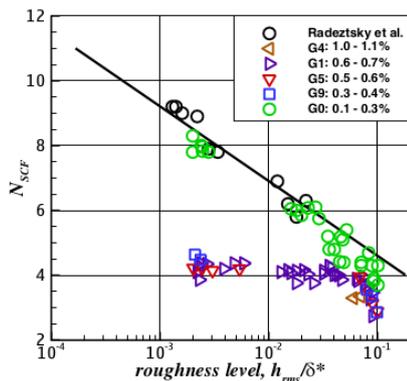
Leur amplification peut aussi être modifiée, mais l'origine de ce phénomène est encore inconnue. Deux explications crédibles sont la déformation du profil de couche limite et la génération de stries par un phénomène de croissance transitoire en présence de rugosité. Dans le premier cas, la transition serait toujours provoquée par les ondes T-S mais avancée du fait de leur suramplification. Dans le second, la littérature ne permet pas de savoir si ce sont les ondes T-S ou d'autres instabilités qui déclenchent la transition.

Le fait que ce type de rugosité puisse avoir un impact sur la position de transition sans être critique, c'est-à-dire sans que celle-ci ne soit déclenchée au voisinage immédiat de la zone rugueuse, et que l'amplitude initiale et l'amplification des ondes T-S puissent être modifiées n'est pas sans rappeler l'effet des rugosités 2D. Lors de cette thèse, des modélisations similaires à celles utilisant la méthode e^N pour les rugosités 2D seront envisagées dans le cadre de la rugosité de surface.

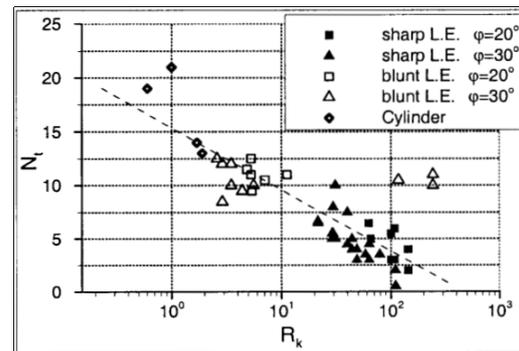
1.4.3. Influence de la rugosité de surface sur d'autres scenarios de transition

Des études sur l'influence de la rugosité de surface sur d'autres modes de transition ont été effectuées. Les résultats ne sont bien sûr pas directement transposables pour les ondes de Tollmien-Schlichting, mais il est intéressant d'observer l'évolution du facteur N critique N_T en fonction de la rugosité moyenne (ou quadratique moyenne). Ainsi peut-on citer les résultats de [Crouch et Ng \(2000\)](#) qui propose un modèle linéaire de facteur N variable en fonction du logarithme de la rugosité quadratique moyenne adimensionnée pour la transition par tourbillons crossflow.

Ce modèle a été plus tard repris par Crouch (2015) lui-même pour le comparer à de nouvelles expériences sur une aile en flèche, avec différents taux de turbulence, ainsi qu'à des résultats de Radetzsky Jr *et al.* (1993). La figure 1.36a permet de constater que ce modèle rend bien compte des résultats expérimentaux de Crouch tant que le taux de turbulence reste en dessous d'une valeur donnée, mais également de ceux de Radetzsky. On retrouve le même type d'évolution linéaire avec l'étude d'Archambaud *et al.* (2004) qui ont testé une aile en flèche avec différentes formes de bord d'attaque. La transition est toujours pilotée par des instabilités crossflow, mais l'écoulement est ici supersonique (figure 1.36b). En plus des conditions très différentes d'expérience, il faut noter que dans le cas d'Archambaud, la rugosité quadratique moyenne n'est pas adimensionnée et l'échelle est très différente de celle de Crouch ; leurs résultats, et notamment la pente de la régression linéaire, ne peuvent donc pas être comparés.



(a) Résultats de Crouch *et al.* (2015)



(b) Résultats d' Archambaud *et al.* (2004)

FIGURE 1.36. – Exemples d'évolutions de facteur N critique en fonction de la rugosité

1.5. Etude expérimentale des couches limites et de la transition

Différents moyens d'essais permettent d'obtenir de l'information sur l'état de la couche limite. Ces moyens d'essais comportent tous des avantages et inconvénients propres. Ainsi peut-on les différencier par le caractère local ou global de la mesure, l'intrusivité ou non du capteur, la résolution en temps, ou encore des paramètres plus pragmatiques, comme le coût ou la praticité de mise en oeuvre. Les paragraphes ci-dessous n'ont pas pour objectif de présenter tous les moyens de mesures existants, mais uniquement ceux utilisés lors de cette thèse, et notamment le fil chaud qui représente la quasi-exclusivité des mesures de couches limites effectuées.

1.5.1. Anémométrie à fil chaud

Principe de l'anémométrie à fil chaud L'anémométrie à fil chaud est une technique de mesure de la vitesse d'un écoulement relativement simple à mettre en oeuvre, bon marché mais fragile et intrusive. Elle est la seule permettant une représentation analogique continue de la vitesse jusqu'à de très hautes fréquences. Le principe général est le suivant : un fil d'environ un millimètre de long, de diamètre de l'ordre de quelques microns, est plongé dans l'écoulement, maintenu par deux supports et chauffé par effet Joule. Ce fil thermorésistif, refroidi par convection forcée à cause de l'écoulement, est asservi pour avoir soit une température constante (Anémométrie à Température Constante - CTA) soit un courant le traversant constant (Anémométrie à Courant Constant - CCA). La mesure de la tension aux bornes du système d'asservissement permet de connaître le module de la vitesse dans la direction perpendiculaire au fil d'après Bruun (1996). Il existe des systèmes plus complexes avec plusieurs fils permettant de déterminer par projection les autres composantes de vitesse.

Pour établir la relation entre la vitesse et la tension, on écrit tout d'abord la relation d'équilibre entre l'énergie électrique fournie au fil chaud (R_w est la résistance du fil et I le courant) et l'énergie perdue par convection (S_w est la surface du fil, h_{wf} le coefficient de convection et T_f la température du fluide) (1.47) :

$$R_w I^2 = S_w h_{wf} (T_w - T_f) = \pi l_w d_w h_{wf} (T_w - T_f) \quad (1.47)$$

On peut introduire le nombre de Nusselt (1.48) pour mettre l'équation sous la forme (1.49), λ_f étant la conductivité thermique du fluide. Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel caractérisant les transferts thermiques entre un fluide et une paroi. Plus ce nombre est élevé, plus la convection, ici entre l'air et le fil chaud, est importante par rapport à la conduction.

$$N_u = \frac{h_{wf} d_w}{\lambda_f} \quad (1.48)$$

$$R_w I^2 = \pi l_w \lambda_f (T_w - T_f) \cdot N_u \quad (1.49)$$

Des lois empiriques permettent d'écrire le nombre de Nusselt sous la forme (1.50) (NB : attention, ici le Re_ω est le nombre de Reynolds au niveau du fil, et non une résistance) pour finalement obtenir l'équation (1.51).

$$N_u = A + B \cdot Re_\omega^n \quad (1.50)$$

$$\frac{E^2}{R_w} = R_w I^2 = (T_w - T_f) \cdot (a_0 + b_0 \cdot U^n) \quad (1.51)$$

A ce stade, nous avons une relation entre la tension et la vitesse, mais qui dépend également de la température du fil, difficilement mesurable. Pour l'anémométrie à fil chaud, on utilise alors un matériau thermo-résistif, donc qui suit l'équation (1.52) pour éliminer la température des équations. Les paramètres R_0 et T_0 sont arbitraires, ils sont alors choisis pour que $T_0 = T_f$, ce qui permet finalement d'écrire les équations (équivalentes) (1.53a) et (1.53b) donnant la vitesse en fonction du courant ou de la tension.

$$R_w = R_0 [1 + \alpha(T_w - T_0)] \quad (1.52)$$

$$\frac{R_w I^2}{R_w - R_0} = a + b \cdot U^n \quad (1.53a)$$

$$E^2 = E_0^2 + B \cdot U^n \quad (1.53b)$$

En pratique les constantes E_0 , B et n sont déterminées pour chaque fil chaud et chaque expérience (la variation des paramètres extérieurs comme la température fait qu'il faut recalibrer régulièrement l'anémomètre avec une sonde donnée). Pour cela, il faut effectuer une série de mesures de tension en sortie de l'anémomètre et de pression avec des vitesses parfaitement connues. La tension mesurée à une vitesse nulle est égale à E_0 . De l'équation (1.53b), on peut déduire que $\ln(E^2 - E_0^2) = \ln(B) + n \cdot \ln(U)$, $\ln(B)$ et n sont donc l'ordonnée à l'origine et le coefficient directeur de la droite de régression obtenue en traçant $\ln(E^2 - E_0^2)$ en fonction de $\ln(U)$.

La mesure au fil chaud permet également la détermination de la vitesse fluctuante u' grâce à la relation suivante, obtenue en différenciant la relation (1.53b) et en posant $m = 1/n$:

$$\frac{u'}{U} = \frac{2m E e'}{E^2 - E_0^2} \quad (1.54)$$

Avec les systèmes d'acquisition modernes, cette relation utilisant la valeur moyenne et la racine

quadratique moyenne de la tension est cependant moins utilisée. Les valeurs instantanées de tension sont plutôt utilisées en étant converties en vitesses instantanées par le biais de la loi de King, permettant ensuite d'en déterminer la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse moyennes, mais aussi d'effectuer des statistiques ou d'en déterminer des spectres donnant la répartition de l'énergie en fonction de la fréquence.

La vitesse fluctuante peut être utilisée pour déterminer la position de la transition, même s'il n'existe pas de critère absolu faisant l'unanimité. Grâce au signal de tension relevé, l'intermittence peut également être calculée comme décrit dans le paragraphe ci-dessous. Un critère de transition basé sur un seuil d'intermittence peut alors être défini.

Calcul de l'intermittence en utilisant le signal du fil chaud Calculer l'intermittence à partir d'un signal de fil chaud pourrait donc être une manière de déterminer précisément la position de la transition lors d'une expérience de stabilité. Différents algorithmes sont proposés dans la littérature pour cela. Lors de cette thèse, deux d'entre eux, à savoir ceux de [Volino *et al.* \(2001\)](#) et [Veerasamy et Atkin \(2020\)](#), reposant sur des logiques très différentes ont été utilisés.

L'algorithme proposé par [Volino *et al.* \(2001\)](#) consiste en la détermination de seuils basés sur les dérivées première et seconde de la vitesse instantanée, la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse permettant de différencier les états laminaires des spots turbulents. Une fonction du temps Γ_u , correspondant à la fonction d'intermittence I présentée dans la section 1.1.3, valant 1 lorsque l'écoulement est turbulent et 0 sinon est finalement déterminée, comme illustré par la figure A.1. La valeur de l'intermittence est finalement la moyenne temporelle de cette fonction. Ce processus est détaillé dans l'annexe A.

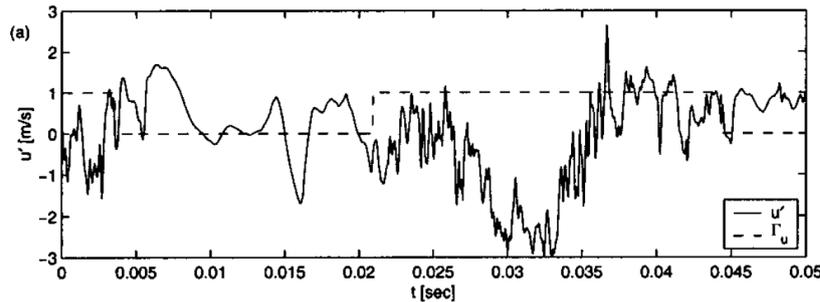


FIGURE 1.37. – Algorithme de [Volino *et al.* \(2001\)](#) appliqué à un signal temporel de vitesse fluctuante

[Veerasamy et Atkin \(2020\)](#) proposent eux un algorithme basé sur l'observation suivante : la valeur de la perturbation laminaire serait uniforme dans la direction de l'écoulement dans toute la zone de transition. En déterminant la valeur de cette perturbation laminaire, on peut alors définir un seuil de fluctuation de vitesse au-delà duquel une perturbation peut être considérée comme étant un spot turbulent (voir figure 1.38). Grâce à ce seuil, on peut donc déterminer les états successifs (laminaire ou turbulent) d'un point donné au cours d'une mesure, et ainsi calculer l'intermittence.

Les deux algorithmes évoqués ici ont été utilisés lors de cette thèse et leur pertinence en tant qu'outils pour la détermination de la position de transition de manière automatisée a été étudiée et comparée à des algorithmes basés directement sur le signal u' .

Micro-anémomètre à fil chaud Lors de cette thèse a aussi été utilisé un micro-anémomètre à fil chaud, développé et prêté par [Baradel *et al.* \(2021\)](#). Comme son nom l'indique, cet anémomètre est un fil chaud dont les dimensions sont très réduites par rapport à un fil chaud classique. Comme illustré sur la figure 1.39a, si les structures sont de tailles comparables, l'élément sensible est beaucoup plus court (60 μm contre 1 mm) et plus fin (1.5 μm contre 5 μm). Ce capteur possède

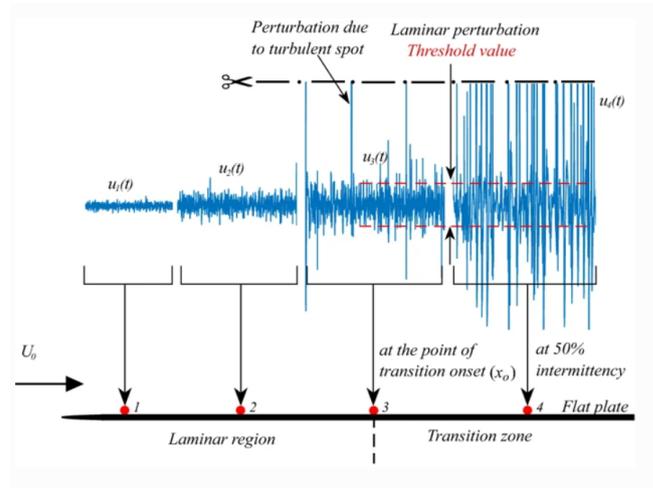
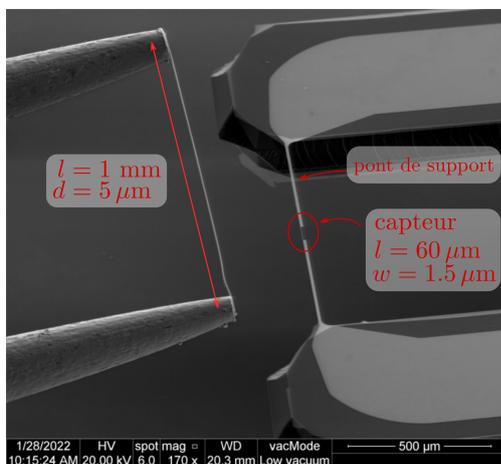


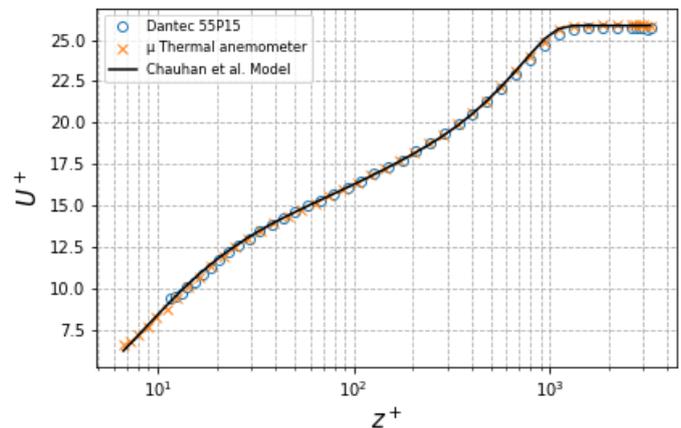
FIGURE 1.38. – Principe de l'algorithme de Veerasamy et Atkin (2020)

plusieurs intérêts par rapport au fil chaud habituel : la faible longueur permet de mesurer des structures bien plus petites et le plus faible diamètre diminue le temps de réponse et augmente donc la fréquence maximale d'acquisition.

Un autre intérêt de cet anémomètre est sa capacité à effectuer des mesures plus proches de la paroi. Ceci est illustré par la figure 1.39b où une mesure de profil dans une couche limite turbulente est effectuée avec ce capteur et comparée avec un fil chaud classique Dantec 55P15 ainsi qu'avec le profil théorique. C'est cette caractéristique de cet anémomètre qui a été utilisée lors de cette thèse, afin d'effectuer des profils de couche limite au plus proche de la rugosité.



(a) Visualisation au MEB, comparaison avec un fil chaud classique



(b) Mesures de profils turbulents, comparaisons avec profil théorique et fil chaud classique

FIGURE 1.39. – Visualisation d'un micro-anémomètre à fil chaud et de résultats obtenus avec cet anémomètre

1.5.2. Thermographie infrarouge

Contrairement à l'anémométrie à fil chaud, la thermographie infrarouge permet une vision globale de la transition de la couche limite à la surface de l'aile, et non pas seulement locale. Dans une couche limite turbulente, les échanges de chaleur sont plus importants que dans la partie laminaire ; les flux de chaleur et la température de paroi sont donc différents entre ces deux parties de l'écoulement. La thermographie infrarouge permet ainsi une visualisation directe de ce

phénomène et donc de la transition.

Les premières visualisations en soufflerie basée sur l'infrarouge ont été effectuées par [Thomann et Frisk \(1968\)](#) pour de la mesure de transferts thermiques sur une maquette. Les contrastes thermiques sont d'autant plus marqués que la vitesse est grande, d'où le fait que les premiers résultats aient été obtenus en hypersonique, à Mach 7 en l'occurrence pour cette expérience. Comme expliqué par Thomann dans cet article, une certaine incertitude sur les résultats attendus est due au fait que tout l'environnement autour de la caméra, et pas seulement la maquette visée, est source d'ondes infrarouges. Si ces phénomènes peuvent être réduits ou pris en compte dans les calculs, ils n'ont pas une influence critique sur la mesure de position de transition, l'objectif étant plus de localiser le contrastes que de les quantifier, et peuvent être négligés. Un exemple des résultats issus des travaux de Thomann est présenté sur la figure 1.40. Le contraste est très net entre les zones laminaires, sombres, et celles turbulentes, claires. Les rectangles noirs en bas de chaque figure servent de témoins, la transition étant ici forcée, au contraire des zones supérieures des images.

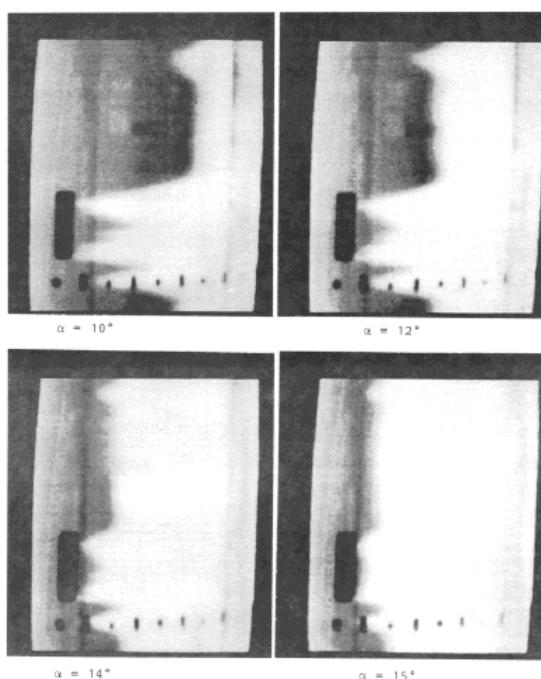


FIGURE 1.40. – Visualisations de la ligne de transition par imagerie infrarouge sur une aile pour des angles d'incidence croissants (10-12-14-15° respectivement) issues de [Thomann et Frisk \(1968\)](#)

[Quast \(2006\)](#) a étendu plus tard le domaine d'application au domaine subsonique en chauffant la maquette afin d'augmenter les contrastes entre l'air et la paroi (NB : si la citation est de 2006, l'expérience et le papier originels remontent à 1987). Des comparaisons entre différents protocoles (équilibre thermique, contrastes générés en éteignant et rallumant la soufflerie entre deux mesures, et contrastes générés par chauffage) montrent l'apport en terme de contraste sur les images du chauffage de la maquette pour créer un fort déséquilibre thermique air/paroi. Depuis, différentes techniques ont été mises au point pour chauffer la paroi (chauffage interne, chauffage externe avec des lampes, peintures chauffantes etc.). Il est aussi possible de chauffer l'air plutôt que la maquette, pour se retrouver cette fois-ci dans une configuration de "paroi froide". Le matériau qui compose la maquette est également primordial : moins il est conducteur, plus les contrastes thermiques sont importants, et plus il est émissif, plus les contrastes thermiques sont mesurables par la caméra. Ainsi certaines maquettes dans des matériaux non adaptés (en métal notamment) peuvent-elles être améliorées en les recouvrant d'une peinture noire.

Les progrès technologiques sur les caméras ont permis d'augmenter la fréquence d'acquisition des images, rendant ainsi possible par exemple l'étude de la transition sur des rotors en rotation en synchronisant la prise d'images avec la vitesse de rotation, mais également la capacité des caméras infrarouge à mesurer de faibles gradients de température. Ceci est très intéressant dans le cadre de l'étude de la position de transition car les adaptations évoquées dans les paragraphes ci-dessus peuvent influencer sur ce phénomène. En effet, l'application d'une peinture noire est difficilement uniforme, et de telles inhomogénéités de surface peuvent décaler la transition, comme cette étude bibliographique l'a largement documenté. De plus, les contrastes thermiques générés par le chauffage de la paroi ou de l'air ont également une forte influence sur la transition. En effet, la loi de Sutherland montre que la viscosité dynamique augmente avec la température. Or, une viscosité dynamique plus forte engendre un profil de vitesse moins aplati, donc moins stable pour les ondes de Tollmien-Schlichting. Ainsi une paroi chaude a-t-elle tendance à déstabiliser une couche limite, au contraire d'une paroi froide qui a un effet stabilisateur.

Bilan

De cette étude bibliographique peut être tiré un bilan sur les connaissances actuelles quant à l'effet de la rugosité de surface sur le développement des ondes de Tollmien-Schlichting. Les différentes études présentées montrent clairement un effet de la rugosité de surface sous-critique sur la position de transition. Théorie et expérience prouvent que la rugosité de surface peut augmenter la réceptivité, et donc l'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting. Cependant, relativement peu de données existent sur le sujet et il n'est actuellement pas possible de quantifier cette augmentation d'amplitude initiale en connaissant les paramètres de rugosité.

La suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting en présence de rugosité a également été constatée expérimentalement à plusieurs reprises. Cependant, les phénomènes en jeu sont encore mal maîtrisés, et à l'instar de la réceptivité, la modification de l'amplification en présence de rugosité de surface ne peut actuellement être quantifiée. Aucune différence sur le profil de couche limite n'a été observée en présence de rugosité par rapport à une surface lisse lors des différentes expériences présentées, mais il est possible que si différence il y a, elle soit située très proche de la paroi, c'est-à-dire dans la zone la plus difficile à explorer par la mesure. D'autres études tendent à montrer que la rugosité pourrait engendrer des stries, dont l'influence sur le profil de couche limite pourrait expliquer la sur-amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Mais comment expliquer alors la non-déformation de couche limite observée lors des expériences précédemment citées ? Il est possible que la rugosité ne puisse déclencher des stries que dans certaines conditions particulières, et ce phénomène ne pourrait alors expliquer complètement la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting par la rugosité.

Ainsi l'objectif de cette thèse est-il de concevoir une expérience permettant d'apporter des éléments de réponses à ces problématiques. Lors de cette étude seront effectuées des mesures pour tenter de mieux comprendre les phénomènes en jeu, mais aussi de faire varier les paramètres de rugosité afin de déceler certaines tendances, avec pour objectif final de s'approcher d'un modèle permettant de prendre en compte l'impact de la rugosité de surface dans les simulations. Dans cet objectif, le lien avec la stabilité linéaire et les facteurs N seront systématiquement faits afin de déterminer si des modèles basés sur la méthode e^N , à l'instar de ceux utilisés pour des rugosités 2D, sont compatibles avec la rugosité de surface.

Deuxième partie

Partie II : conception et validation d'une expérience pour l'étude de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting

Conception d'une expérience pour l'étude des ondes de Tollmien-Schlichting sur surface rugueuse

L'objectif de ce chapitre est la conception d'une expérience permettant l'étude des instabilités se développant sur surface rugueuse. Cette expérience doit posséder une surface dont la rugosité peut-être, au moins localement, changée et dont les caractéristiques doivent pouvoir être les plus maîtrisées possible. Une instrumentation et des protocoles expérimentaux doivent ensuite être mis en place en soufflerie afin de pouvoir étudier la manière dont l'écoulement, en particulier les ondes de Tollmien-Schlichting, et la position de transition sont modifiés en présence d'une surface rugueuse par rapport à une surface lisse.

Sommaire

2.1. Dispositif expérimental	47
2.1.1. Soufflerie TRIN1	47
2.1.2. Plaque plane	48
2.1.3. Systèmes d'acquisition de données	49
2.1.4. Rugosité : conception et caractérisation des inserts rugueux	50
2.2. Méthodes numériques et expérimentales pour l'étude de la couche limite et de la transition	55
2.2.1. Etude expérimentale de la couche limite et de la position de transition	55
2.2.2. Etude numérique de la configuration lisse	63
2.3. Quantification de l'incertitude de mesure	63
2.3.1. Incertitude sur la mesure de vitesse par le fil chaud	63
2.3.2. Incertitude sur les coefficients de pression	65
2.3.3. Incertitude sur la position de transition	66
2.3.4. Incertitude sur la mesure de rugosité	67

2.1. Dispositif expérimental

2.1.1. Soufflerie TRIN1

Les essais ont été menés dans la soufflerie TRIN 1, représentée figure 2.1, qui est une soufflerie subsonique de type Eiffel, située dans les locaux de l'ONERA à Toulouse. La partie amont est constituée d'une chambre de tranquillisation munie d'un nid d'abeille, deux filtres et un convergent (rapport de contraction 17) débouchant sur la veine d'essais ($0.6 \times 0.35 \text{ m}^2$, longue de 2.5 m). La chambre d'expérience est une cabane étanche construite autour de la veine d'essai servant de zone tampon entre la veine et l'extérieur. En présence d'un écoulement, la pression dans cette cabane étanche diminue avec celle de la veine, réduisant ainsi les perturbations générées par d'éventuelles zones non étanches de la veine d'essai.

La paroi horizontale supérieure de la veine d'essais est légèrement divergente pour compenser l'épaisseur des couches limites se développant sur les parois (angle de $0,25^\circ$ par rapport à l'horizontale). En aval, un diffuseur de grande longueur débouche sur un caisson en bois, muni de panneaux recouverts de mousse à l'intérieur, permettant d'isoler la veine d'essais du ventilateur et ainsi de minimiser les perturbations acoustiques en provenance de celui-ci. Ce ventilateur centrifuge, contrôlé par un moteur électrique asservi en fréquence permet de contrôler la vitesse dans la veine, qui peut varier de 9 m/s à 80 m/s (éventuellement moins de 9 m/s en rajoutant des cadres de perte de charge en aval de la veine d'essai). La vitesse de l'écoulement en veine ainsi que le nombre de Reynolds équivalent peuvent être déterminés grâce à un tube de Pitot, une prise de pression statique et deux capteurs de température (un thermocouple et une sonde PT100) situés à l'entrée de la veine d'essai. Quelques nombres de Reynolds unitaires ainsi que les vitesses équivalentes approximatives sont indiqués dans le tableau 2.1. Cette soufflerie possède un taux de turbulence relativement faible ($0.4 \times 10^{-3} < Tu < 1.2 \times 10^{-3}$ dans la gamme [5 Hz, 7 kHz]), ce qui la rend particulièrement adaptée pour les études de transition. Ce faible taux est notamment dû au fort taux de contraction du convergent, aux filtres anti-turbulence en amont de la veine et au caisson isolant cette veine du ventilateur.

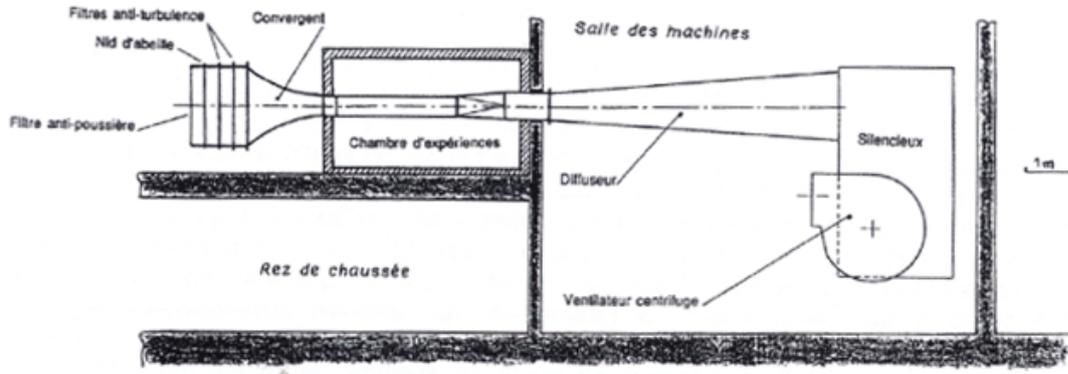


FIGURE 2.1. – Vue schématique de la soufflerie TRIN 1

Nombre de Reynolds unitaire	Vitesse correspondante approximative à $T_0 = 13^\circ \text{C}$
$2.8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	41 m/s
$3.5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	51 m/s
$4.1 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	59 m/s

TABLE 2.1. – Nombres de Reynolds étudiés et vitesses approximatives correspondantes

2.1.2. Plaque plane

La maquette utilisée au cours de ces travaux est une plaque plane (voir figure 2.2) en aluminium d'une épaisseur de 38 mm. Elle mesure 1,2 m de long et 60 cm de large, soit la largeur intérieure de la veine d'essai. Le bord d'attaque a été optimisé numériquement lors d'une étude antérieure pour minimiser le pic de survitesse sur la face supérieure de la plaque, où les mesures sont faites. La partie inférieure de ce bord d'attaque est semi-elliptique alors que la partie supérieure est définie par une courbe de Bézier d'ordre trois. Au bout de la plaque se situe un volet, dont l'inclinaison peut-être changée afin de modifier la distribution de pression au niveau du bord d'attaque et ainsi la position de transition. Lors des études menées pendant ces travaux de thèse, l'inclinaison de ce volet est toujours de 0° .

A 14 cm de la paroi gauche (sens pilote) de la plaque, sur la partie supérieure, se situe une

ligne composée de 28 prises de pression allant du bord d'attaque jusqu'à une abscisse longitudinale d'un mètre. Une 29^{ème} prise de pression est située sur la partie inférieure, juste après le bord d'attaque. Un scotch épais en zigzag de 400 μm est placé à 7 cm du bord d'attaque sur la partie inférieure pour forcer le déclenchement de la transition.

Cette plaque plane, qui pouvait initialement accueillir un insert circulaire a été réusinée pour y creuser une cavité rectangulaire de 300x280 mm, laquelle accueille trois inserts amovibles de 100x280mm chacun (voir plan 2.2), l'objectif étant de faire varier la rugosité de surface de ces inserts afin d'étudier l'influence que cela a sur la couche limite et sa transition. Cette cavité a été placée relativement loin du bord d'attaque afin d'éviter (a priori) les effets de réceptivité et ainsi permettre d'étudier la phase d'amplification des instabilités. L'horizontalité de chaque insert peut être réglée au moyen de vis pointeaux (six par inserts, une dans chaque coin et deux au centre) et chaque insert peut être serré par six vis également. La géométrie du bord d'attaque ainsi que les positions des prises de pression sont données dans l'annexe C.

Cette plaque plane est fixée de façon horizontale directement sur les parois en plexiglas entourant la veine d'essai grâce à de grosses vis passant dans des trous oblongues laissant la liberté de déplacer les vis verticalement afin de pouvoir ajuster l'horizontalité de la plaque plane (angle de roulis inférieur à 15 minutes d'angle).

Le repère aérodynamique utilisé est présenté sur la partie supérieure de la figure 2.2 : l'axe longitudinal est l'axe x , l'axe vertical y et l'axe transverse, positif vers la gauche sens pilote est l'axe z .

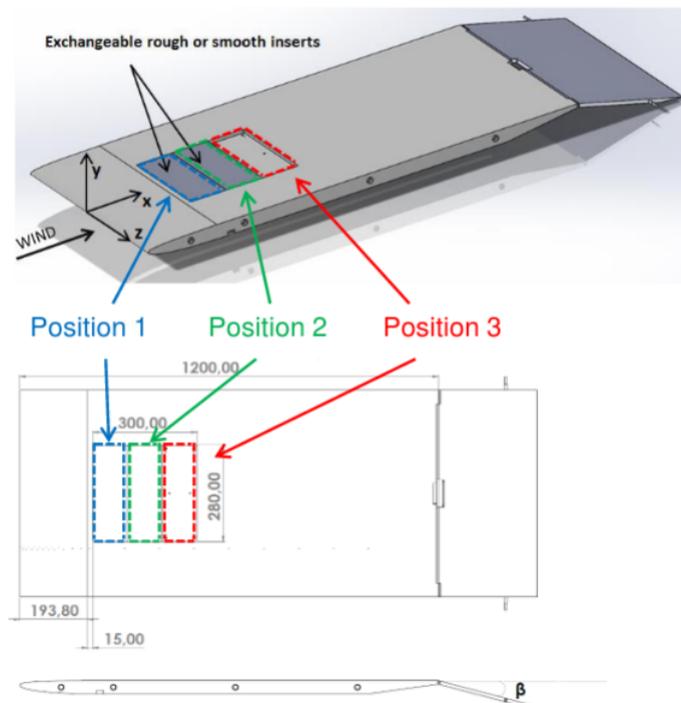


FIGURE 2.2. – CAO et plan de la plaque plane modifiée pour accueillir trois inserts amovibles

2.1.3. Systèmes d'acquisition de données

Les prises de pression statique mentionnées dans le paragraphe 2.1.2 sont reliées à un multi-capteur PSC24-USB de la société SVMtec, possédant 24 capteurs de pression différentielle permettant de mesurer des différences de pression de ± 5 kPa. Deux capteurs de pression différentielles MKS Baratron de type 220D, mesurant ± 10 kPa, sont utilisés pour mesurer les différences entre la pression atmosphérique et la pression totale d'entrée de veine, et entre les pressions totale et statique en entrée de veine. La température est mesurée en parallèle par une

sonde PT100 et un thermocouple de type T situés à l'entrée de la veine. Les mesures de vitesses dans l'écoulement libre ou la couche limite sont effectuées avec un anémomètre à fil chaud (Dantec Streamline, module CTA 90C10 et sondes 55P15 pour les couches limites ou 55P11 pour l'écoulement libre). Pour chaque point de mesure, 250 000 échantillons sont acquis à 25 kHz (soit 10 secondes d'acquisition). Le fil chaud peut être déplacé dans les trois directions x , y et z grâce à un système de déplacement mis en mouvement par trois moteurs pas à pas gérés par un contrôleur Newport ESP301. Les positions sur les trois axes sont mesurées grâce à trois encodeurs linéaires Heidenhain (deux règles relatives LS 388 pour les axes y et z et une absolue LS 4x3 pour l'axe x).

À l'exception du multi-capteur de pression PSC24-USB, connecté directement par USB à l'ordinateur, l'ensemble des données est collecté par l'intermédiaire d'un boîtier National Instruments (NI) Compact DAQ-9178 et de cartes NI-9122 (PT100 et capteurs MKS), NI-9239 (pour les signaux issus du fil chaud) et NI-9211 (thermocouple).

En complément du fil chaud qui donne une mesure locale, une caméra infrarouge a été utilisée pour visualiser la transition. Contrairement au fil chaud qui donne une information ponctuelle mais très résolue en temps, l'infrarouge permet de visualiser la transition sur une zone relativement large (environ 15x20 cm ici) mais sans possibilité d'aller plus loin dans la mesure, et notamment dans l'étude du profil de couche limite. Ceci permet par exemple de vérifier la bidimensionnalité de l'écoulement ou encore de détecter d'éventuels défauts sans savoir où chercher a priori, ce qui en fait un outil très complémentaire du fil chaud. La caméra utilisée est une Infratec ImageR 9450. Celle-ci est positionnée et maintenue par deux bras articulés de manière à pointer sur la plaque plane par l'intermédiaire d'un hublot traité pour laisser passer les infrarouges.

La photographie de la figure 2.3 permet de visualiser la plaque plane installée dans la veine d'essais avec un insert rugueux monté en position 1, la plus en amont, et deux inserts lisses dans les positions 2 et 3. Le fil chaud est également mis en évidence ainsi que la ligne le long de laquelle sont réparties les prises de pression statique sont mis en avant. Le repère aérodynamique et le sens du vent sont indiqués en bas à droite.

2.1.4. Rugosité : conception et caractérisation des inserts rugueux

Choix d'une technologie : l'impression 3D par stéréolithographie (SLA)

Plusieurs méthodes permettant de concevoir des inserts rugueux peuvent être envisagées (usinage de surfaces métalliques avec une fraise pour creuser des sillons, utilisation de papier de verre etc.). Afin d'obtenir un grand contrôle sur la rugosité et une grande liberté sur ses caractéristiques de taille et de forme, le choix s'est porté sur l'impression 3D. Les critères principaux pour choisir l'imprimante 3D étaient les suivants : précision et grand volume d'impression. Pour obtenir la précision requise, parmi les trois grandes familles d'imprimantes 3D possibles, celle des imprimantes SLA dont le principe est de faire polymériser des couches de résine avec des UV, plus précises que celles à fil fondu et bien moins chères que celles à poudre métallique, a été retenue. Parmi celle-ci, assez peu d'imprimantes offraient la possibilité d'avoir un grand volume tout en descendant à une résolution satisfaisante, ces deux critères étant en général antinomiques. Le modèle finalement retenu, l'imprimante Phenom de la marque Peopoly, est assez grand pour imprimer nos inserts en entier (volume d'impression 276 mm x 155 mm x 400 mm) tout en descendant à une résolution de 50 μ m pour l'axe vertical et 72 μ m pour les deux autres. La figure 2.4 montre une vision d'ensemble de l'imprimante 3D ainsi qu'un insert à la fin de son impression, imprimé en biais vers le bas et relié au plateau d'impression par un ensemble de supports.

Modélisation numérique des inserts rugueux

Les surfaces rugueuses utilisées comportent trop de faces et de points pour pouvoir être modélisées en CAO. Outre la fastidiosité de la tâche, les fichiers sont trop lourds pour les logiciels de CAO. Les inserts ont alors été modélisés et exportés en format .STL avec Cassiopée, code interne à l'Onera basé sur du Python particulièrement adapté pour générer des maillages. Ils sont ensuite

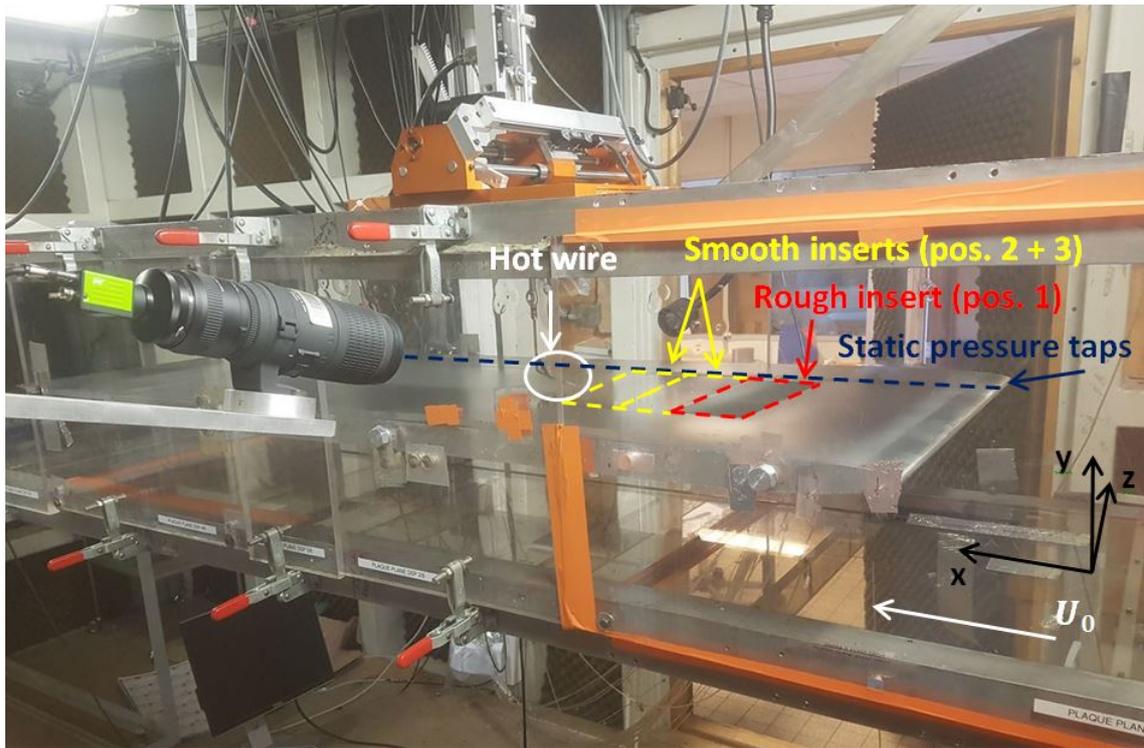
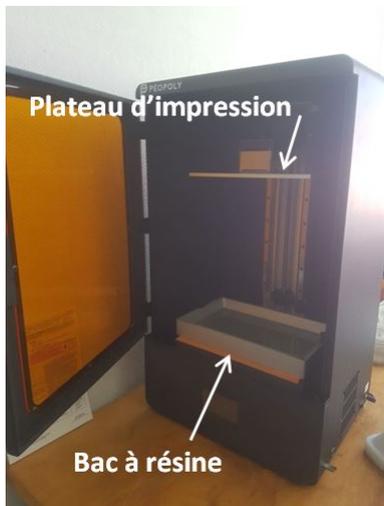
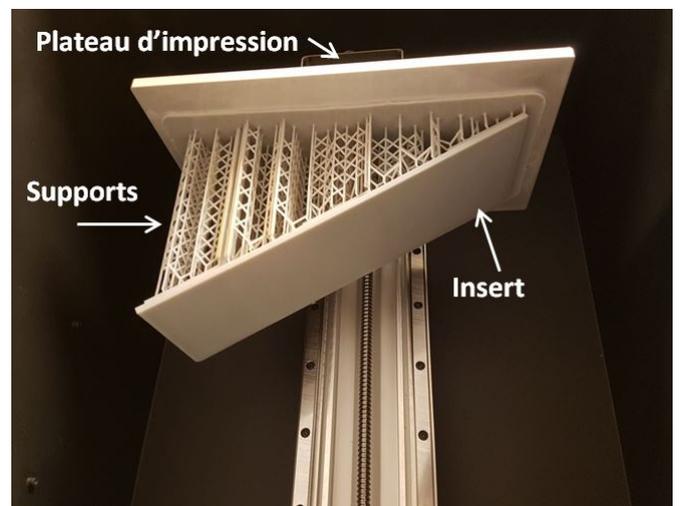


FIGURE 2.3. – Photographie éditée de la plaque plane en veine et du montage d'un insert rugueux en position 1 et deux lisses en positions 2 et 3. Mise en évidence du fil chaud et de la ligne le long de laquelle sont réparties les prises de pression statique. L'origine du repère aérodynamique a été décalée par souci de lisibilité



(a) Vision d'ensemble



(b) Insert en fin d'impression

FIGURE 2.4. – Imprimante 3D Peopoly Phenom

transmis à l'imprimante via le logiciel Chitubox. Ce logiciel est un *slicer*, outil permettant de convertir un fichier .STL en un fichier exploitable par l'imprimante 3D, mais aussi de générer les supports indispensables pour tenir la pièce durant l'impression. La figure 2.5 montre le modèle numérique d'un insert rugueux et un zoom sur un des coins. Les bords de la face supérieure des inserts sont laissés lisses sur 5 mm pour faciliter le montage et minimiser les potentielles marches. Différentes formes de rugosité peuvent être imprimées. Les formes académiques sont issues d'un sinus dans les directions x et z dont la forme est modifiée en forçant les altitudes des points

grâce à des valeurs seuils sur les sinus. En forçant les points à une altitude donnée selon si le sinus est positif ou négatif, une forme en damier peut ainsi être générée à l'instar de la figure 2.6a. En modifiant le seuil à partir duquel les points sont forcés à l'altitude haute, une forme qui ressemble à des dômes aplatis peut également être générée (2.6b). Ces formes peuvent ensuite être adaptées en changeant par exemple la hauteur ou la longueur d'onde. Les inserts imprimés ont une épaisseur de 9.5 mm, sans compter les rugosités positives pouvant dépasser du plan moyen. Les algorithmes utilisés pour générer la rugosité sont fournis dans l'annexe D.

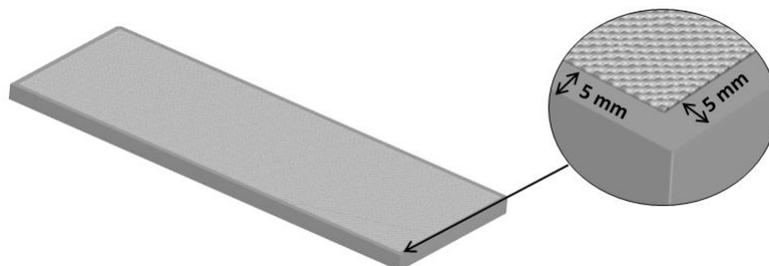


FIGURE 2.5. – Insert numérique entier et zoom sur la rugosité

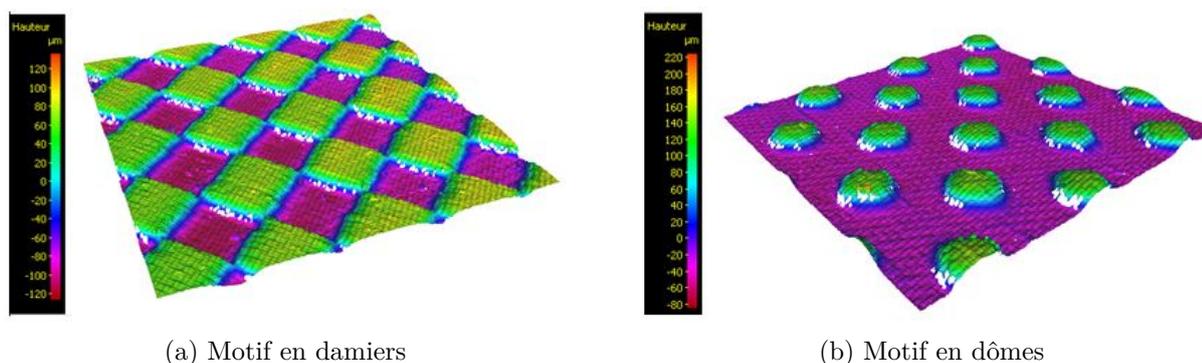


FIGURE 2.6. – Exemples de rugosités imprimées

Caractérisation de la rugosité de surface imprimée

Les impressions réalisées sont cependant dans la limite des capacités de la machine, il convient alors de mesurer après impression les caractéristiques de la rugosité générée. Dans un premier temps, c'est le profilomètre optique Gocator 2320, qui a été utilisé lors de cette thèse. Le Gocator 2320 permet de faire la mesure des hauteurs $Z(X)$ le long d'une ligne laser d'environ 2 cm, soit 1 010 points de mesure. La forme trapézoïdale du laser et le fait que la mesure se fasse avec une répartition équi-angulaire engendrent une variation des incertitudes pour les mesures en X (longitudinales) et en Z (hauteurs mesurées). Plus on est proche du centre du faisceau, meilleure est la résolution. La résolution varie en effet de $1.8\mu\text{m}$ à $3\mu\text{m}$ pour Z et de $14\mu\text{m}$ à $21\mu\text{m}$ pour X . Ce profilomètre est monté sur un banc de déplacement équipé d'un codeur linéaire, Posimag PMIS3, permettant de faire de nombreuses mesures à intervalles réguliers, en l'occurrence $100\mu\text{m}$ pour le cas des mesures effectuées (voir figure 2.7), pour finalement pouvoir reconstruire une surface à l'image de ce que ferait un capteur 3D.

L'analyse au Gocator 2320 permet alors d'obtenir une matrice avec les coordonnées X , Y et Z de chaque point mesuré. Chaque ligne de cette matrice contient les hauteurs mesurées le long de la ligne laser, et chaque mesure comprend au moins 300 lignes (ce nombre de lignes minimum nous donne une bonne répétabilité des mesures). Les données sont alors dégauchies pour soustraire une éventuelle forme (afin que la rugosité mesurée soit uniquement due à la rugosité de surface et non une non planéité de la pièce), puis analysées de trois manières différentes :

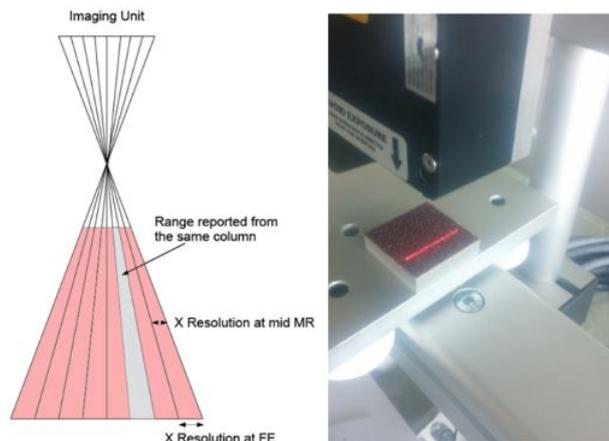


FIGURE 2.7. – Gocator 2320 : résolution en X et utilisation sur papier de verre

- Analyse "ligne par ligne" : les paramètres de rugosité sont calculés pour chaque ligne de la matrice, puis sont moyennés sur toutes les lignes
- Analyse "colonne par colonne" : les paramètres de rugosité sont calculés pour chaque colonne de la matrice, puis sont moyennés sur toutes les colonnes
- Analyse "surfacique" : les paramètres de rugosité sont calculés directement pour la surface entière

Le fait de calculer de trois manières différentes permet d'avoir une plus grande confiance dans le résultat et de contrôler qu'il n'y a pas d'erreur. Le tableau 2.2 montre un exemple de résultats issus de ce type de calcul. Un très bon accord est obtenu entre les trois types de calculs dans le tableau présentés ici. Cependant, il arrive d'observer des variations en répétant les mesures, particulièrement sur les coefficients d'aplatissement et d'asymétrie. Si ceci pourrait être lié à une non homogénéité de la surface, l'explication est plus probablement le fait que la résolution du Gocator soit limitante pour de telles mesures.

	R_a [m]	R_q [m]	R_{sk} [-]	R_{ku} [-]
Whole surface	4.7e-05	5.8e-05	0.130522	2.88896
Line by line	4.7e-05	5.8e-05	0.125789	2.84948
Column by column	4.7e-05	5.8e-05	0.117462	2.80279

TABLE 2.2. – Exemple de mesure de rugosités sur un échantillon imprimé

Dans un second temps a été faite l'acquisition d'un rugosimètre Infinite Focus SL produit par Alicona (2.8a). Ce rugosimètre utilise la technologie de la variation focale qui consiste à effectuer un balayage vertical sur un champ donné avec un pas donné (1 μm pour les inserts étudiés lors de cette thèse), et déterminer par un algorithme la hauteur pour laquelle chaque pixel est le mieux focalisé. La résolution latérale est elle de 2 μm . Cette technologie offre une meilleur résolution que le Gocator 2320 qui est un profilomètre dont l'usage a été détourné pour mesurer la rugosité. Outre le meilleur contrôle sur l'incertitude des grandeurs mesurées, il est également possible de mesurer des hauteurs bien plus faibles, comme la rugosité des bords lisses des inserts en résine ($R_a \approx 3 \mu\text{m}$, figure 2.8b), ce qui était impossible avec le Gocator. De plus, les mesures effectuées avec l'Infinite Focus SL permettent d'obtenir une image 3D qui aide à mieux visualiser la surface imprimée, et ainsi à mieux comprendre les limites de l'impression 3D et peut faciliter dans certains cas la compréhension de l'écoulement sur la surface. Les images 3D de rugosité montrées (figures 2.6 et 2.8b) ont notamment été effectuées avec cet appareil.

Les rugosités moyennes des différents inserts imprimés ont été mesurées dans un premier temps sous forme de rugosité moyenne linéique R_a avec le Gocator 2320, puis confirmées mais sous forme

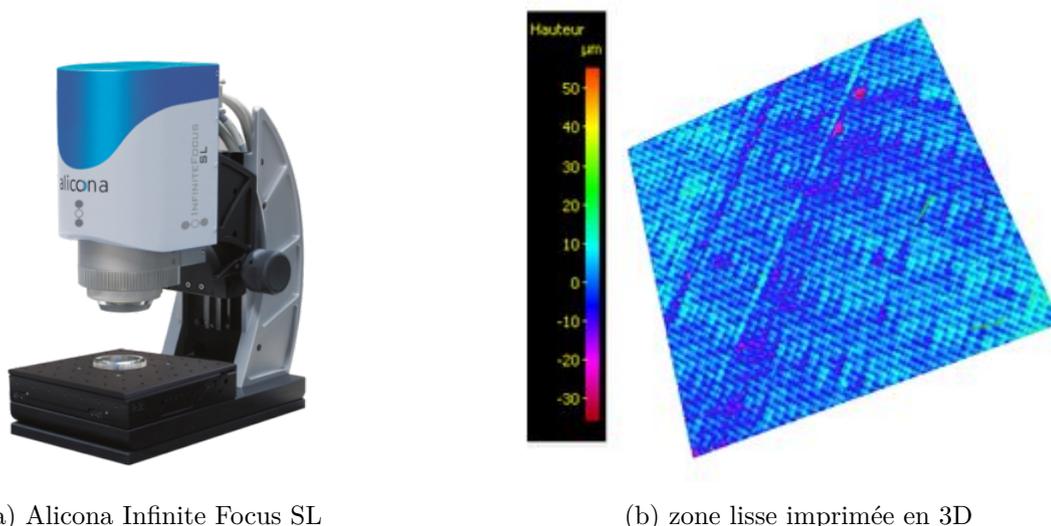


FIGURE 2.8. – Alicona Infinite Focus SL et exemple d'une mesure effectuée avec cet appareil

de rugosité moyenne surfacique S_a avec l'Infinite Focus SL plus tard lors de la thèse. Pour cette raison, la rugosité moyenne est toujours appelée R_a lors de cette thèse. Le fait d'utiliser l'un ou l'autre de ces deux paramètres n'a cependant logiquement pas d'influence, seule la méthode de mesure change et la valeur finale attendue est la même. Pour d'éventuelles comparaisons à venir, les rugosités moyennes utilisées peuvent donc également être des S_a .

Nomenclature

Les inserts utilisés sont nommés en fonction du motif utilisé (associé à la lettre "P" pour *pattern*) et de la rugosité moyenne mesurée (associée au sigle R_a). Seuls quelques motifs différents ont été imprimés lors de cette thèse, les deux plus utilisés étant les motifs en damiers et dômes présentés sur la figure 2.6, et chaque motif s'est vu attribué un numéro en fonction de la chronologie des impressions (1 pour le motif en damier, 2 pour le motif en dômes). Pour la plupart des inserts, l'étendue longitudinale de la zone rugueuse est de 9 cm. Lorsque ce n'est pas le cas, un indicatif avec la lettre "L", pour longueur suivi de la longueur en centimètres est ajouté. Voici deux exemples :

- Un insert avec un motif en damier de rugosité moyenne $60\mu\text{m}$ et 9 cm de rugosité est nommé P1-Ra60
- Un insert avec un motif en dômes de rugosité moyenne $28\mu\text{m}$ et 7 cm de rugosité est nommé P2-Ra28-L7

Pour pouvoir comparer différentes configurations entre elles, les hauteurs moyennes de rugosité nécessitent d'être adimensionnées. Pour cela, le choix a été fait d'adimensionner par une épaisseur de déplacement δ_1 calculée comme la moyenne des épaisseur de déplacement, sur paroi lisse, calculées aux positions correspondant aux extrémités amont et aval de la zone rugueuse. Les hauteurs seront donc exprimées comme étant un ratio R_a/δ_1 .

Les caractéristiques des inserts rugueux utilisés lors de ces travaux de thèse sont données dans l'annexe D.

Emplacement de la rugosité de surface

Pour faciliter la compréhension des raisonnements dans les chapitres à venir, le tableau 2.3 donne les emplacements exacts des trois inserts ainsi que des zones rugueuses correspondantes dans le cas, très majoritaire, d'inserts rugueux pour lesquels la longueur de la zone rugueuse et des bords lisses sont de 9 cm et 5 mm respectivement.

Position	Abscisse insert [mm]	Abscisse zone rugueuse [mm]
1	208.8 - 308.8	213.8 - 303.8
2	308.8 - 408.8	313.8 - 403.8
3	408.8 - 508.8	413.8 - 503.8

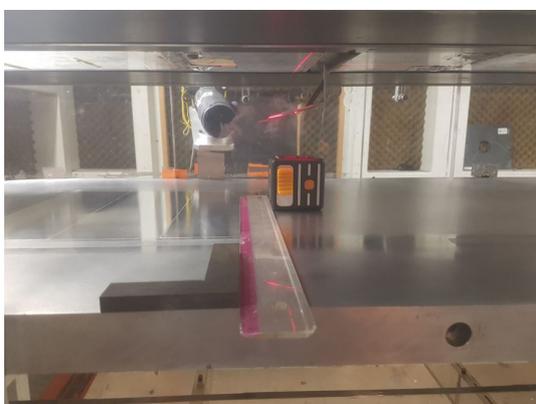
TABLE 2.3. – Emplacement des trois inserts et des zones rugueuses correspondantes

2.2. Méthodes numériques et expérimentales pour l'étude de la couche limite et de la transition

2.2.1. Etude expérimentale de la couche limite et de la position de transition

Anémométrie à fil chaud

La grande majorité des mesures de vitesse effectuées lors de cette thèse l'ont été avec un anémomètre à fil chaud. Outre la détermination de la position de transition, cette technique peut être exploitée pour étudier en détail l'état de la couche limite et l'évolution des ondes de Tollmien-Schlichting le long de celle-ci. Les paragraphes ci-dessous présentent les différents types de mesures qui ont été mis en place lors de ces expériences. Afin de minimiser les erreurs de mesure, le fil chaud doit être monté avec soin : les deux broches doivent être à la même hauteur afin que le fil thermorésistif soit le plus horizontal possible et le support doit être aligné avec l'écoulement pour que le fil y soit bien perpendiculaire. Pour aligner les broches, la sonde est approchée de la paroi petit à petit, puis ajustée pour que les broches touchent en même temps la paroi. Pour régler l'alignement du support avec l'écoulement, le fil chaud est remonté au maximum et un niveau laser est placé en-dessous de manière à être bien aligné avec la veine (voir 2.9a). Le support du fil chaud est ensuite tourné de manière à ce que son ombre soit bien alignée avec le laser, signifiant ainsi le bon alignement avec la veine (voir figure 2.9b).



(a) Vue d'ensemble



(b) Plafond de la veine

FIGURE 2.9. – Montage du fil chaud avec le niveau laser

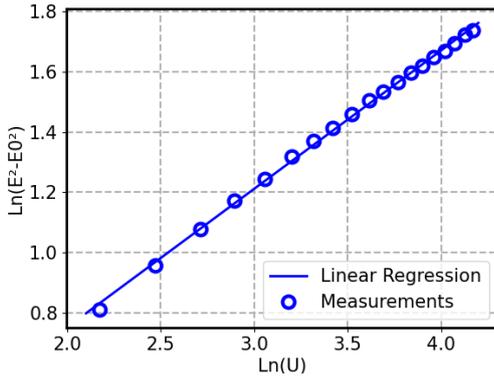
Calibration Les caractéristiques de l'anémométrie à fil chaud ont été détaillées dans le paragraphe 1.5.1. Le fil chaud doit être calibré au moins une fois par demi-journée, éventuellement plus souvent en cas de fortes variations de température ambiante. Pour rappel, la calibration, effectuée *in situ* consiste à déterminer les paramètres E_0 , m et b de la loi de King (notamment utilisée car facilement linéarisable pour obtenir une expression des fluctuations de vitesse u') :

$$E^2 = E_0^2 + b.U^{1/m} \quad (2.1)$$

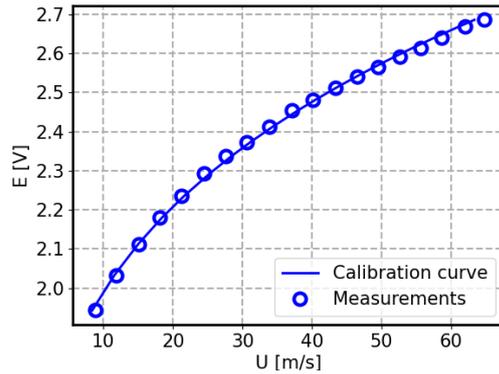
Ces paramètres permettent ainsi d'accéder à la vitesse longitudinale U en un point donné et à la vitesse fluctuante u' .

Le principe de calibration est le suivant :

- effectuer des mesures de tension E à différentes vitesses dans la gamme étudiée (entre 8m/s et 70m/s environ pour les travaux présentés ici)
- effectuer une mesure sans écoulement, la valeur E_0 vaut alors 92% de la tension mesurée (cette valeur de 92% permet de compenser la convection naturelle)
- tracer la régression linéaire de $\ln(E^2 - E_0^2)$ en fonction $\ln(U)$, l'ordonnée à l'origine donne la valeur de $\ln(b)$ et la pente $1/m$ (figure 2.10a)
- la calibration peut ensuite être contrôlée en traçant sur un graphique la tension en fonction de la vitesse pour les points mesurés et pour la loi de calibration (figure 2.10b)



(a) Régression linéaire pour détermination des paramètres $\ln(b)$ et $1/m$



(b) Contrôle *a posteriori* de la calibration du fil chaud

FIGURE 2.10. – Etapes de la calibration d'un fil chaud avec la loi de King

Sondages de couches limites Le principe d'un sondage de couche limite est d'effectuer des mesures de vitesse à différentes hauteurs le long de la verticale pour une position longitudinale donnée sur la plaque plane. Comme il n'est pas possible de faire une mesure sur la paroi (à hauteur nulle), le premier point du sondage est effectué le plus proche possible de la paroi, puis des mesures sont effectuées du bas vers le haut. Pour compenser l'incertitude sur la position verticale du premier point, une correction consistant en un décalage vertical (ΔY sur la figure 2.11) identique pour tous les points et basée sur la physique de la couche limite est appliquée en faisant en sorte que les premiers points soient alignés avec l'origine comme illustré figure 2.11. Cette correction est en général de l'ordre de 50 à 100 μm . Ce type de sondage permet de tracer des profils verticaux de vitesse moyenne ou de fluctuations, voir d'une bande de fréquences données des fluctuations de vitesse grâce au fait que la mesure soit résolue en temps.

Il est à noter que la correction de la position verticale présente une limite pour les surfaces rugueuses. En effet, Reshotko et Leventhal (1981) ont détecté un décalage vertical de la couche limite d'une hauteur égale à celle de la rugosité, ce qui signifie que dans ce cas, les premiers points de la couche limite ne sont plus alignés avec l'origine. Si la correction appliquée permet de déterminer correctement la forme du profil de couche limite, elle ne permet donc pas d'en détecter un décalage potentiel.

Sondages longitudinaux et mesures de positions de transition La position de la transition de la couche limite est mesurée en effectuant des sondages longitudinaux, c'est-à-dire en positionnant le fil chaud en amont de la transition et en effectuant des mesures en déplaçant la sonde dans le sens du vent à hauteur constante, environ 600 μm lors de cette thèse, le long de la plaque plane. L'évolution longitudinale des fluctuations de vitesse en fonction de l'abscisse x permet ensuite de déterminer la position de transition : il s'agit de l'endroit où démarre la brutale augmentation de cette fluctuation de vitesse.

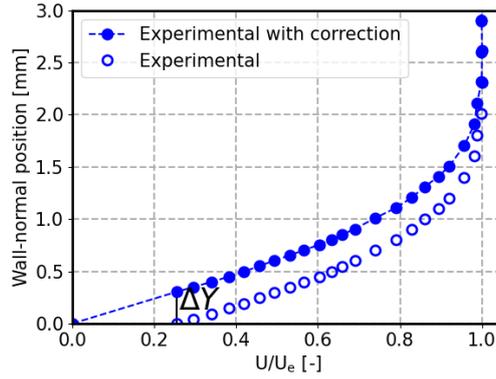


FIGURE 2.11. – Correction verticale pour les sondages de couche limite

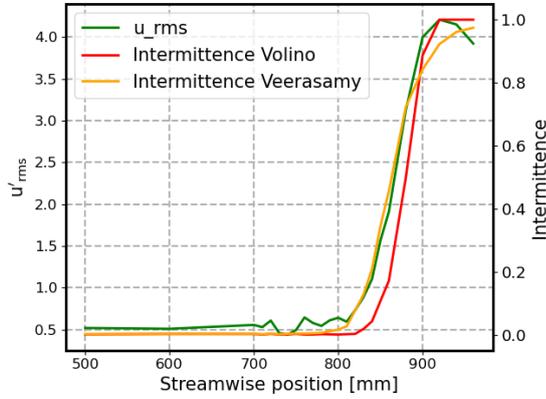
Déterminer la position de cette augmentation n'est cependant pas évident, car il n'existe aucune définition conventionnelle de la transition. Différentes méthodes existent afin de déterminer de manière systématique la position de la transition, mais aucune n'est unanimement reconnue. Une possibilité est de déterminer l'intermittence du signal en utilisant des algorithmes tels que ceux de [Volino *et al.* \(2001\)](#) et [Veerasingam et Atkin \(2020\)](#) présentés dans la section 1.1.3. Ceci est notamment illustré sur la figure 2.12a où les intermittences calculées avec ces deux algorithmes sont comparées au signal u' pour un sondage longitudinal jusqu'à la zone transitionnelle. Un seuil peut alors être fixé au-delà duquel la transition est considérée comme ayant commencé, mais là encore, il n'existe aucune valeur conventionnelle et le choix de ce seuil introduira un biais subjectif. Cette méthode permet alors un calcul systématique de la position de transition, mais, au-delà de l'incertitude inhérente au choix d'un seuil, cela rajoute une couche d'incertitude liée au calcul de l'intermittence par rapport à l'exploitation directe des fluctuations de vitesse, dont l'évolution longitudinale est finalement très proche de celle de l'intermittence.

Il a donc été décidé pour cette thèse d'utiliser une méthode basée directement sur l'évolution longitudinale des fluctuations de vitesse. Lors de sa thèse, [Methel \(2019\)](#) a mis au point un critère ayant permis une très bonne répétabilité dans la détermination de la position de la transition : celle-ci est considérée comme ayant démarré si le gradient longitudinal des fluctuations est supérieure ou égal à $2 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ et que le taux de fluctuations reste supérieur à ce seuil sur une distance donnée. Une autre possibilité est la "méthode des tangentes". Cette méthode consiste à considérer que la transition a lieu au croisement des tangentes des parties horizontale (laminaire) et croissante (transitionnelle) du signal. Cette méthode est très simple à utiliser, même sur une courbe relativement bruitée, mais ne repose pas sur des bases physiques.

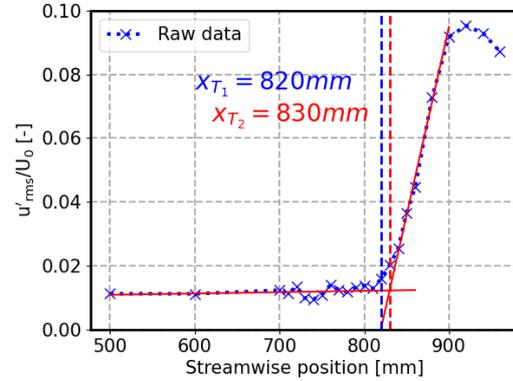
Les courbes 2.12b, 2.12c et 2.12d permettent d'illustrer ces critères et d'en saisir les limites. Sur chaque figure est affiché la courbe u'_{rms}/U_0 brut (en bleu) et la méthode des tangentes (en rouge). Sur les figures 2.12c puis 2.12d sont ajoutées en plus des données brutes, les données lissées par une moyenne glissante sur trois points, "smoothed-3", et cinq points, "smoothed-5".

Sur la figure 2.12b, où le signal est très peu bruité, le critère de Methel et la méthode des tangentes donnent deux résultats proches quant à la détermination de la position du début de la transition. Sur la figure 2.12c, où le signal est légèrement bruité, une diminution de u'_{rms}/U_0 vers $x=810$ mm alors que la transition est déjà démarrée, conduit à une surestimation de la position de transition (820 mm au lieu d'environ 770 mm "à l'oeil"). Le lissage par la moyenne glissante sur trois points donne une position de transition à $x=770$ mm bien plus cohérente, de même que la méthode des tangentes. Enfin, le même phénomène peut être observé de manière exacerbée sur un signal encore plus bruité sur la figure 2.12d. Avec le signal brut, la transition n'est jamais détectée et avec la moyenne glissante sur trois points, la position est surestimée (700 mm au lieu d'environ 650 mm). Une moyenne glissante sur cinq points donne une estimation de la position de transition légèrement inférieure à l'attendu à l'oeil mais relativement proche et la méthode des tangentes donne encore la transition dans la zone attendue.

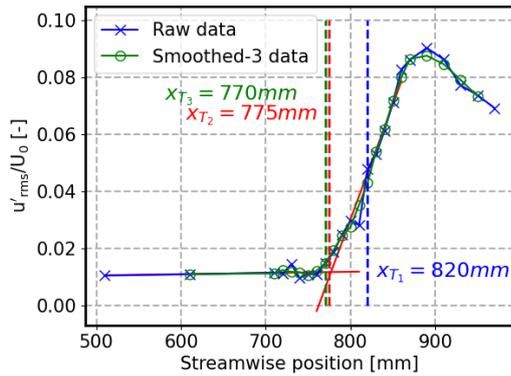
La méthode des tangentes donne donc des résultats toujours très proches de l'attendu, même avec un signal très bruité, sans avoir besoin de modifier les données. Cependant, cette méthode ne reposant pas sur des bases physiques, il a été décidé d'utiliser la méthode de Methel (2019) pour déterminer la position de transition, en lissant les données si besoin et la méthode des tangentes a été utilisée en parallèle pour contrôler les valeurs trouvées.



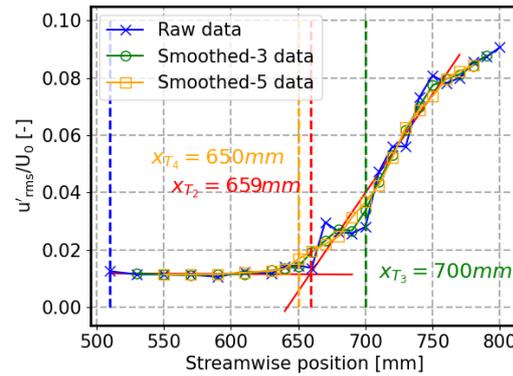
(a) u'_{rms} et intermittences calculées avec les algorithmes de Volino et Veerasamy



(b) Critère de Methel (2019) (X_{T1} , données brutes) et méthode des tangentes (X_{T2})



(c) Critère de Methel (2019) (X_{T1} , données brutes et X_{T3} , moyenne glissante sur trois points) et méthode des tangentes (X_{T2})



(d) Critère de Methel (2019) (X_{T1} , données brutes et X_{T3} et X_{T4} , moyennes glissantes sur trois et cinq points) et méthode des tangentes (X_{T2})

FIGURE 2.12. – Détermination de la position de transition par anémométrie au fil chaud

Densités spectrales de puissance Outre la mesure des vitesses moyennes U et fluctuantes u'_{rms} , la grande résolution temporelle de l'anémométrie à fil chaud est utilisée pour tracer des fluctuations de vitesse longitudinale sous forme de densités spectrales de puissance (power spectral density ou PSD en anglais) par la méthode de Welch. Le principe de cette méthode est de découper un signal en segments se recouvrant partiellement et de les "fenêtrer" c'est-à-dire introduire une pondération attribuant moins d'importance aux extrémités du signal pour éviter les effets de bord. La PSD de chaque segment est ensuite calculée comme étant les carrés des modules des coefficients de la transformée de Fourier discrète et la PSD finale est la moyenne des PSD individuelles. Modifier la taille des segments permet de jouer sur le compromis résolution/bruit, plus ils sont grands, meilleure est la résolution mais plus fort est le bruit. Cette méthode permet de réduire le biais par rapport à un calcul direct sur le signal entier.

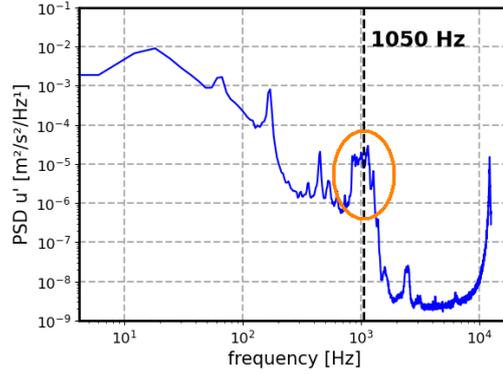
La PSD peut être directement reliée à l'énergie cinétique du fluide, l'énergie pour une bande de fréquences donnée étant proportionnelle à la PSD intégrée sur cette bande. L'utilité de cet outil est multiple. Il donne dans un premier temps une information sur les mécanismes de transition. En effet, la partie entourée en orange dans la figure 2.13a, qui représente la PSD d'une vitesse mesurée

juste amont de la transition, montre la signature typique des ondes de Tollmien-Schlichting sur un spectre. Cette signature et la cohérence des fréquences des ondes les plus amplifiées avec la stabilité linéaire sont un bon indicateur sur le fait que la transition soit pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting. Un tel spectre peut également permettre, dans certains cas, de repérer des phénomènes pouvant interférer voire prendre le pas sur les ondes de Tollmien-Schlichting. Ceci est illustré sur la figure 2.13b issue de Methel *et al.* (2022) où l'influence d'une marche est mise en évidence. Sur la courbe rose, la marche est sous-critique et son influence, bien que non négligeable du point de vue de la stabilité, ne peut être observée sur le spectre. En revanche, lorsque la marche devient critique (courbe verte), voire "très" critique (courbe noire), de l'énergie à haute fréquence (≥ 1 kHz) peut-être observée, montrant la présence d'un autre type d'instabilité à même de déclencher la transition avant les ondes de Tollmien-Schlichting. Tous les signaux ressortant ne sont pas pour autant des instabilités de couche limite. Un pic entre 10 et 11 kHz, souvent visible sur les spectres effectués lors de cette thèse (mais pas sur la figure 2.14a) est par exemple dû aux vibrations mécaniques du fil chaud. En fonction du fil et de son montage, ce pic sera plus ou moins élevé. Etant dans une bande de fréquences bien supérieures à celle des ondes de Tollmien-Schlichting, ce pic n'interfère pas sur les mesures effectuées. D'autres pics encore peuvent être dus à des perturbations acoustiques inhérents à la soufflerie et seront présents sur tous les spectres, tant que leur valeur est supérieure à l'énergie propre à la couche limite.

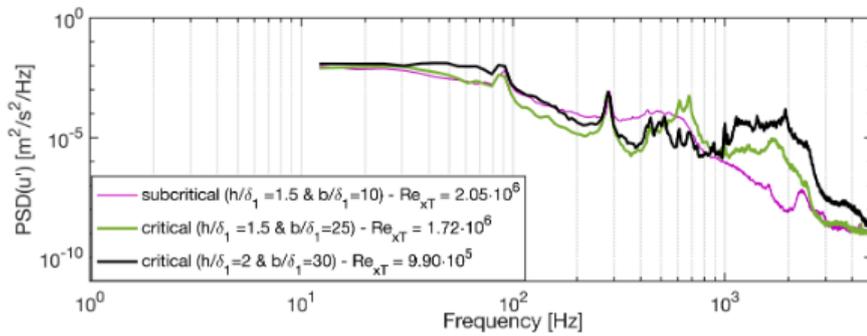
Dans le but de détecter les ondes T-S et mesurer leur amplification, un traitement particulier peut être appliqué aux mesures issues des sondages de couche limite : étant donné que chaque point du profil de couche limite est une mesure résolue en temps, il est possible d'extraire en chaque point les fluctuations de vitesse portées par une bande de fréquences donnée et d'en tracer le profil correspondant par l'intégration de la PSD des fluctuations dans cette bande de fréquences. Le niveau d'énergie d'une fréquence donnée, à nombre de Reynolds et position longitudinale fixés, étant très dépendant de la hauteur du fil chaud dans la couche limite, il est en effet très risqué d'évaluer le niveau d'énergie correspondant à une onde T-S directement sur le spectre. Il est donc beaucoup plus précis d'intégrer la PSD des fluctuations dans une bande de fréquences centrée autour de la fréquence de l'onde T-S étudiée. Dans le cadre de cette thèse, la largeur de la bande de fréquences pour l'intégration des spectres sera toujours de 50 Hz, comme illustré sur la figure 2.14a, cette valeur s'étant révélée être un bon compromis car assez grande pour s'affranchir des fluctuations inhérentes à l'expérience, mais assez faible pour que le comportement mesuré reflète bien celui de cette fréquence particulière. Ceci permet *in fine*, comme illustré sur la figure 2.14b, de tracer le profil vertical de l'onde T-S. Pour aider à la compréhension, les points correspondant aux différents spectres de fluctuations de vitesse de la figure 2.14a sont mis en évidence sur le profil d'onde T-S.

Mesures locales d'amplification et de facteurs N Afin de pouvoir étudier localement l'impact de la rugosité sur la stabilité de la couche limite, un protocole permettant de mesurer l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting a été conçu. Le principe est le suivant : des sondages de couche limite (sondages verticaux) ont été effectués à intervalles longitudinaux réguliers (1 cm), puis filtrés dans une bande de fréquences donnée afin d'en extraire un profil vertical d'onde T-S comme expliqué dans le paragraphe ci-dessus. En traçant les profils de deux ondes de Tollmien-Schlichting successives comme illustré sur la figure 2.15, une amplification locale peut être calculée comme étant le ratio entre les maxima de ces deux profils. Les amplifications locales mesurées sont ensuite comparées à la LST correspondant à la fréquence étudiée sur plaque plane lisse. Les résultats peuvent également être traduits en terme de facteur N "locaux", l'évolution de ce paramètre entre deux points de mesure étant égale au logarithme de l'amplification.

Il est important de noter que l'idéal aurait été une comparaison directe de l'évolution d'une onde T-S sur plaques planes lisse et rugueuse dans des conditions identiques (nombre de Reynolds, fréquence et position). Ceci n'est cependant pas possible dans la plupart des cas car deux critères doivent être respectés pour que la mesure soit possible : l'onde T-S doit être assez amplifiée pour être mesurable, et la couche limite doit être laminaire. Ainsi, si une onde est assez amplifiée pour être mesurée dans une zone donnée sur plaque plane lisse, la couche limite sera probablement

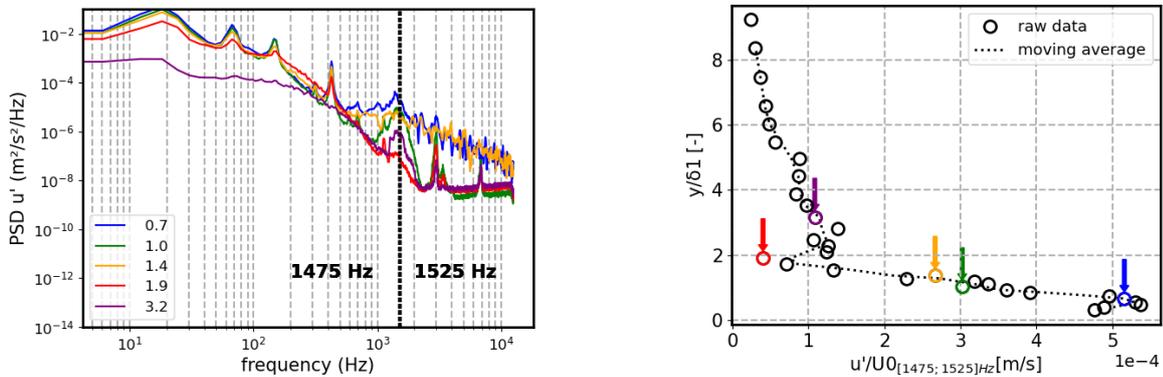


(a) Mise en évidence des ondes T-S sur un spectre de fluctuations de vitesse longitudinale mesurée dans la couche limite



(b) Influence de la criticité d'une marche sur un spectre de u' (Methel *et al.* (2022))

FIGURE 2.13. – Exemples de spectres de u' issus de signaux fil chaud



(a) Bande d'intégration sur des spectres de fluctuations de vitesse autour du pic des ondes T-S à différentes hauteurs y/δ_1

(b) Profil d'onde TS résultant de l'intégration du spectre dans la bande de fréquences [1475;1525] Hz

FIGURE 2.14. – Intégration des spectres de fluctuations de vitesse pour le tracé d'un profil d'onde T-S. Mise en évidence du lien entre spectre et point associé sur le profil par un code couleur identique sur les deux figures

turbulente dans cette même zone en présence de rugosité. Au contraire, si la couche limite est encore laminaire sur plaque plane turbulente, il est probable que l'onde T-S ne soit pas mesurable. Pour pouvoir effectuer une comparaison lisse/rugueux directe, il faut donc que la rugosité soit la plus faible possible. Or, il est préférable d'effectuer une mesure sur des rugosités relativement forte pour que le phénomène de sur-amplification soit le plus marqué possible. Il a donc été décidé

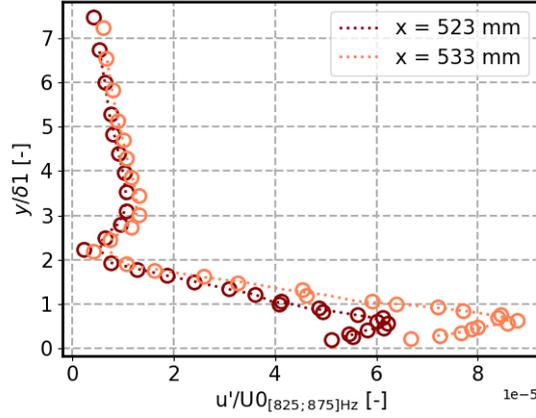


FIGURE 2.15. – Tracés de deux profils de fluctuations de vitesse filtrées dans la bande [825;875] Hz successifs pour faire apparaître l'amplification d'une onde T-S, $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, insert P1-Ra60 en positions 2 et 3

de comparer les résultats expérimentaux sur plaques rugueuses à la LST plutôt qu'à des résultats sur plaque lisse.

Pour déterminer une amplification locale avec la LST, les valeurs du facteur N_f associé à une fréquence donnée sont utilisées : entre deux position successives x_1 et x_2 , l'amplification est $\exp(N_f(x_2) - N_f(x_1))$.

Visualisations infrarouges

Comme expliqué dans l'état de l'art, le coefficient de frottement augmente fortement à l'endroit où démarre la transition, il en va donc de même pour les échanges de chaleur entre la paroi et l'écoulement. L'idée de la visualisation par caméra infrarouge est d'exploiter ce phénomène en mesurant la température de la paroi autour de la transition.

La relation (2.2) lie, pour une paroi adiabatique, la température de paroi (T_w) à la température extérieure (T_e) :

$$\frac{T_w}{T_e} = \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2\right) \text{ avec } \begin{cases} \text{laminaire} : r_{lam} = 0.85 \\ \text{turbulent} : r_{turb} = 0.90 \end{cases} \quad (2.2)$$

On peut donc déterminer la différence de températures pariétales entre des couches limites laminaire et turbulente à l'équilibre thermique en considérant que le matériau est isolant thermiquement, donc en ne prenant en compte que la convection et pas la conduction, à nombre de Mach et température fixés :

$$\Delta T = T_{w,turb} - T_{w,lam} = (r_{turb} - r_{lam}) \left(\frac{\gamma - 1}{2}\right) M_e^2 T_e \quad (2.3)$$

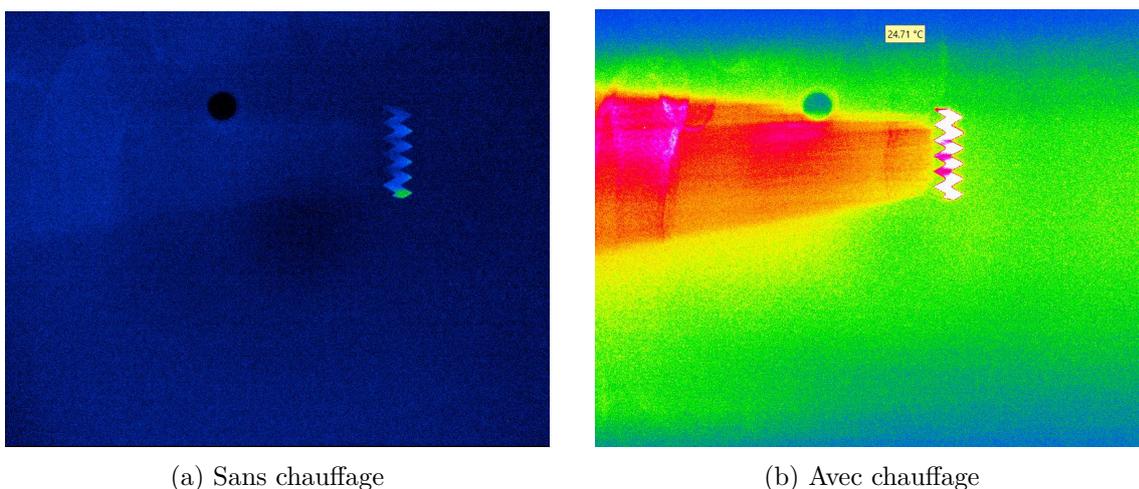
La différence de température est proportionnelle au nombre de Mach extérieur au carré. Il est donc d'autant plus difficile de voir la transition que la vitesse de l'écoulement est faible. Par exemple, avec $T_e = 290 \text{ K}$ et $U_e = 40 \text{ m/s}$, soit $M_e = \frac{U_e}{\sqrt{\gamma R T_e}} \approx 0.12$, la différence de température vaut $\Delta T = 0.04 \text{ K}$. Avec $U_e = 70 \text{ m/s}$, $\Delta T = 0.12 \text{ K}$.

Si la caméra infrarouge est en théorie capable de détecter de tels écarts de température, dans la pratique ces valeurs sont très faibles et risquent d'être noyées dans le bruit ambiant, *a fortiori* sur une plaque plane en métal, donc fortement conductrice qui va tendre à réduire les gradients de température. Dans le cadre de cette expérience, il est donc nécessaire d'amener des modifications à même de faciliter la visualisation infrarouge. La première modification consiste à recouvrir la zone visée par la caméra infrarouge de peinture noire comme illustré sur la figure 2.16 (NB :

lors de la suite des expériences, la zone peinte en noir recouvrira finalement la plaque sur une longueur bien plus grande), permettant ainsi de diminuer la conductivité de la surface, et donc d'augmenter les gradients de température par rapport au métal, et d'en augmenter l'émissivité. Pour augmenter encore la visibilité sur les images infrarouges, un chauffage a de plus été placé devant l'entrée d'air de soufflerie. Sans peinture, aucune image exploitable n'a pu être obtenue. Les résultats de visualisations derrière un obstacle placé pour déclencher la transition peuvent être vus sur les figure 2.17a (sans chauffage) et 2.17b (avec chauffage). Sans chauffage, la transition peut être observée mais le contraste est très faible, et ceci sera d'autant plus vrai dans le cas d'une transition par ondes de Tollmien-Schlichting puisque celle-ci est moins brutale. Il n'y aura donc pas une ligne de démarcation laminaire/turbulent nette, mais plutôt une variation progressive de couleur. L'ajout du chauffage permet de corriger ce problème en augmentant fortement les contrastes.



FIGURE 2.16. – Installation de la caméra infrarouge au-dessus de la veine d'essai



(a) Sans chauffage

(b) Avec chauffage

FIGURE 2.17. – Visualisation infrarouge de la transition derrière un obstacle. Le vent vient de la droite

Les modifications apportées pour augmenter les contrastes ne sont cependant pas sans conséquences : il faut une certaine épaisseur de peinture pour arriver à visualiser la transition, mais

répartir cette peinture de manière uniforme est compliqué, et des inhomogénéités de surfaces sont ainsi créées; l'utilisation d'un chauffage va elle par définition créer un déséquilibre thermique entre l'air et plaque, avec le risque de repousser la transition (cas d'une plaque froide).

Mesure des coefficients de pression

Les différentes prises de pression réparties le long de la plaque plane permettent de mesurer la pression statique, et donc l'évolution des coefficients de pression depuis le bord d'attaque sur un mètre de long grâce à la relation suivante :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2} \quad (2.4)$$

La connaissance de ces coefficients permet ensuite, par l'intermédiaire de codes de calcul, de connaître l'évolution de la couche limite le long de la plaque plane ainsi que d'en étudier la stabilité. Théoriquement, les coefficients de pression ne changent pas (ou de manière négligeable) avec le nombre de Reynolds tant que l'écoulement reste incompressible. Les vitesses étudiées ici sont dans le domaine incompressible ($M_0 < 0.3$); malgré tout, et ce de manière à limiter au maximum les erreurs effectuées, les C_p ont été mesurés pour chacun des nombres de Reynolds étudiés.

2.2.2. Etude numérique de la configuration lisse

L'étude numérique basée sur les coefficient de pression expérimentaux se déroule en trois étapes :

- Conversion de la distribution des coefficients de pression le long de la plaque plane en distribution de vitesse extérieure à la couche limite grâce à un code Matlab spécifique
- Calcul de la couche limite (profils de vitesse moyenne et grandeurs intégrales) grâce au code 3C3D utilisant en entrée la distribution des vitesses, qui résout les équations de Prandtl 3D en utilisant la méthode des caractéristiques (Houdeville (1992))
- Etude de la stabilité linéaire locale avec le code CASTET en utilisant les profils de couche limite issus de 3C3D qui résout l'équation d'Orr-Sommerfeld pour les écoulements tridimensionnels compressibles

Les résultats issus de 3C3D permettent de connaître l'évolution de la couche limite le long de la plaque plane, depuis le bord d'attaque jusqu'à un mètre de corde (position de la dernière prise de pression), que ce soit en termes de grandeurs intégrales (épaisseur de couche limite, épaisseur de déplacement, épaisseur de quantité de mouvement etc.) ou de grandeurs locales (distribution verticale de la vitesse notamment). Ceux de CASTET permettent eux d'étudier la stabilité de la couche limite, et notamment l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting pour les fréquences choisies.

2.3. Quantification de l'incertitude de mesure

2.3.1. Incertitude sur la mesure de vitesse par le fil chaud

La méthode présentée ici est issue de Yavuzkurt (1984). L'idée principale est que pour chaque vitesse mesurée lors de la calibration, deux couches d'incertitudes existent : l'incertitude sur la vitesse mesurée ΔU_1 et l'écart entre cette vitesse mesurée et la courbe de calibration ΔU_2 . L'incertitude totale liée à la calibration du fil chaud est alors :

$$\Delta U = \sqrt{\Delta U_1^2 + \Delta U_2^2} \quad (2.5)$$

La vitesse U_1 étant calculée selon la formule de l'équation (2.6), l'incertitude ΔU_1 vient de l'erreur sur les mesures de la pression dynamique P_{dyn} (par la différence entre la pression totale

du tube de Pitot et la pression statique) et sur la pression atmosphérique et le température pour la masse volumique de l'air $\rho = \frac{P_{atm}}{RT}$.

$$U_1 = \sqrt{\frac{2P_{dyn}}{\rho}} \quad (2.6)$$

Selon Moffat (1982), si toutes les variables sont indépendantes, qu'elles ont une distribution gaussienne et que leur incertitude est la même à chaque mesure, on peut alors décomposer ΔU_1 ainsi :

$$\Delta U_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial U_1}{\partial T} \Delta T\right)^2 + \left(\frac{\partial U_1}{\partial P_{dyn}} \Delta P_{dyn}\right)^2 + \left(\frac{\partial U_1}{\partial P_{atm}} \Delta P_{atm}\right)^2} \quad (2.7)$$

Toujours selon Moffat (1982), si une variable R peut s'exprimer ainsi :

$$R = x_1^a + x_2^b + x_3^c + \dots \quad (2.8)$$

Alors on peut écrire

$$\frac{\Delta R}{R} = \left[\left(a \frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(b \frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2 + \left(c \frac{\Delta x_3}{x_3}\right)^2 + \dots \right] \quad (2.9)$$

L'équation (2.7) peut donc être réécrite de manière simplifiée :

$$\Delta U_1 = \frac{U_1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{dyn}}{P_{dyn}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{atm}}{P_{atm}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} = \alpha U_1 \quad (2.10)$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{dyn}}{P_{dyn}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{atm}}{P_{atm}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (2.11)$$

Yavuzkurt (1984) estime ensuite l'erreur ΔU_2 due à l'écart entre les vitesses mesurées et la courbe de calibration ainsi :

$$\Delta U_2 = \beta U_1 \quad (2.12)$$

β étant la valeur quadratique moyenne des écarts entre la courbe de calibration et les vitesses mesurées pendant la calibration :

$$\beta = \left[\frac{\sum_{i=1}^n \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1}\right)_i^2}{n} \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

L'erreur totale peut finalement s'écrire :

$$\Delta U = \sqrt{\Delta U_1^2 + \Delta U_2^2} = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} U_1 \quad (2.14)$$

Il est à noter que dans cette méthode ne sont pas prises en compte les erreurs sur l'orientation de la sonde dans l'écoulement (horizontalité et perpendicularité par rapport à l'axe longitudinal). Une rotation autour de l'axe vertical aura tendance à diminuer la vitesse "vue" par le fil chaud. Pour connaître exactement l'influence de l'angle de rotation sur un fil chaud, il faut dans l'idéal effectuer une calibration angulaire, c'est-à-dire de prendre des mesures à une même vitesse en changeant l'angle du fil. Cependant, des modèles de sensibilité angulaire issus de Bruun (1996)

peuvent s'approximer à un cosinus pour les très petits angles. Pour une erreur d'alignement de 5° , *a priori* très supérieure à l'erreur réelle, la vitesse vue par le fil chaud serait $U \cos(5^\circ) = 0.996U$, ce qui correspond donc à une erreur de 0.4%. De plus, cette erreur est en partie compensée par la calibration, à partir du moment où celle-ci est effectuée avec le même angle d'erreur que la mesure, étant donné que le fil chaud est calibré en prenant en compte cette erreur.

L'erreur due à l'inclinaison par rapport à l'horizontale est plus délicate à estimer pour deux raisons : il est plus difficile de déterminer l'erreur maximale sur l'angle, et l'influence de cette erreur dépend fortement de l'écoulement. En effet, dans un écoulement uniforme le fait que le fil soit incliné par rapport à l'horizontal ne changera pas la valeur mesurée. En revanche, dans une couche limite où la vitesse dépend fortement de la distance à la paroi, la vitesse obtenue sera une moyenne des vitesses passant par le fil chaud.

Quelques valeurs d'incertitudes sont présentées dans le tableau 2.5 issues de calibrations effectuées à diverses périodes de l'année, en utilisant les incertitudes propres aux capteurs données dans le tableau 2.4 (NB : l'incertitude du baromètre n'étant pas connue, elle a été sur-évaluée à 100 Pa). Dans chaque cas, le $(\Delta U)_{max}$, c'est-à-dire la valeur maximale obtenue pour le (ΔU) lors de la calibration est donné. La variation d'un cas à l'autre peut-être relativement importante, avec notamment un pic à 2.75 % pour le cas numéro 5. C'est cette valeur plafond qui sera retenue dans le cas général pour les calculs d'incertitude. Ceci confirme que l'erreur due à l'orientation du fil chaud, estimée largement inférieure à 0.5% peut être négligée.

Grandeur	Capteur	Incrtitude
Pression dynamique (P_{dyn})	MKS (100 mbar)	15 Pa (+/- 0.15% de la mesure max)
Pression atmosphérique (P_{atm})	Baromètre	100 Pa ?
Pression différentielle (P_{dif})	SVMtec	+/- 50 Pa (+/- 0.1% de la mesure max)
Température (T)	Thermocouple type T	+/- 2.5 K

TABLE 2.4. – Incertitudes des capteurs de la soufflerie TRIN 1

N°	Date	$(\Delta U)_{max}$
1	2021-04-06	1.62 %
2	2021-04-23	1.47 %
3	2021-04-29	0.86 %
4	2021-07-26	0.58 %
5	2021-07-26	2.75 %
6	2022-01-05	0.78 %
7	2022-01-10	0.63 %
8	2022-02-03	1.29 %
9	2022-02-04	1.87 %
10	2022-02-07	0.81 %

TABLE 2.5. – Incertitudes lors de calibrations - méthode de Yavuzkurt (1984)

2.3.2. Incertitude sur les coefficients de pression

En un point donné de l'écoulement, les coefficients de pression peuvent se calculer ainsi :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2} = \frac{P_{dif}}{P_{dyn}} \quad (2.15)$$

Où P_{dyn} est la pression dynamique et P_{dif} , pour pression différentielle est le nom donnée à la différence entre la pression au point considéré et la pression P_0 , soit la pression mesurée par les capteurs SVMtec. L'incertitude sur les mesure des C_p peut alors être calculée ainsi :

$$\Delta C_p = \sqrt{\left(\frac{\partial C_p}{\partial P_{dif}} \Delta P_{dif}\right)^2 + \left(\frac{\partial C_p}{\partial P_{dyn}} \Delta P_{dyn}\right)^2} \quad (2.16)$$

Soit

$$\frac{\Delta C_p}{C_p} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{dyn}}{P_{dyn}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{dif}}{P_{dif}}\right)^2} \quad (2.17)$$

2.3.3. Incertitude sur la position de transition

Pour évaluer l'incertitude de la mesure de position de transition, une mesure a été répétée plusieurs fois et les positions de transition obtenues comparées dans des conditions similaires à un paramètre près : la hauteur du fil chaud par rapport à la paroi. Ce choix a été fait car les sondages longitudinaux sont effectués à hauteur constante par rapport à la paroi, et donc à une hauteur relative variable par rapport à l'épaisseur de couche limite qui varie avec le nombre de Reynolds et la distance au bord d'attaque. Il était donc nécessaire de s'assurer que ce paramètre ne joue pas sur la détermination de la position de transition. La figure 2.18a où sont tracés des sondages longitudinaux sur plaque lisse à $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ pour cinq hauteurs différentes ($y \in [400; 500; 600; 700; 800] \text{ }\mu\text{m}$) permet de voir que les mesures sont très proches les unes des autres. Les positions de transition respectives sont tracées sur la figure 2.18b et tiennent dans un intervalle d'un centimètre. Etant donnée la précision du maillage lors des sondages longitudinaux (pas de 1 cm autour de la transition), et l'incertitude liée à la manière de déterminer la position de transition, l'erreur sur la valeur obtenue est estimée à $\pm 1 \text{ cm}$.

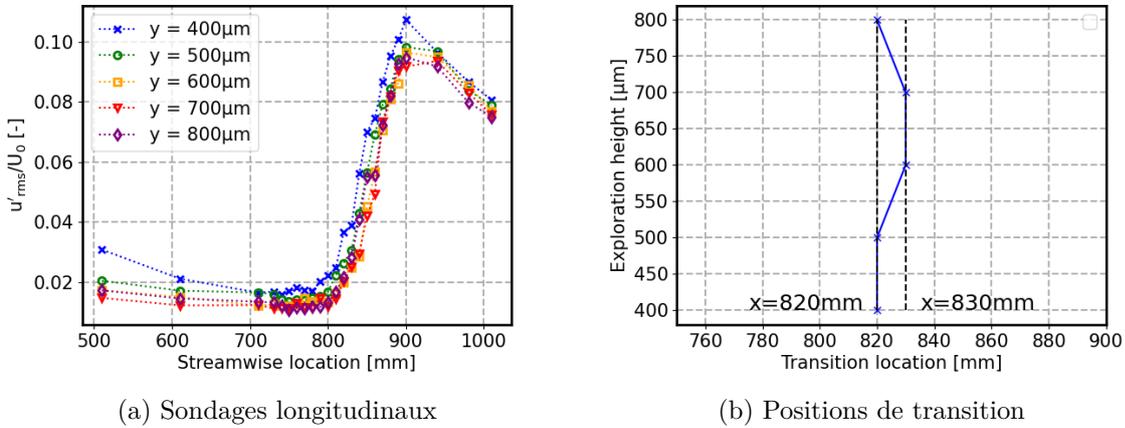


FIGURE 2.18. – Mesures de la position de transition sur plaque lisse à différentes hauteurs pour $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Une particularité des mesures effectuées dans ce manuscrit de thèse est que les sondages longitudinaux sont faits à altitude fixe, environ 600 μm pour tous les nombres de Reynolds unitaires considérés, et pas à une hauteur relative y/δ_1 constante. Si l'étude de ce paragraphe n'a été effectuée que pour un seul nombre de Reynolds, les variations de hauteurs considérées sont *a priori* suffisamment importantes pour valider le fait que ce paramètre n'influe pas sur les résultats.

En effet, pour les mesures effectuées dans ce paragraphe, la position verticale du fil chaud relativement à celle la couche limite y/δ_1 varie d'un facteur 2. Or, en considérant l'expression de l'épaisseur de déplacement dans une couche limite de Blasius $\delta_1 = 1.72 * x/\sqrt{Re x}$ et les nombres de Reynolds extrêmes utilisées, à savoir 1.9 et 4.3 $\times 10^6 \text{ m}^{-1}$, la variation de hauteur relative d'un fil chaud en position fixe avec le nombre de Reynolds est :

$$\Delta_{max}(y/\delta_1)(x) = \frac{y/\delta_1(Re = 4.3)(x)}{y/\delta_1(Re = 1.9)(x)} = \frac{\delta_1(Re = 1.9)(x)}{\delta_1(Re = 4.3)(x)} = \sqrt{\frac{4.3}{1.9}} \approx 1.47 < 2 \quad (2.18)$$

Ce résultat étant indépendant de la position longitudinale, il est donc possible de dire que les variations de hauteur relative induites par les changements de nombre de Reynolds n'influent pas sur la mesure de position de transition.

2.3.4. Incertitude sur la mesure de rugosité

L'incertitude liée à la mesure de rugosité de surface n'est pas évidente à évaluer car celle-ci évolue fortement avec la qualité de la mesure. Un des gros apports du rugosimètre Infinite Focus SL par rapport au profilomètre Gocator 2320 est une certaine capacité à évaluer la qualité de la mesure, et donc l'incertitude qui en découle. Le rugosimètre fournit notamment une répétabilité moyenne et une condition *sine qua none* pour évaluer la qualité de la mesure : cette répétabilité moyenne doit être inférieure ou égale au tiers de la résolution verticale lors de la mesure, soit un tiers de 1 μm pour les mesures effectuées sur les inserts rugueux. Deux autres critères fournis par le fabricant basé sur la rugosité quadratique moyenne ($> 5 * \text{Résolution Verticale}$) et la longueur de structure moyenne ($> 5 * \text{Résolution Latérale}$), calculés lors de la mesure, permettent également d'assurer la qualité de la mesure.

Il est cependant compliqué d'utiliser cette valeur directement pour effectuer un calcul d'incertitude. Une possibilité est alors de déterminer l'incertitude en répétant les mesures puis en utilisant la loi de Student.

La loi de Student permet de définir une incertitude de mesure aléatoire élargie :

$$U_A = k \frac{\sigma_{n-1}}{\sqrt{n}} \quad (2.19)$$

où $\sigma_{n-1} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (m_i - \bar{m})^2}$ et k le facteur d'élargissement, qui vaut 1.812 pour un intervalle de confiance de 95 % avec dix échantillons.

Ceci a été tenté sur un insert rugueux en effectuant deux séries d'essais : cinq mesures au même endroit et dans des conditions identiques pour évaluer l'erreur due à l'appareil (tableau 2.6), et dix mesures en déplaçant l'insert et en changeant la zone de mesure pour évaluer l'incertitude liée aux défauts d'impression (tableau 2.7). Dans les deux cas, la loi de Student ne semble pas s'appliquer car plusieurs lignes sortent de l'intervalle de confiance de 95%, pour tous les paramètres de rugosité. Il est probable que la mesure ne suive pas une distribution normale. On peut cependant constater dans le tableau 2.6 que la mesure dans des conditions fixes est extrêmement répétable, contrairement aux mesures à diverses positions sur l'insert où des écarts apparaissent. Il semble donc que les erreurs de mesure puissent être négligées et que la majeure partie de l'incertitude soit liée à des défauts d'impression.

Ces mesures ont été effectuées sur un des inserts avec les plus petites rugosités, donc *a priori* le plus sensible aux défauts d'impression en terme de proportion. Le plus gros écart constaté ici dans le tableau 2.7 est pour la ligne n°1, avec un rugosité moyenne de 24.07 μm contre une moyenne de 22.89 μm , soit un écart de 5.15 %. Cette valeur plafond sera retenue comme étant la marge d'erreur due à l'impression et la mesure de la rugosité moyenne.

Les coefficients d'aplatissement et de symétrie ne varient pas entre les inserts dans les mêmes proportions que la rugosité moyenne. Les données présentées ici peuvent alors être utilisées pour évaluer les incertitudes de manière absolue, en les considérant égales aux plus grands écarts constatés ici, à savoir 0.055 pour l'asymétrie et 0.355 pour l'aplatissement.

N°	R_a [μm]	R_q [μm]	R_{sk} [-]	R_{ku} [-]
1	22,285	24,516	-0,105	1,503
2	22,271	24,504	-0,105	1,504
3	22,286	24,518	-0,105	1,503
4	22,286	24,517	-0,105	1,503
5	22,282	24,514	-0,105	1,503
Moyenne	22,282	24,514	-0,105	1,503
U_A	0,0041	0,0036	9,9E-18	0,00028

TABLE 2.6. – Répétition de la même mesure de rugosité sur un insert et moyennes associées

N°	R_a [μm]	R_q [μm]	R_{sk} [-]	R_{ku} [-]
1	24,07	25,975	-0,072	1,396
2	23,031	25,322	-0,055	1,499
3	23,215	25,3	-0,055	1,471
4	22,219	24,488	-0,105	1,505
5	22,032	24,448	-0,063	1,882
6	22,893	25,073	-0,072	1,456
7	23,155	25,39	-0,005	1,588
8	22,237	24,458	-0,081	1,488
9	22,988	24,983	-0,053	1,436
10	23,021	25,46	-0,04	1,554
Moyenne	22,886	25,090	-0,060	1,527
U_A	0,34	0,29	0,015	0,078

TABLE 2.7. – Multiples mesures de rugosité sur un insert, moyennes et incertitudes associées

Bilan

Ce chapitre présente la conception d'une expérience dont la rugosité de surface peut être partiellement changée et dont l'instrumentation a été pensée pour l'étude des ondes de Tollmien-Schlichting et de la position de transition. La maquette est une plaque plane métallique dans laquelle a été creusée une cavité afin que trois inserts amovibles, soit lisses (en métal), soit rugueux puissent y être posés. Le choix d'une technologie pour la conception des inserts rugueux s'est porté sur l'impression 3D pour la grande liberté qu'elle offre sur la forme et la taille des rugosités.

Une instrumentation et des protocoles expérimentaux, principalement basés sur l'anémométrie à fil chaud pour sa simplicité d'usage mais surtout sa capacité à effectuer des mesures en tout point de la couche limite et à hautes fréquences, ont été mis en place afin de pouvoir étudier la couche limite et les ondes de Tollmien-Schlichting s'y développant.

Avant d'étudier le comportement des ondes T-S en présence de rugosité, il est néanmoins nécessaire de travailler avec trois inserts lisses afin de vérifier que le comportement d'une plaque plane lisse est bien retrouvé et de pouvoir établir une configuration de référence à laquelle se comparer par la suite.

Validation de l'expérience et établissement d'une configuration de référence sur plaque lisse

Afin de confirmer la validité de l'expérience présentée dans le chapitre précédent, et d'obtenir une configuration de référence à laquelle se comparer par la suite en présence de rugosité, celle-ci a dans un premier temps été testée dans sa configuration dite "lisse", c'est-à-dire avec trois inserts en métal, donc considérés comme étant lisses. La mesure des coefficients de pression le long de la plaque plane permet d'utiliser des codes de calculs de couche limite et de stabilité, dont les résultats sont confrontés à ceux obtenus au fil chaud pour contrôler l'évolution de la partie laminaire de la plaque plane (cohérence sur les grandeurs intégrales, les profils de couche limite et la bidimensionnalité). Les positions de transition pour plusieurs nombres de Reynolds unitaires sont ensuite mesurées et traduites en terme de facteur N critique N_T avec pour objectif d'en faire des références auxquelles se comparer dans les chapitres suivants.

Sommaire

3.1. Etude de la transition et validation de la configuration de référence	69
3.1.1. Taux de turbulence en présence de la plaque plane	70
3.1.2. Mesure des coefficients de pression	70
3.1.3. Validation de la configuration de référence lisse	72
3.1.4. Validation de la méthode de mesure d'amplifications locales d'ondes de Tollmien-Schlichting	78
3.1.5. Visualisations infrarouge de la transition	80

3.1. Etude de la transition et validation de la configuration de référence

Les essais effectués au cours de cette thèse pour étudier l'évolution de la couche limite et des instabilités s'y développant l'ont été pour différents nombres de Reynolds. L'objectif étant de caractériser au mieux la couche limite, mais aussi par la suite de multiplier les points de mesures pour une configuration donnée, faire varier le nombre de Reynolds est bien plus simple et rapide que changer l'insert rugueux. Les nombres de Reynolds unitaires étudiés dans cette thèse couvrent une large gamme allant de 1.9 à $4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Ce chapitre se limite cependant aux valeurs supérieures ou égales à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ étant donné que la couche limite se développant sur la plaque plane reste laminaire jusqu'au bord de fuite pour les valeurs inférieures. Les essais pouvant être très chronophages, une partie des mesures n'est effectuée que pour quelques nombres de Reynolds unitaires, en l'occurrence 2.8 , 3.5 et $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, ce qui, pour rappel, correspond à des vitesses de l'ordre de 41 , 51 et 59 m/s respectivement.

3.1.1. Taux de turbulence en présence de la plaque plane

Le taux de turbulence (T_u) en veine peut évoluer en présence d'une maquette. Ceci est d'autant plus vrai lorsque, comme dans la soufflerie TRIN 1, les parois latérales bordant la veine d'essais changent en fonction de la maquette. Il est donc nécessaire de le mesurer après installation de la plaque plane. Il est fondamental de rappeler qu'un taux de turbulence donné n'a de sens que s'il est associé à une bande de fréquences définissant les bornes d'intégration du spectre de fluctuations de vitesse utilisées lors du calcul de ce taux. Pour illustrer ceci, trois évolutions du taux de turbulence en fonction du nombre de Reynolds, issus d'une seule et même mesure au cours de laquelle le fil chaud était plongé dans l'écoulement d'Euler 55 mm au-dessus de la plaque plane en $x = 600$ mm, ont été calculées en intégrant le signal dans différentes bandes de fréquences (voire figure 3.1a). La sous figure pour laquelle l'échelle est linéaire et non logarithmique permet de mieux observer les variations pour les bandes [5;7000] et [15;7000] Hz. Afin d'aider à l'interprétation, des spectres issus de cette mesure ont été tracés sur la figure 3.2.

Les courbes de la figure 3.1a permettent de voir l'influence de certaines parties du spectre sur le taux de turbulence : non seulement ce taux peut évoluer de plus d'un ordre de grandeur, mais la dynamique en fonction du nombre de Reynolds est également modifiée. Alors que le taux de turbulence semble ne pas dépendre du nombre de Reynolds dans la bande [0,11300] Hz, une forte corrélation est au contraire observable pour la bande [5,7000] Hz. En coupant légèrement plus les basses fréquences avec une bande [15,7000] Hz, une dynamique différente est obtenue, avec une stagnation pour un nombre de Reynolds inférieur à environ $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ puis une augmentation pour les valeurs supérieures.

La forte variation entre les courbes correspondant aux bandes de fréquences [5;7000] et [15;7000] Hz, ainsi que les spectres présentés sur la figure 3.2, permettent de voir que la majorité de l'énergie des fluctuations de vitesse est située dans les basses fréquences, de 0 à quelques centaines de Hertz (pour rappel, le pic aux alentours de 11 kHz est dû aux vibrations du fil chaud et ne représente pas une énergie présente au sein de l'écoulement). Or, l'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting dépend principalement de l'énergie située dans la bande de fréquences correspondant aux fréquences des ondes de Tollmien-Schlichting critiques, soit de 100 Hz à quelques kiloHertz selon la configuration. Une forte variation de la turbulence extérieure dans cette bande de fréquences pourrait donc influencer grandement sur les ondes de Tollmien-Schlichting en ne modifiant que très peu la valeur du taux de turbulence.

Il est donc important de comprendre que le taux de turbulence d'une soufflerie, et le N_T calculé par la loi de Mack associé, défini dans la section 1.2.5, sont des paramètres souffrant d'une certaine imprécision et doivent être interprétés avec précaution. Ceci est illustré par la figure 3.1b où ont été tracés les N_T associés aux T_u de la figure 3.1a et dont les valeurs obtenues varient de manière non négligeable avec la bande d'intégration. Les valeurs obtenues pour la bande [15;7000] Hz donnent des valeurs de N_T relativement proches de celles obtenues lors de cette expérience, comme montré à la fin de ce chapitre, mais 15 Hz est une valeur élevée pour une borne inférieure. La bande d'intégration retenue pour le calcul de valeurs quadratiques moyenne sur le "spectre complet" (par exemple u'_{rms}) sera finalement [5;7000] Hz.

Lors de certaines études utilisant des outils numériques, le taux de turbulence est une donnée d'entrée, et la valeur du facteur N de transition N_T est calculée via la loi de Mack en utilisant ce taux. Compte-tenu des explications fournies ci-dessus, pour une éventuelle reproduction numérique des expériences réalisées au cours de cette thèse, la manière la plus fiable de déterminer un taux de turbulence est donc probablement d'utiliser les facteurs N_T fournis dans la suite de ce chapitre et d'en déduire les T_u associés par inversion de la loi de Mack, comme effectué dans le tableau 3.2 présenté plus loin dans ce chapitre. Les taux de turbulence ainsi obtenus varient entre 4.6 et 5.9×10^{-4} pour un nombre de Reynolds unitaire compris entre 2.8 et $4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

3.1.2. Mesure des coefficients de pression

Les coefficients de pression ont été mesurés selon la procédure décrite dans la section 2.2.1. Les résultats sur une large gamme de nombres de Reynolds unitaires sont présentés sur la figure 3.3.

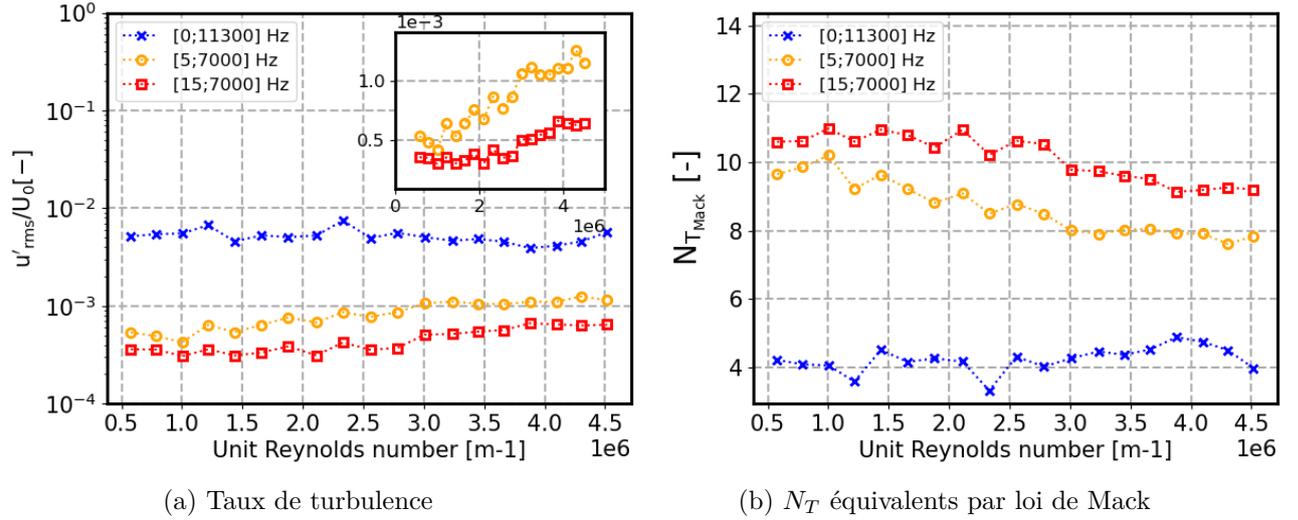


FIGURE 3.1. – Taux de turbulence en fonction du nombre de Reynolds pour différentes bornes d'intégration du spectre de u' et détermination du facteur N de transition N_T correspondant par la loi de Mack. Mesures à $x = 600$ mm, $z = 0$ et $y = 66$ mm (au-dessus de la plaque plane)

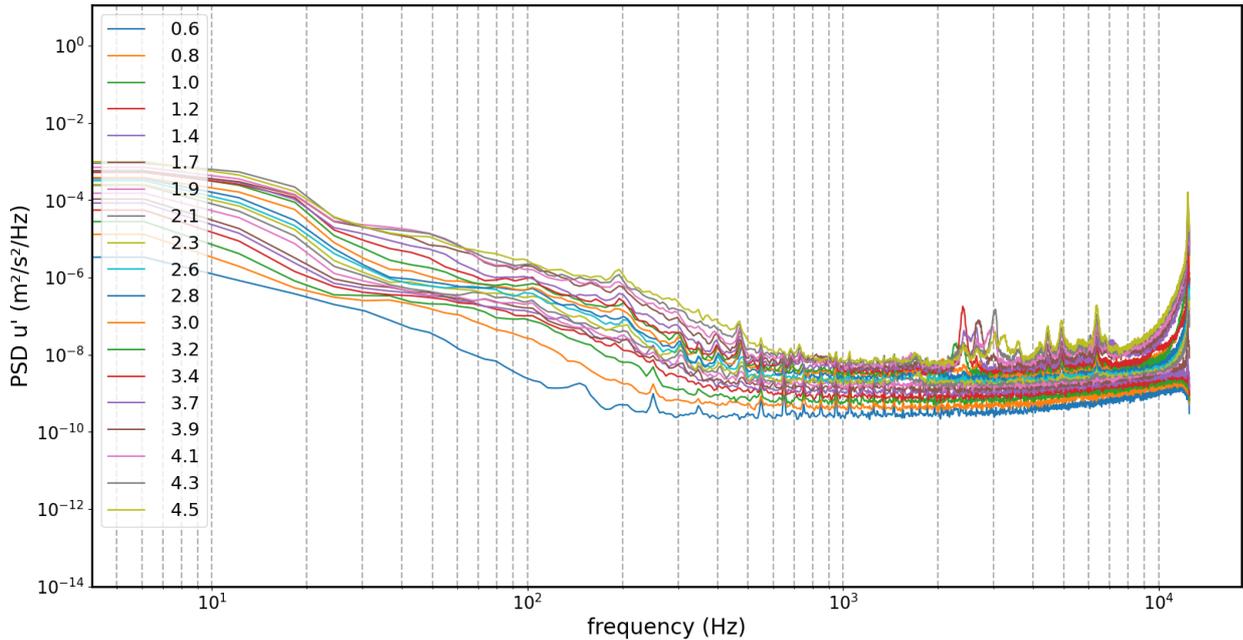


FIGURE 3.2. – Spectres de fluctuations de vitesse issus des mesures de taux de turbulence. En légende : le nombre de Reynolds unitaire correspondant à une mesure est divisé par un million

Comme attendu, toutes les vitesses étudiées étant dans le domaine incompressible, les coefficients de pression diffèrent très peu entre deux nombres de Reynolds différents, notamment dans la zone du pic de survitesse, zone critique pour l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, où les courbes sont presque superposées comme ceci peut être vu sur la partie zoomée du graphique. La partie dézoomée permet de constater que le pic de survitesse est très peu marqué grâce au design spécifique du bord d'attaque de la plaque plane et l'inclinaison du volet arrière à 0° , permettant

d'avoir un écoulement très proche d'une couche limite de Blasius, sans gradient de pression. Les valeurs de ces coefficients de pression sont données dans l'annexe C

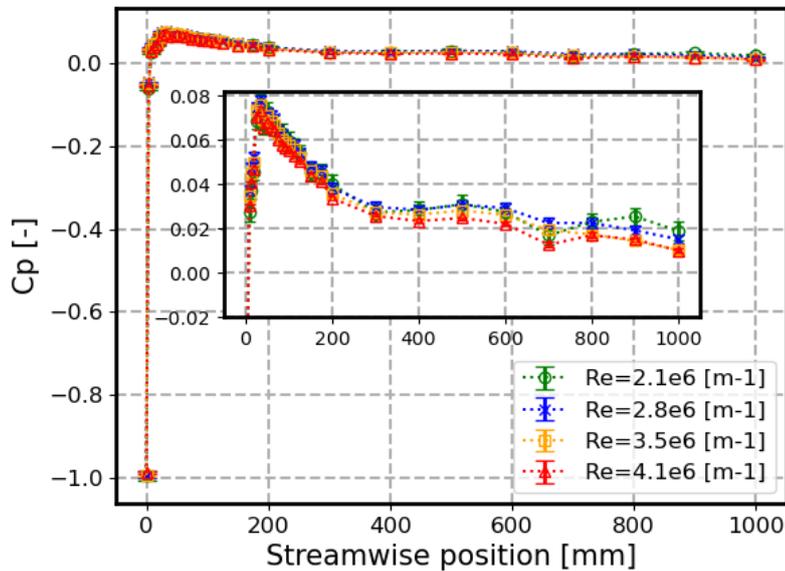


FIGURE 3.3. – Distribution des coefficients de pression le long de la plaque plane pour quatre nombres de Reynolds unitaires

3.1.3. Validation de la configuration de référence lisse

L'étude numérique détaillée dans le paragraphe 2.2.2 a été menée pour tous les nombres de Reynolds unitaires étudiés lors de ce manuscrit et des essais ont été effectués pour plusieurs d'entre eux afin de pouvoir valider que la couche limite évolue comme prévu par la théorie, puis les positions de transition ont été mesurées pour tous les nombres de Reynolds étudiés. La cohérence entre les fréquences des ondes de Tollmien-Schlichting les plus amplifiées juste en aval de la transition prévues par la LST et celles mesurées expérimentalement a aussi été étudiée.

Couche limite

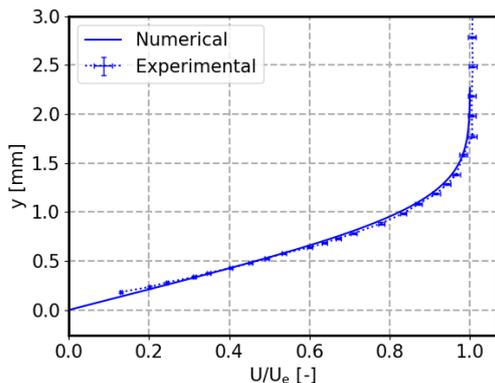
Pour vérifier la bonne adéquation entre les études numérique et expérimentale pour la partie laminaire de la couche limite, trois types de comparaisons ont été effectués :

- Comparaison des profils de vitesse moyenne dans la couche limite
- Contrôle de la bidimensionnalité
- Comparaison de l'évolution longitudinale des grandeurs intégrales de couche limite

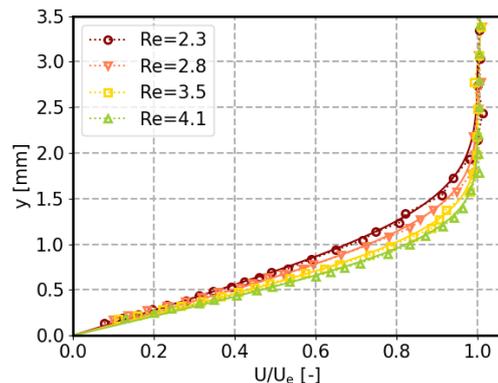
Comparaison des profils de couches limites et de la bidimensionnalité Une modification du profil de vitesse moyenne de couche limite peut avoir des répercussions cruciales sur le développement des instabilités au sein de celle-ci. En effet, un profil "aplati", correspondant à un facteur de forme faible, aura tendance à stabiliser les ondes de Tollmien-Schlichting, au contraire d'un profil plus épais, donc avec un facteur de forme plus élevé, qui aura tendance à les déstabiliser et donc décaler la transition vers l'amont. Pour vérifier le bon développement de la couche limite le long de la plaque plane des profils de couche limite ont été mesurés à diverses stations longitudinales et transversales, pour différents nombres de Reynolds unitaires, et systématiquement comparées aux résultats issus du code de calcul de couche limite 3C3D.

La figure 3.4a montre un premier exemple d'une comparaison de couche limite expérimentale avec les résultats de 3C3D. Un très bon accord numérique/expérimental est obtenu, ce que l'on

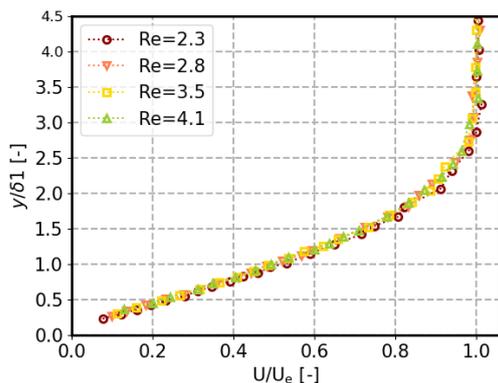
retrouve aussi sur une large gamme de nombres de Reynolds (figure 3.4b). Si les premières figures ont été tracées avec des valeurs de position verticale y dimensionnées pour faire ressortir l'évolution avec le nombre de Reynolds, les résultats de la littérature sont généralement exprimés de manière adimensionnée afin de pouvoir comparer différentes expériences entre elles. Dans la suite de cette étude, toutes les valeurs de y seront adimensionnées par l'épaisseur de déplacement de la couche limite δ_1 comme ceci est illustré sur la figure 3.4c, avec pour effet de faire se superposer les profils autosimilaires correspondant aux différents nombres de Reynolds. Enfin, la figure 3.4d permet de constater que les couches limites sont identiques en se déplaçant transversalement sur la plaque, confirmant ainsi la bidimensionnalité de la couche limite.



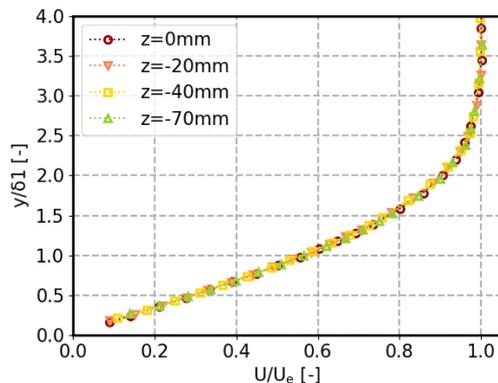
(a) $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 505 \text{ mm}$



(b) $Re = 2.3, 2.8, 3.5 \text{ et } 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 560 \text{ mm}$



(c) $Re = 2.3, 2.8, 3.5 \text{ et } 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 560 \text{ mm}$,
 y adimensionné



(d) $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 360 \text{ mm}$, $z = 0, -20, -40$
et -70 mm

FIGURE 3.4. – Profils de vitesse moyenne de couches limites sur la plaque plane en configuration lisse, comparaisons des mesures avec les résultats numériques issus de 3C3D

Comparaison des grandeurs intégrales Outre la comparaison des profils de couche limite, les sondages effectués permettent également de calculer les grandeurs intégrales. Ainsi les mesures ont-elles été utilisées pour déterminer les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement de la couche limite expérimentale, afin de pouvoir comparer les évolutions de ces grandeurs avec celles prévues par les calculs réalisés avec 3C3D. Ces grandeurs sont calculées par la méthode des trapèzes. Les résultats présentés sur les figures 3.5a et 3.5b montrent un bon accord sur ces deux grandeurs entre l'expérience et le numérique.

Etude de la stabilité et mesures des positions de transition

Des sondages longitudinaux ont été effectués dans la couche limite (à $y = 600 \mu\text{m}$) à différents nombres de Reynolds afin de déterminer pour chaque cas l'abscisse de transition, ainsi qu'à

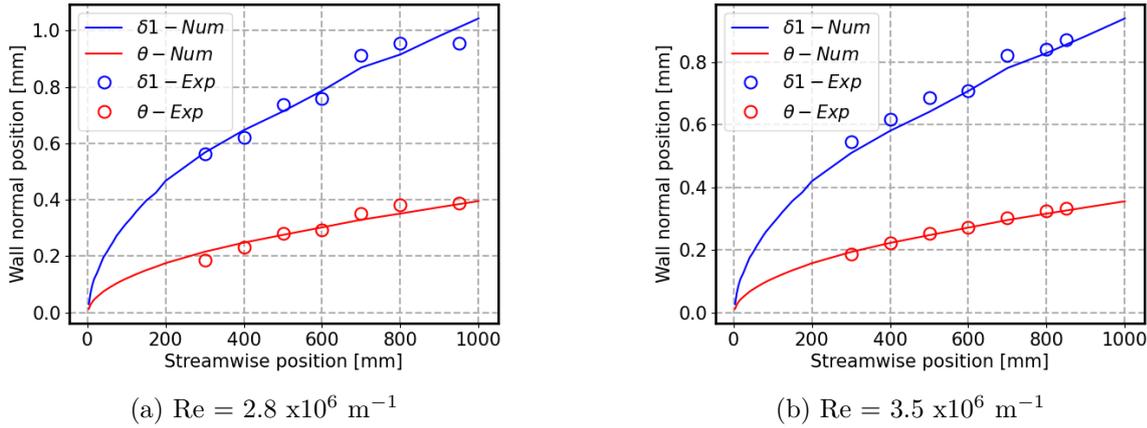


FIGURE 3.5. – Comparaisons numériques/expérimentales des grandeurs intégrales de couche limite sur plaque lisse

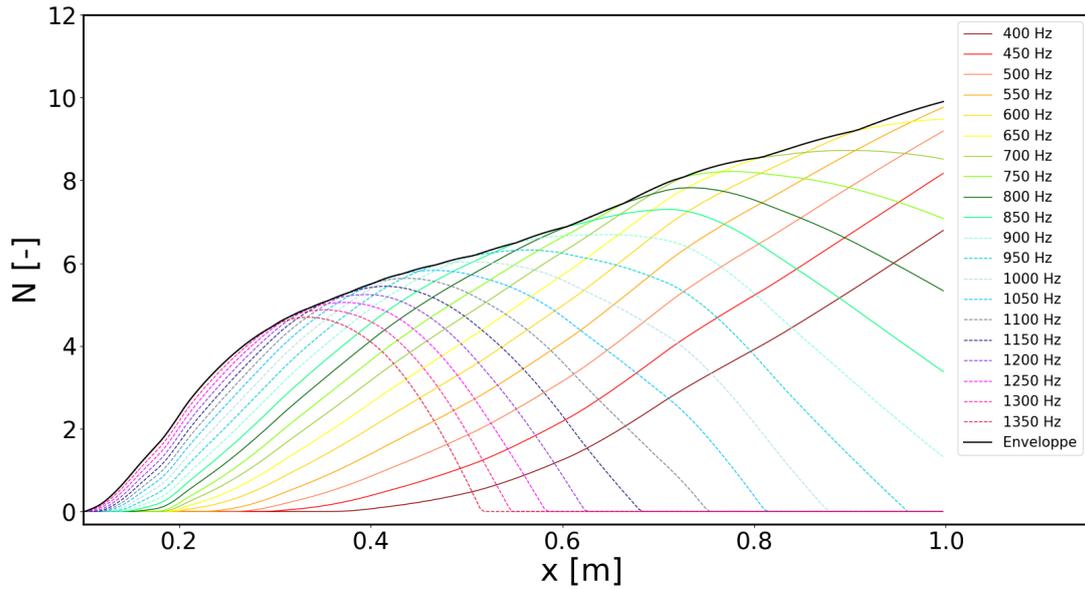
différentes positions transversales pour valider la bidimensionnalité de chaque configuration.

La position de transition x_T mesurée expérimentalement est à chaque fois traduite en terme de facteur N critique N_T en utilisant l'évolution de la courbe enveloppe du facteur N obtenue par les calculs de stabilité. Les figures 3.6a et 3.6b représentent l'évolution du facteur N pour chaque instabilité physique caractérisée par sa fréquence, pour deux nombres de Reynolds unitaires, "moyen" ($2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) et "haut" ($4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) respectivement. Les adjectifs "faible", "moyen" et "haut" sont relatifs à cette expérience, un nombre de Reynolds unitaire de $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ n'étant pas particulièrement élevé dans l'absolu. Pour rappel, le facteur N_f associé à une fréquence donnée représente l'évolution longitudinale de son amplification par rapport à son amplitude initiale. En connaissant la position de transition expérimentale, un facteur N critique ainsi qu'une fréquence d'onde T-S critique peuvent être déterminés. Les courbes de facteurs N correspondant aux différents nombres de Reynolds étudiés lors de cette thèse sont fournies dans l'annexe E.

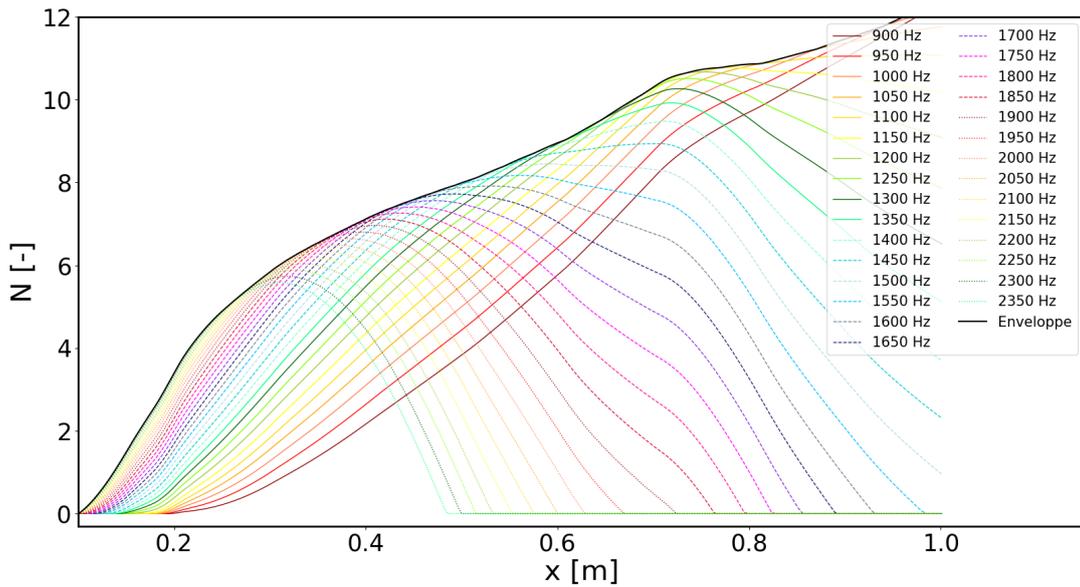
La fréquence de l'instabilité la plus amplifiée au point de transition peut être obtenue grâce à la LST peut ensuite être comparée à celle de l'onde T-S la plus amplifiée légèrement en amont de la transition, déterminée expérimentalement en effectuant une PSD des fluctuations de vitesse. Un exemple de PSD est observable sur la figure 3.7 où sont tracés les spectres à chaque point de mesure lors d'un sondage longitudinal à $Re = 4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ commençant en amont et terminant en aval de la position de transition ($x_T \approx 610 \text{ mm}$). Si la signature des ondes de Tollmien-Schlichting est très reconnaissable entre 1 000 et 2 000 Hz pour les points les plus en amont, il est cependant délicat de déterminer une fréquence critique précise et ce pour plusieurs raisons : la bande observable est généralement relativement large, et pas forcément symétrique, il ne se dégage donc pas toujours une fréquence aussi évidente que sur les spectres montrés ici ; en s'approchant de la transition, cette bande devient de moins en moins marquée, or, c'est précisément au niveau de la transition que la fréquence critique doit être relevée. Expérimentalement, ce n'est donc pas une unique fréquence qui sera mesurée, mais une bande de fréquences.

Les mesures sur la configuration lisse utilisée comme référence ont été effectuées plusieurs fois, à différentes périodes de l'année pour observer la stabilité de cette configuration, et donc la fiabilité d'une comparaison avec celle-ci. Les grandeurs relevées au point de transition (position, fréquence des instabilités numériques et expérimentales) sont résumées dans le tableau 3.1. Comme expliqué précédemment, les valeurs de N_T obtenues sont assez largement supérieures à celles prévues par la loi de Mack avec les taux de turbulence calculés sur une bande de fréquence de $[5 ; 7000] \text{ Hz}$.

Des résultats de positions de transition et facteur N critiques avec des mesures pour tous les nombres de Reynolds unitaires étudiés et sur une bande transversale de 10 cm (pour la plupart des cas) peuvent être observés sur les figures 3.8a et 3.8b. Il apparaît nettement qu'en terme de position de transition, cette configuration n'est pas bidimensionnelle sur toute l'étendue de la zone de mesure. Il semble en effet exister des deux côtés de la plaque plane des phénomènes



(a) $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$



(b) $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

FIGURE 3.6. – Exemples d'évolutions longitudinales de facteurs N sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST

déstabilisant la couche limite, et ce d'autant plus que le nombre de Reynolds est faible (ou que la transition a lieu loin du bord d'attaque). Il existe cependant une zone bidimensionnelle de plusieurs centimètres pour chaque nombre de Reynolds au centre de la plaque. Si cette zone est relativement large pour les plus hauts nombres de Reynolds, elle est relativement réduite pour les plus faibles, et les résultats obtenus pour ces valeurs devront être analysés avec précaution en vérifiant que les transitions relevées sont bien dans une zone bidimensionnelle. Tous les sondages longitudinaux seront par la suite effectués à $z = -10 \text{ mm}$ (droite sens pilote) pour s'éloigner le plus possible des phénomènes non bidimensionnels.

Des mesures à $z = -10 \text{ mm}$ ont été faites dans un deuxième temps (figure 3.8c) pour tous les

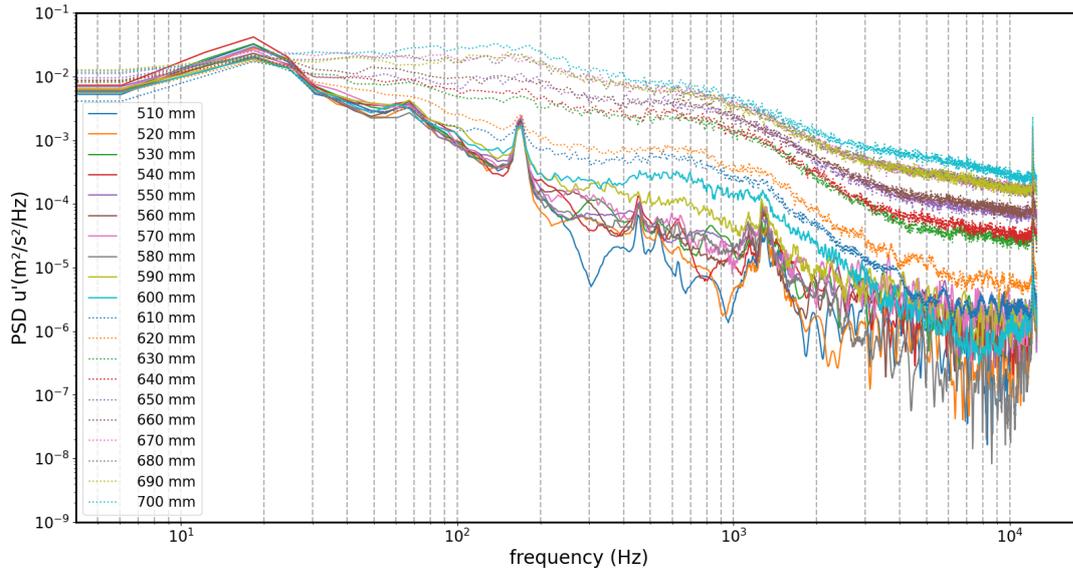
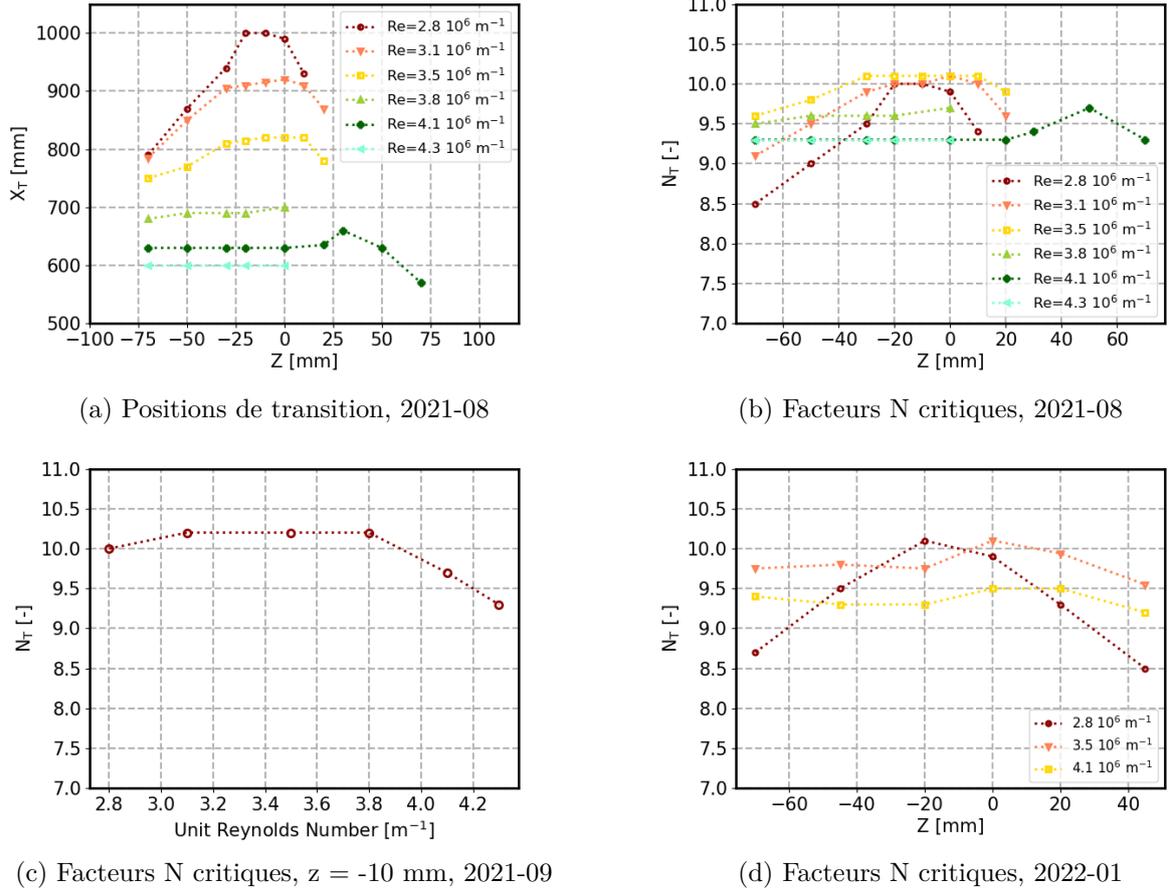


FIGURE 3.7. – Spectres de fluctuations de vitesse pour différentes positions longitudinales en amont et aval de la transition sur plaque lisse pour $Re = 4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x_T \approx 610 \text{ mm}$

nombres de Reynolds unitaires, l'objectif étant d'étudier la variabilité des N_T pour $z = -10 \text{ mm}$ de la figure 3.8b. Les N_T pour les nombres de Reynolds unitaires 2.8 , 3.1 et $3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ sont relativement stables par rapport aux mesures précédentes avec des valeurs entre 10 et 10.2 . Pour les hautes vitesses, une plus grande variabilité est observée, notamment pour $3.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ qui passe de 9.6 à 10.2 entre les deux essais. Les variations pour 4.1 (de 9.3 à 9.7) et 4.3 (de 9.3 à 9.6) $\times 10^6 \text{ m}^{-1}$ sont moins marquées mais restent non négligeables. Enfin, des mesures pour des nombres de Reynolds unitaires de 2.8 , 3.5 et $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ont été effectuées sur une bande transversale de 12 cm quelques mois plus tard (figure 3.8d). Une amélioration de la bidimensionnalité peut être observée dans ce cas pour les deux plus hautes vitesses. Ce paragraphe permet d'illustrer la variabilité des valeurs de N_T obtenues avec la configuration lisse. De telles variations ne sont pas étonnantes compte-tenu de la sensibilité d'une telle expérience, et restent assez faibles pour que cette configuration lisse puisse servir de référence de manière fiable.

Dans tous les cas, sauf à $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ où un léger décalage est observé, un bon accord entre les fréquences prévues par la LST et celles relevées expérimentalement est obtenu. Concernant les valeurs de N_T déterminées, plusieurs choses notables sont à relever. Tout d'abord, les valeurs obtenues sont relativement élevées par rapport à ce qui existe dans la littérature, où les valeurs oscillent souvent entre 6 et 8 . Il est cependant largement possible de dépasser ces valeurs dans des souffleries conçues pour minimiser le taux de turbulence comme la soufflerie TRIN 1. Ensuite, ce facteur N critique est relativement stable entre $Re = 2.8$ et 3.5 (voire 3.8 selon les essais) $\times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et décroît au-delà. Il est plutôt logique que N_T décroisse lorsque la vitesse augmente, étant donné que le taux de turbulence a tendance à augmenter aussi. La constance pour les plus bas nombres de Reynolds n'est pas sans rappeler les résultats de Schubauer et Skramstad (1948), présentés sur la figure 3.9, issus de mesures de positions de transition sur plaque plane pour différents nombres de Reynolds, où le nombre de Reynolds de transition Re_{x_T} n'évolue plus en dessous d'un certain taux de turbulence. S'il est délicat de comparer directement les taux de turbulence comme expliqué au début de ce chapitre, il est intéressant de constater que le nombre de Reynolds de transition dans la partie plane de la courbe de Schubauer et celui obtenu lors des essais effectués ici sont très proches, aux alentours de 2.8×10^6 .

Aucune explication n'a été trouvée pour expliquer la non bidimensionnalité de la position de


 FIGURE 3.8. – Positions de transition et facteurs N critiques en configuration lisse pour différents essais

$Re \times 10^{-6}$ [m^{-1}]	X_T [mm]	$Re_{x_T} \times 10^{-6}$ [-]	N_T [-]	F_{LST} [Hz]	F_{EXP} [Hz]
2.8	1000-1020	2.8	10 - 10.1	600	350-560
3.1	920-940	2.9	10 - 10.2	700	550-800
3.5	780-830	2.7 - 2.9	9.8 - 10.2	900	750-1150
3.8	690-760	2.6 - 2.9	9.6 - 10.2	1050-1100	900-1350
4.1	630-660	2.6 - 2.7	9.3 - 9.7	1250-1300	1050-1500
4.3	600-630	2.6 - 2.7	9.3 - 9.6	1400-1450	1150-1450

TABLE 3.1. – Positions de transition et paramètres liés pour les différents nombres de Reynolds étudiés

transition pour les plus faibles nombres de Reynolds. Deux causes peuvent être envisagées : une variation dans l'espace du taux de turbulence, donc de l'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting ; ou un phénomène affectant l'écoulement et modifiant l'amplification des instabilités. Aucune variation du taux de turbulence n'a été observée en effectuant des mesures à divers endroits. De même, aucun changement du profil de couche limite n'a pu être trouvé en sondant à différentes stations de la plaque plane. Un indice fort allant dans le sens d'une modification de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting a été obtenu en traçant des spectres à différentes positions transversales : en observant l'évolution des spectres à $Re = 2.8 \times 10^6 m^{-1}$ à $y = -20$ mm (proche du centre) et $y = -70$ mm (à droite sens pilote), une quasi superposition est observée pour $x = 600$ mm (figure 3.10a). En avançant le long de la plaque plane, un écart se creuse petit à petit, en commençant par la zone des ondes de Tollmien-Schlichting vers 700 Hz à $x = 700$ mm (3.10b), puis sur une plus large bande pour $x = 800$ mm (3.10c) où la transition est très proche.

Ceci laisse penser que l'amplitude initiale des instabilités est la même pour toutes les positions transversales, mais qu'un phénomène non identifié, qui pourrait par exemple être un défaut de planéité de la plaque, affecte leur amplification à partir d'environ $x = 700$ mm, ce qui est cohérent avec le fait que les hauts nombres de Reynolds sont moins affectés, étant donné que la transition a lieu en amont de cette zone.

Ce phénomène doit être pris en compte lors des essais en présence de rugosité à bas nombre de Reynolds. En effet, des mesures de positions de transition sont effectuées à des valeurs inférieures à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ dans des configurations rugueuses. Il est alors nécessaire de vérifier l'existence d'une zone bidimensionnelle, même mince, autour de $z = -10$ mm afin de s'assurer que l'avancée de la position de transition par rapport à la configuration lisse est bien due à un effet de rugosité sur les ondes de Tollmien-Schlichting.

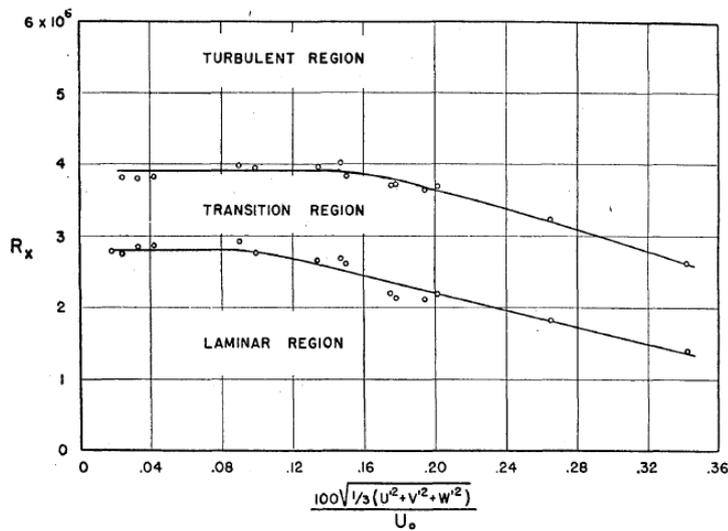


FIGURE 3.9. – Evolution de Re_{x_T} avec le taux de turbulence issue de Schubauer et Skramstad (1948)

Les valeurs de Re_{x_T} et N_T finalement retenues pour l'établissement d'une configuration de référence sont indiquées dans le tableau 3.2, ainsi que, comme expliqué précédemment, les taux de turbulence associés à ces valeurs de N_T par inversion de la loi de Mack. Ce sont ces valeurs qui seront systématiquement comparées aux résultats sur surface rugueuse.

Re $\times 10^{-6}$ [m^{-1}]	$Re_{x_T} \times 10^{-6}$ [-]	N_T [-]	$T_u \times 10^4$ [-]
2.8	2.8	10.1	4.6
3.1	2.9	10.1	4.6
3.5	2.8	10.1	4.6
3.8	2.8	9.9	4.8
4.1	2.6	9.5	5.7
4.3	2.6	9.4	5.9

TABLE 3.2. – Valeurs de plusieurs paramètres au point de transition qui serviront de référence pour la configuration lisse

3.1.4. Validation de la méthode de mesure d'amplifications locales d'ondes de Tollmien-Schlichting

La bonne cohérence entre les études numériques et expérimentales a dans un premier temps été utilisée pour valider la méthode de mesure de l'amplification locales des ondes de Tollmien-Schlichting présentée dans le paragraphe 2.2.1. Il est important de noter que contrairement aux

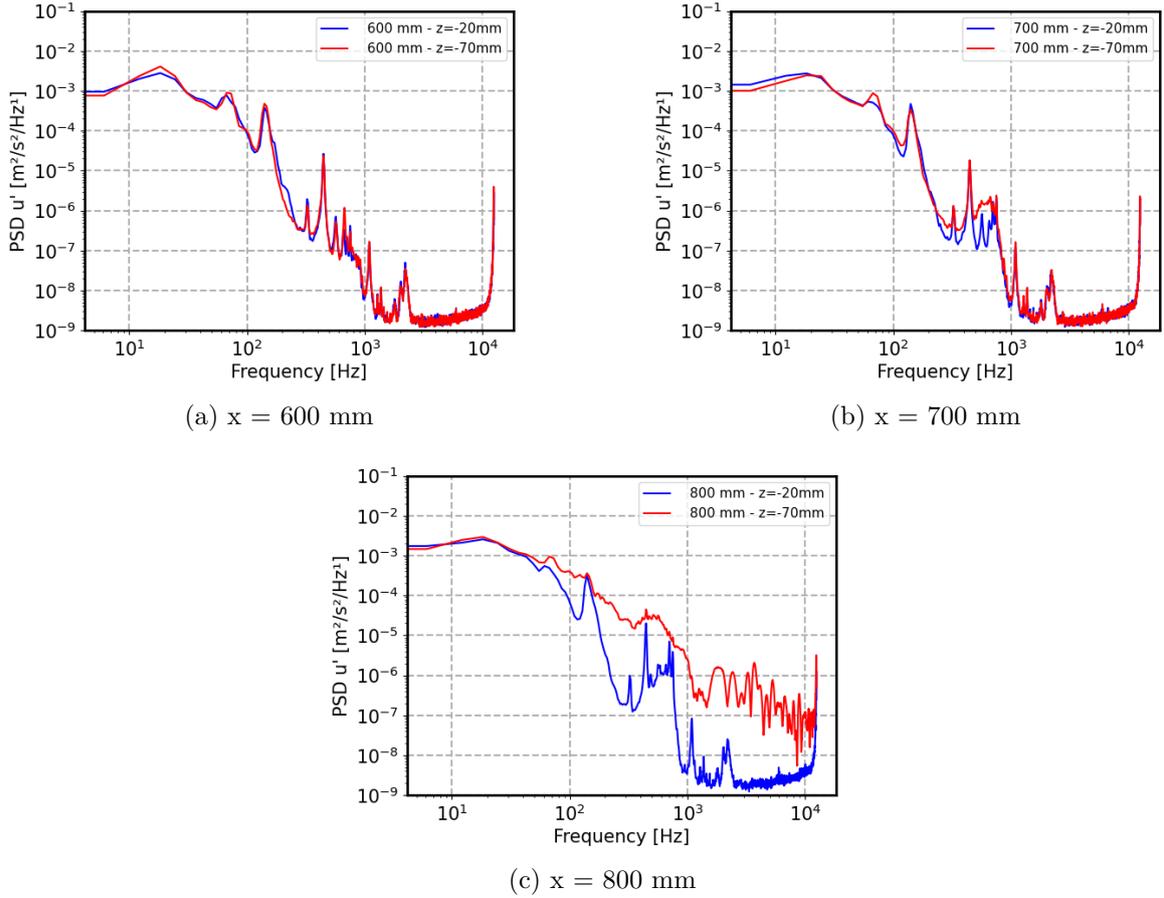


FIGURE 3.10. – Comparaisons de spectres de fluctuations de vitesse à $z = -20$ mm et $z = -70$ mm pour $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

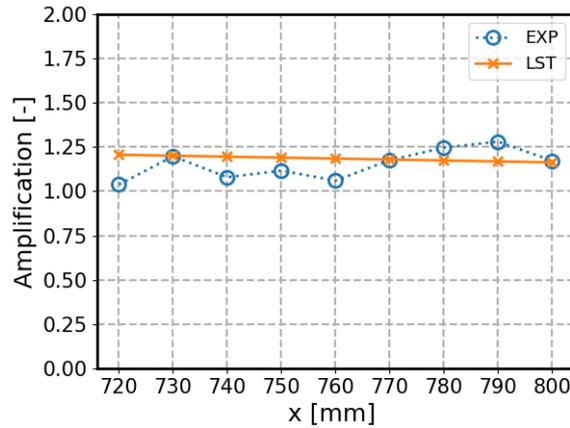
paragraphe ci-dessus, l'objectif n'est pas ici d'étudier la stabilité de la couche limite expérimentale, mais bien de l'utiliser comme référence afin de valider une méthode de mesure. Pour cela, des résultats d'amplifications locales sur plaque plane lisse sont comparés avec la LST à nombre de Reynolds, fréquences et positions égaux.

Un cas de validation est présenté sur la figure 3.11. La sous-figure 3.11a permet de comparer les amplifications locales mesurées et celles prévues par la LST. L'idéal pour une telle mesure est que les ondes T-S soient fortement amplifiées pour être facilement mesurables, tout en restant assez loin de la transition pour éviter les phénomènes non linéaires, il s'agit donc de trouver le bon compromis. Dans ce cas, les mesures ont dû être faites relativement proches de la transition ($x_T \approx 810 \text{ mm}$). Les premiers points de mesure au moins en restent assez éloignés pour être sûrs qu'aucun phénomène non linéaire n'entre en jeu.

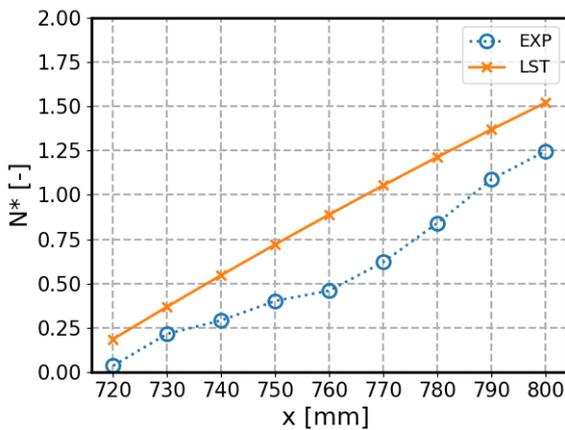
Les figures 3.11b et 3.11c présentent les mêmes résultats mais sous forme de N^* , qui représente le facteur N , donc l'amplification, mais par rapport au premier point de mesure (respectivement $x = 710 \text{ mm}$ et $x = 720 \text{ mm}$) et non par rapport au début de l'amplification de l'onde T-S comme le "vrai" facteur N . Par exemple, pour la figure 3.11b où les mesures démarrent à $x = 710 \text{ mm}$, l'amplification de l'onde T-S entre $x = 710 \text{ mm}$ et un x quelconque supérieur vaut $e^{N^*(x)}$.

Si un bon accord expérimental/numérique est observé sur la figure 3.11, validant ainsi la pertinence de cette méthode, l'incertitude résultante n'est pas négligeable, les résultats variant entre 1.00 et 1.25. Ceci rend compte de l'intérêt de calculer le résultat sous forme d'une amplification locale plutôt que globale. En effet, sur les figures 3.11b et 3.11c, où l'amplification est calculée par rapport au premier point de mesure, les erreurs se cumulent. En particulier, l'erreur des premiers points, qui sont ceux pour lesquels l'onde T-S mesurée est la moins amplifiée, donc la plus difficilement mesurable, est souvent supérieure à celles des suivants. Ainsi, un point de mesure

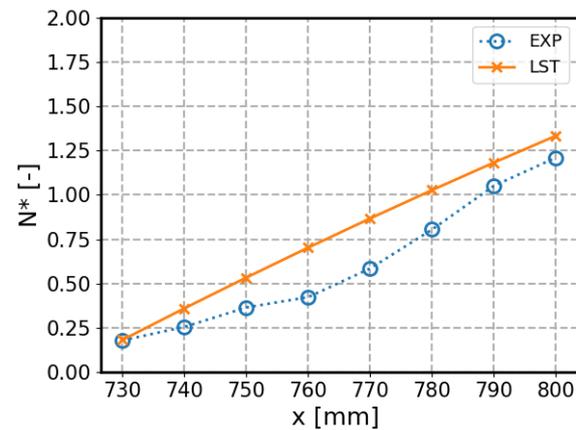
peut considérablement affecter l'ensemble des résultats comme le montre le passage de la figure 3.11b à la figure 3.11c. En outre, le fait d'afficher une amplification entre deux points successifs rend mieux compte de la dynamique locale qu'un N^* cumulatif. Pour cela, les résultats issus de telles mesures seront uniquement présentés sous forme d'amplification locale par la suite.



(a) Comparaison des amplifications locales



(b) Comparaison exp/LST de l'évolution du facteur N depuis un point de référence $x = 710$ mm



(c) Comparaison exp/LST de l'évolution du facteur N depuis un point de référence $x = 720$ mm

FIGURE 3.11. – Validation de la méthode d'estimation de l'amplification locale, sur plaque lisse à $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F_{exp} = [725, 775] \text{ Hz}$, $F_{LST} = 750 \text{ Hz}$

3.1.5. Visualisations infrarouge de la transition

Outre les mesures au fil chaud, des visualisations infrarouges de la transition ont été tentées sur cette configuration lisse, avec notamment pour objectif d'en étudier la bidimensionnalité. Comme expliqué dans la section 2.2.1, la transition engendre de très faibles gradients de température et il a été nécessaire d'appliquer une épaisse couche de peinture sur la plaque plane ainsi que de chauffer l'écoulement en amont afin de réussir à visualiser la transition. Si la transition a pu être effectivement observée comme ceci est montré sur la figure 3.12, elle n'était pas positionnée exactement au même endroit que ce qui fut observé au fil chaud, probablement à cause d'effets dus au chauffage ou à la modification de la surface avec la peinture.

Ainsi la visualisation infrarouge a-t-elle été considérée comme trop peu fiable pour cette expérience compte tenu des modifications à effectuer pour observer la transition sur cette plaque plane métallique. Dans la suite de cette thèse, l'intégralité des mesures de position de transition a été effectuée au fil chaud.

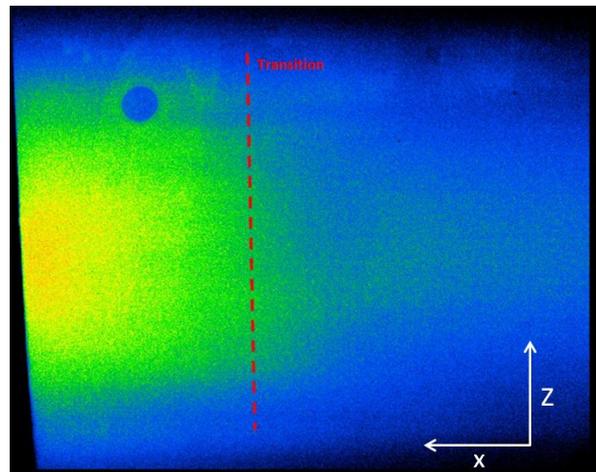


FIGURE 3.12. – Visualisation de la transition naturelle par infrarouge

Bilan

L'expérience présentée dans le chapitre précédent a été testée dans sa configuration "lisse", c'est-à-dire avec trois inserts lisses. Les grandeurs locales (profils de vitesse) et intégrales (épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement) de la couche limite laminaire ont été mesurées au fil chaud et comparées avec celles issues du codes de calcul 3C3D. Un très bon accord a été obtenu pour les différents nombres de Reynolds testés. Des mesures de profils de vitesse au sein de la couche limite à différentes positions transversales montrent la bidimensionnalité de la couche limite laminaire.

Les positions de transitions mesurées et les spectres de fluctuations de vitesse issus de ces mesures ont ensuite été confrontés aux calculs effectués avec le code de stabilité linéaire CAS-TET. La signature typique des ondes de Tollmien-Schlichting sur les spectres et la cohérence en terme de fréquences avec la LST confirment que ce sont bien ces ondes qui pilotent la transition. Une non bidimensionnalité de la distribution des positions de transition est observée, notamment à bas nombre de Reynolds. Des deux côtés de la plaque plane, des phénomènes non identifiés semblent d'autant plus déplacer la transition vers l'amont que l'on s'éloigne de l'axe central. Il existe cependant une zone bidimensionnelle suffisamment large pour être exploitable centrée autour de $z = -10$ mm, même à bas nombre de Reynolds, dans laquelle seront effectuées les mesures par la suite.

Des mesures de positions de transition effectuées à diverses périodes lors de la thèse montrent une légère variabilité qui, bien que mesurée, peut avoir une influence non négligeable lors de la comparaison entre les essais en présence de rugosité avec ceux issus de cette configuration lisse. Les résultats avec rugosité seront donc donnés à la fois en termes de résultats absolus (Re_{x_T} et N_T) et relatifs ($\Delta Re_{x_T} = Re_{x_T-Lisse} - Re_{x_T-Rugueux}$ et $\Delta N_T = N_{T-Lisse} - N_{T-Rugueux}$).

Troisième partie

Partie III : étude phénoménologique de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting

L'objectif de cette partie est de s'intéresser à l'effet de la rugosité sur les ondes de Tollmien-Schlichting d'un point de vue phénoménologique. Si cette expérience a été conçue principalement pour étudier l'amplification de ces instabilités, il est possible que la réceptivité puisse être affectée par la présence de rugosité. Il est de plus possible qu'en présence de rugosité de surface le scénario de transition soit modifié. L'étude de ces questions fait l'objet du chapitre 4. Le chapitre 5 est lui consacré la recherche de l'origine de cette suramplification en présence de rugosité

Etude de l'influence de la rugosité de surface sur l'amplification et la réceptivité des ondes T-S

Ce premier chapitre pour lequel des expériences sont menées en présence de rugosité est consacré à l'observation et l'identification des phénomènes en jeu. Plus précisément, il s'agit de comprendre si les résultats obtenus, notamment en terme de positions de transition, résultent de phénomènes de sur-réceptivité, de suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting ou d'un changement de scénario de transition induits par la rugosité.

L'étude bibliographique permet de partir du postulat suivant : la réceptivité, et donc l'amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting, devrait augmenter sur plaque rugueuse si la zone rugueuse est proche du point neutre de ces ondes, c'est-à-dire du point où elles commencent à être amplifiées, et que les longueurs d'onde des ondes de Tollmien-Schlichting et de la rugosité correspondent. L'amplification pourrait elle être augmentée, *a priori* dans tous les cas, sans condition sur la position de la rugosité, et ce d'autant plus que la rugosité est grande par rapport à la couche limite. Un éventuel effet de réceptivité peut alors être étudié en adaptant la position de la rugosité et le nombre de Reynolds pour faire coïncider les points critiques des ondes T-S responsables de la transition avec la zone rugueuse, ou au contraire les éloigner le plus possible.

Si la réceptivité ne peut être mesurée directement dans cette expérience, elle peut être étudiée indirectement au moyen de l'analyse des positions de transition ou des spectres de fluctuations de vitesse. L'amplification peut également être étudiée en analysant les positions de transition, mais aussi par mesure directe au fil chaud au-dessus des inserts rugueux, ce qui est tenté ici afin de prouver que la rugosité de surface utilisée engendre bien une suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Enfin, une étude est menée afin de comparer le comportement des ondes T-S de fréquences différentes sur la rugosité.

Les positions de transition et N_T associés aux différents cas présentés dans ce chapitre sont fournis dans l'annexe B.

Sommaire

4.1. Influence d'une rugosité de surface sur la transition par ondes de Tollmien-Schlichting	88
4.1.1. Analyse de l'avancement de la position de transition en présence de rugosité	88
4.1.2. Analyse de la cause de la transition en présence de rugosité de surface	90
4.1.3. Etude de la possibilité d'un effet de sur-réceptivité	91
4.1.4. Etude du comportement aux hauts nombres de Reynolds	94
4.2. Etude de la suramplification des ondes T-S en présence de rugosité de surface	97
4.2.1. Mesure directe de la suramplification en présence de rugosité	97
4.2.2. Etude de l'influence de la fréquence d'une onde T-S sur sa suramplification par la rugosité de surface	99

4.1. Influence d'une rugosité de surface sur la transition par ondes de Tollmien-Schlichting

4.1.1. Analyse de l'avancement de la position de transition en présence de rugosité

Positionnement relatif des points neutres des ondes T-S et de la rugosité de surface

Afin de pouvoir mettre en avant de potentiels effets de rugosité sur la réceptivité et/ou l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, il est nécessaire, comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre, de modifier la position relative de la rugosité par rapport aux points neutres des ondes de Tollmien-Schlichting responsables de la transition. Pour ceci, outre évidemment la position de l'insert rugueux, il est possible de modifier nombre de Reynolds de l'écoulement.

Ceci peut être illustré avec la figure 4.1, où sont représentés les résultats du code de stabilité linéaire pour trois nombres de Reynolds unitaires différents "haut", "bas" et "moyen" (4.1 , 2.3 et $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$). Chacune des sous-figures montre la courbe enveloppe des facteurs N , les facteurs N de quelques fréquences particulières ainsi que les positions des trois emplacements pouvant accueillir les inserts rugueux. Pour rappel, les résultats de LST sont valables uniquement pour des configurations lisses, la position des inserts rugueux n'étant donnée qu'à titre indicatif. Pour le cas à haut nombre de Reynolds (figure 4.1a), la transition sur plaque lisse, dont la position a été mesurée au chapitre précédent, est déclenchée par les ondes aux alentours de 1300 Hz , dont le point neutre est situé à $x = 0.145 \text{ m}$ comme illustré par la flèche verte sur la figure. Sur plaque rugueuse, la transition aura *a priori* lieu plus en amont, et devrait ainsi être provoquée par des ondes de fréquences supérieures, donc avec un point neutre en amont de $x = 0.145 \text{ m}$, soit relativement loin en amont des trois inserts. Aucun effet de réceptivité ne devrait donc influencer sur la position de transition dans ce cas.

Pour le cas à bas nombre de Reynolds (figure 4.1b), la position de transition n'a pas pu être mesurée sur plaque lisse. En prenant un N_T de l'ordre de 10 et en extrapolant les résultats des calculs de stabilité, on peut estimer la position de transition aux alentours de $x = 1.150 \text{ m}$, par des instabilités dont la fréquence serait entre 300 et 400 Hz . Or, les instabilités ayant des fréquences situées entre 300 et 400 Hz ont leur point neutre situé sur les zones potentiellement rugueuse, comme ceci est illustré pour les fréquences de 300 et 400 Hz . Il est donc possible qu'en remplaçant un insert lisse par un rugueux, la rugosité ait un impact sur la réceptivité des cas à faibles nombre de Reynolds.

Le point de bascule pourrait être le cas $\text{Re} = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, pour lequel le point neutre de la fréquence déclenchant la transition sur plaque lisse est situé légèrement en amont du premier insert. Pour des nombre de Reynolds supérieurs ou égaux à celui-là, les effets de réceptivité en présence de rugosité devraient donc en théorie ne pas avoir d'impact sur la position de transition.

Observation de l'influence d'un insert rugueux en positions 1 et 3 sur la position de transition

La figure 4.2a montre des résultats de positions de transition issues de sondages longitudinaux réalisés à une envergure de $z = -10 \text{ mm}$, converties en termes de N_T en utilisant les calculs de stabilité effectués pour les différents nombres de Reynolds unitaires considérés. La figure 4.2b présente les mêmes résultats sous forme de nombre de Reynolds de transition afin de faciliter d'éventuelles comparaisons futures. Pour ces essais, l'insert rugueux P1-Ra67 (en forme de damier, d'une rugosité moyenne de $67 \mu\text{m}$) est positionné respectivement en positions 1 et 3, les deux autres inserts étant lisses. Les différents points de chaque courbe correspondent aux différents nombres de Reynolds unitaires testés : 2.3 , 2.8 , 3.1 , 3.5 , 3.8 , 4.1 et $4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Pour l'essai avec l'insert en position 1, un nombre de Reynolds intermédiaire entre 2.3 et $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ a été ajouté : $2.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus la couche limite est fine à une position longitudinale donnée et plus le ratio R_a/δ_1 est grand (pour rappel, l'épaisseur de déplacement δ_1 retenue est calculée comme étant la moyenne des épaisseurs de déplacement, sur paroi lisse, calculées aux positions correspondant aux extrémités amont et aval de la zone rugueuse). Le

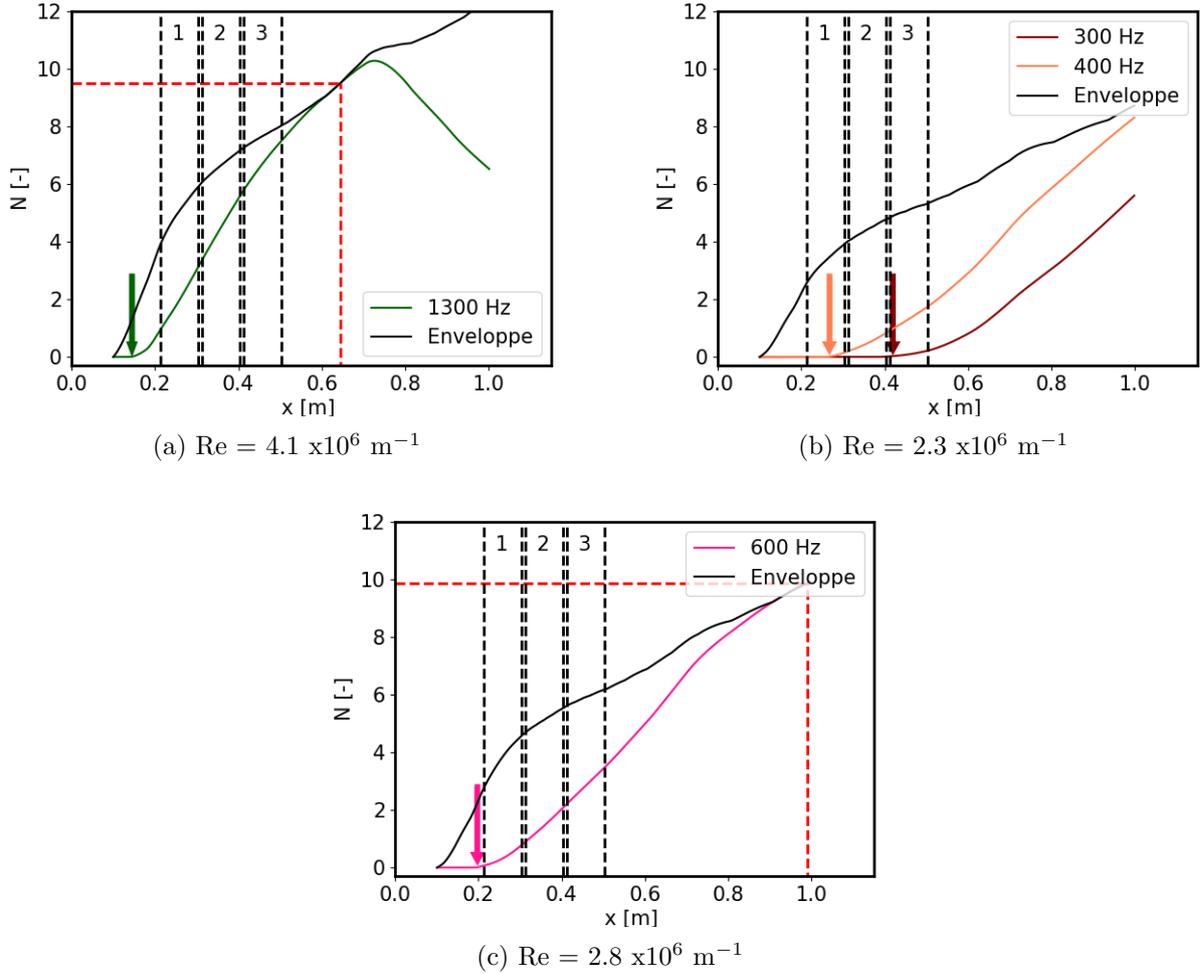


FIGURE 4.1. – Evolution des facteurs N et position du point neutre (flèches verticales) sur plaque plane lisse des ondes de Tollmien-Schlichting déclenchant la transition. Les lignes en pointillés rouges marquent la position de transition et le N_T associé, celles en noir les positions des trois inserts.

nombre de Reynolds augmente donc en suivant les courbes de la gauche vers la droite. Des cas à plus faibles nombres de Reynolds ont également été tentés, mais la transition ne se situant plus dans la zone bidimensionnelle de l'écoulement, ceux-ci n'ont pas été pris en compte pour l'analyse des résultats, comme expliqué dans la section 3.1.3.

Un premier résultat évident de ces courbes est le fort impact de la surface rugueuse sur la position de transition : tous les cas représentés sur ce graphique donnent des N_T très inférieurs à ceux de la configuration lisse, compris entre 9.4 et 10.1 pour les nombres de Reynolds unitaires concernés. En accord avec toutes les études citées, la présence de rugosité de surface déplace donc la transition vers l'amont.

Un deuxième point notable est la présence d'un maximum local de N_T aux alentours de $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Ceci pourrait être cohérent avec les explications données ci-dessus concernant la réceptivité. En effet, l'explication pourrait être la suivante :

- pour des nombres de Reynolds unitaires supérieures à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, la réceptivité des ondes de Tollmien-Schlichting responsables de la transition n'est pas affectée par la rugosité car leurs points neutres sont situés en amont de la zone rugueuse. Ces ondes de Tollmien-Schlichting sont uniquement suramplifiées par la rugosité, et ce d'autant plus que le ratio R_a/δ_1 , donc le nombre de Reynolds, est grand, expliquant ainsi la forme monotone de cette section de la courbe (NB : Dans certains cas comme pour la zone entourée en orange, cette

monotonie pour les plus hauts nombres de Reynolds n'est plus observée, ceci est discuté plus tard dans ce chapitre).

- pour des nombres de Reynolds unitaires inférieures ou égaux à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, une augmentation de la réceptivité des ondes T-S à l'origine de la transition contribue au décalage de cette transition vers l'amont et donc un N_T plus faible. L'influence du ratio R_a/δ_1 sur l'amplification n'est plus le seul paramètre à considérer pour expliquer le déplacement de la transition vers l'amont.

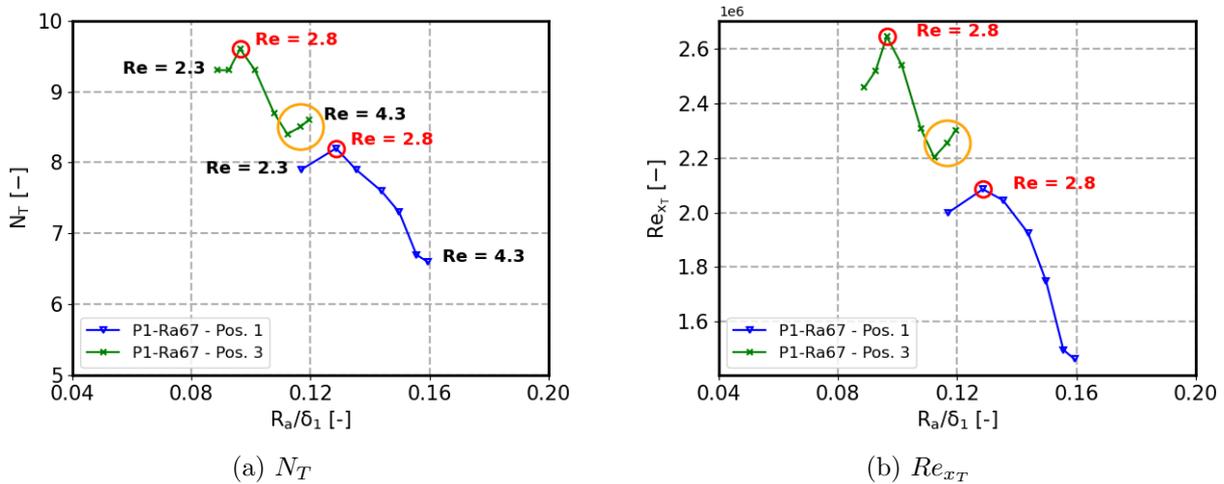


FIGURE 4.2. – Evolution de N_T et Re_{x_T} en fonction de la rugosité moyenne adimensionnée pour l'insert rugueux P1-Ra67 en positions 1 et 3. Les extrema du nombre de Reynolds unitaire sont indiqués sur les deux figures. Le nombre de Reynolds unitaire $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ est mis en valeur par des cercles rouges sur les deux figures

4.1.2. Analyse de la cause de la transition en présence de rugosité de surface

Avant d'aller plus loin dans l'analyse des résultats précédents en termes d'amplification et de réceptivité, il est nécessaire de répondre à une question fondamentale : la transition en présence de rugosité est-elle toujours déclenchée par des ondes de Tollmien-Schlichting lors de ces essais ? Il n'y aurait en effet pas de sens à tenter de modéliser un effet de rugosité de surface sur la position de transition sous la forme par exemple d'une augmentation d'amplification ou de réceptivité des ondes de Tollmien-Schlichting si celles-ci n'en sont pas à l'origine.

Un premier élément de réponse est fourni par le fait que la transition n'ait jamais lieu au-dessus de l'insert rugueux. Ceci signifie que les phénomènes de type bypass peuvent être exclus. Dit autrement, les inserts rugueux ne comportent pas de rugosités localisées critiques au sens de [Braslow et Knox \(1958\)](#). Trois chemins du diagramme de Morkovin restent alors envisageables :

- le chemin A, pour lequel l'avancée de la transition est due à une augmentation de réceptivité et/ou d'amplification des ondes T-S directement induite par la rugosité ;
- le chemin B, pour lequel l'amplitude exacerbée des ondes T-S résulte de la cohabitation avec des modes de Klebanoff qui auraient été engendrés par la rugosité, la transition est dans ce cas toujours pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting ;
- le chemin C, pour lequel les modes de Klebanoff supplantent complètement les ondes de Tollmien-Schlichting et provoquent la transition ;

Il n'est pas évident à ce stade de trancher complètement la question. Des indices importants allant dans le sens d'une transition pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting sont fournis par l'analyse des spectres de fluctuations de vitesse issus des mesures présentées sur la figure 4.2a. Les spectres doivent être interprétés avec précautions car de légers écarts de hauteur dans la couche limite peuvent engendrer des différences importantes sur l'amplitude des fluctuations. La figure 4.3 semble bien montrer une augmentation du niveau d'énergie des ondes de Tollmien-Schlichting,

dont la bande de fréquences est mise en évidence par les deux lignes verticales en pointillés. Une augmentation d'énergie dans une bande basse fréquence peut également être observée entre les lignes verticales traits-points et pourrait être la conséquence de la présence de modes de Klebanoff (pour rappel, aussi appelées stries), mais cette interprétation doit être prise avec précaution. Il est notamment étonnant que la largeur de cette bande soit si faible (6-30 Hz) et ne comprenne pas les fréquences inférieures à 6 Hz. Enfin, les spectres ne montrent aucune présence d'un surplus d'énergie de très haute fréquence comme peuvent le provoquer des rugosités localisées 2D très grande, proches d'être critiques.

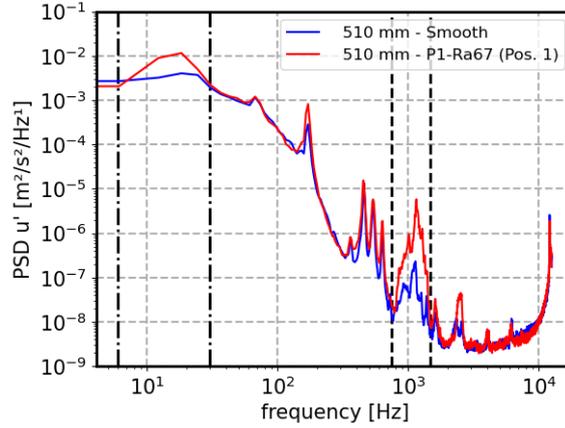


FIGURE 4.3. – Comparaisons de spectres de fluctuations de vitesse sur plaques lisse et rugueuse, à $x = 510$ mm et $Re = 3.5 \times 10^6$ m^{-1}

Un autre élément pouvant être pris en compte est le bon accord entre les fréquences des ondes T-S les plus amplifiées mesurées expérimentalement légèrement en amont de la transition et celles prévues par la LST à ce point de transition comme indiqué pour quelques cas dans le tableau 4.1. Cet élément seul ne suffit pas à affirmer que ce sont ces ondes T-S qui sont à l'origine de la transition, mais, associé au fait que l'avancée des positions de transition est relativement modérée, cela pourrait être un signe que la perturbation induite par la rugosité n'est pas suffisante pour modifier radicalement l'écoulement et ainsi changer le scénario de transition.

$Re \times 10^{-6}$ [m^{-1}]	Position insert	$Re_{x_T} \times 10^{-6}$ [m^{-1}]	F_{LST} [Hz]	F_{Exp} [Hz]
2.3	1	2,0	500	450
2.3	3	2.5	350	400
4.1	1	1.5	1900	1900
4.1	3	2.3	1400	1300

TABLE 4.1. – Fréquences des ondes déclenchant la transition pour l'insert P1-Ra67. F_{LST} et F_{Exp} sont les fréquences les plus amplifiées au point de transition selon la LST et légèrement en amont selon l'expérience

Des éléments de réponse supplémentaires seront apportés dans le chapitre suivant, mais les premières analyses effectuées ici tendent donc à montrer que la transition reste pilotée par les ondes de Tollmien-Schlichting, sans permettre de savoir si leur plus grande amplitude est due à un effet direct de la rugosité de surface (chemin A du diagramme de Morkovin) et/ou à l'influence de potentielles stries induites par cette rugosité (chemin B).

4.1.3. Etude de la possibilité d'un effet de sur-réceptivité

Cette expérience n'étant pas dimensionnée pour l'étude directe de la réceptivité à cause de la trop faible amplitude initiale des ondes de Tollmien-Schlichting par rapport au bruit ambiant et

à la résolution des capteurs, des analyses approfondies des résultats précédents ont été effectuées afin d'observer d'éventuelles conséquences d'une augmentation de réceptivité.

Les formes des courbes présentées sur la figure 4.2a sont typiques des résultats observés avec les différents inserts : lorsque que le nombre de Reynolds unitaire décroît, une chute relativement nette de N_T est observée sous $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, que l'insert soit en position 1 ou 3.

Etude des positions des points neutres des fréquences à l'origine de la transition

Dans un premier temps, le raisonnement effectué précédemment concernant les positions relatives entre les points neutres et la rugosité a été reproduit après les essais (voir figure 4.4), afin de vérifier si oui ou non, dans un cas à "bas" nombre de Reynolds ($2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$), le point neutre des ondes déclenchant la transition est situé sur la zone rugueuse, au contraire d'un cas à plus haut nombre de Reynolds ($4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$). Le tableau 4.1 présenté ci-dessus donne les valeurs des fréquences de ces instabilités pour ces deux nombres de Reynolds, dans les cas où l'insert P1-Ra67 est en position 1 ou 3.

Pour les cas à haut nombre de Reynolds, le point neutre des ondes critiques, dont la fréquence est de 1900 et 1400 Hz respectivement pour les positions 1 et 3 de l'insert rugueux, est en effet situé en amont de la rugosité, comme illustré par la figure 4.4a, ce qui est cohérent avec l'hypothèse selon laquelle la réceptivité n'est pas modifiée. Pour le cas à bas nombre de Reynolds (voir figure 4.4b), les conclusions ne sont pas les mêmes selon la position de l'insert : pour l'insert en position 1, le point neutre des ondes T-S les plus amplifiées à l'abscisse de transition ($F_{Exp} = 450 \text{ Hz}$) est en effet situé sur l'insert rugueux ; en revanche, ce n'est pas le cas lorsque l'insert est en position 3, le point neutre des instabilités pilotant la transition ($F_{Exp} = 400 \text{ Hz}$) étant situé plus de 10 cm en amont. Cependant, il faut être vigilant quant au fait que pour un nombre de Reynolds assez bas et des fréquences relativement faibles, un léger écart sur la fréquence peut engendrer un fort déplacement du point neutre. Ainsi le point neutre pour une fréquence de 300 Hz est-il sur la zone correspondant au troisième insert. Or, comme le montre la figure 4.5, la bande de fréquences pour lesquelles les ondes T-S sont amplifiées est relativement grande, et contient donc aussi des ondes dont le point neutre est situé sur la rugosité.

Le fait que des phénomènes de sur-réceptivité puissent avoir lieu pour ce nombre de Reynolds unitaire que l'insert soit en position 1 ou 3 est donc cohérent avec les positions théoriques des points neutres des modes principaux.

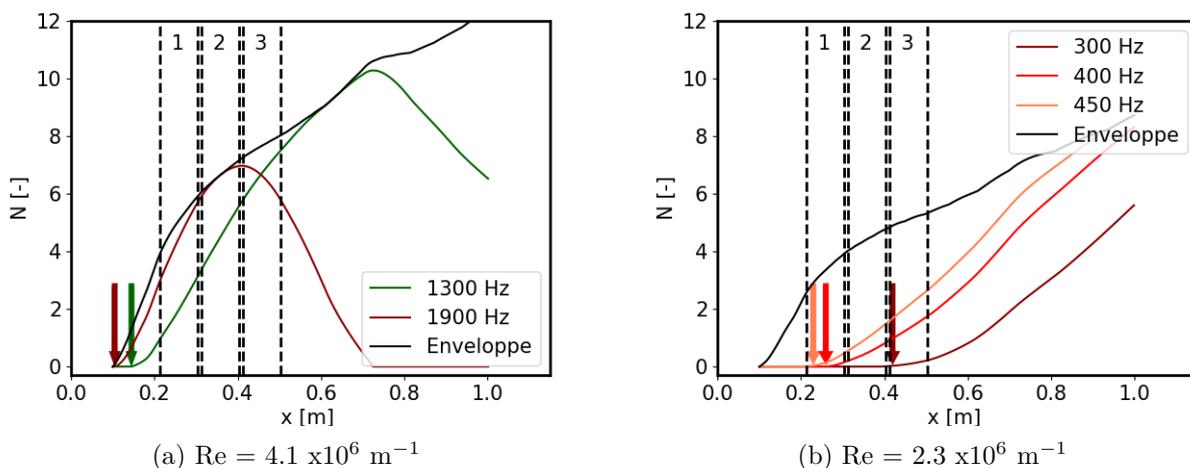


FIGURE 4.4. – Evolution des facteurs N et position du point neutre (flèches verticales) sur plaque lisse des ondes de Tollmien-Schlichting déclenchant la transition en présence de l'insert P1-Ra67 en positions 1 et 3.

Etude de la compatibilité des longueurs d'onde des T-S et de la rugosité

Une augmentation de réceptivité pourrait, selon l'état de l'art, être maximisée par une correspondance des longueurs longitudinales de rugosité avec celles des ondes de Tollmien-Schlichting concernées.

La rugosité utilisée, de part sa forme spécifique en damier, présente un spectre relativement restreint, pour lequel une seule longueur d'onde ressort particulièrement, à savoir $\lambda_x = 2$ mm comme ceci est montré sur la figure 4.6 qui présente la PSD de rugosité longitudinale de l'insert utilisé. Or, pour le cas à le cas à $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ par exemple, selon les résultats issus des calculs basés sur la LST, les longueurs d'onde des instabilités responsables de la transition à ce nombre de Reynolds (fréquences entre 400 et 500 Hz) sont comprises entre 2.3 et 2.7 cm, soit des valeurs nettement supérieures à celles de la rugosité.

Ceci ne veut cependant pas dire qu'il ne peut y avoir d'effet de sur-réceptivité. Les connaissances sur le lien entre rugosité de surface et réceptivité étant encore relativement limitées, il est malgré tout possible qu'une augmentation de réceptivité ait lieu en présence de rugosité de surface même sans accord des longueurs d'onde, mais probablement dans une moindre mesure.

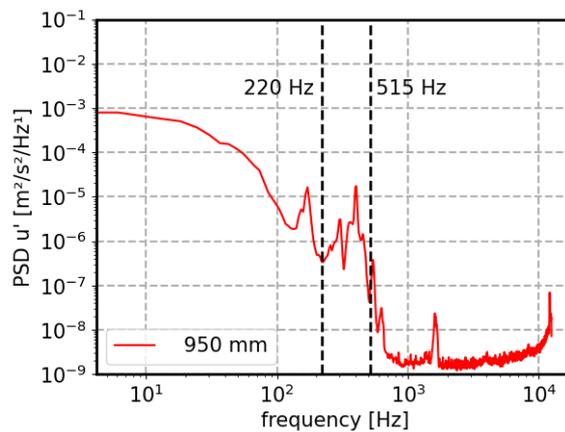


FIGURE 4.5. – Spectre montrant la largeur de la bande de fréquence des ondes T-S amplifiées, $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 0.950 \text{ mm}$, insert P1-Ra67 en position 3

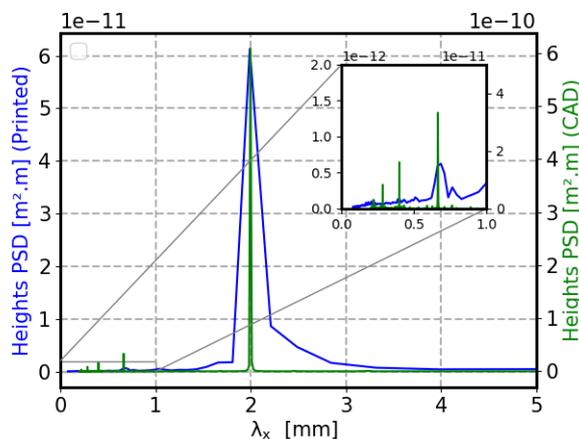


FIGURE 4.6. – PSD de rugosité longitudinale des versions numérique et imprimée de l'insert P1-Ra67

Bilan sur la réceptivité

Une augmentation de la réceptivité par la rugosité de surface est donc possible et très cohérente avec les analyses des positions des points neutres des principaux modes. Il n'est cependant pas possible de la prouver formellement au-delà de cette analyse indirecte. Une configuration expérimentale spécifiquement ciblée sur ce problème, ou une reproduction numérique de l'expérience par une DNS seraient nécessaires afin de pouvoir trancher cette question. L'expérience conçue pour ces travaux de thèse ayant été pensée plus spécifiquement pour les phénomènes liés à la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting, les études effectuées par la suite se cantonneront, sauf exception aux nombres de Reynolds supérieurs à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, pour lesquels il est considéré que la rugosité de surface n'affecte pas la réceptivité des ondes de Tollmien-Schlichting impliquées dans la transition.

4.1.4. Etude du comportement aux hauts nombres de Reynolds

Comme montré précédemment sur la figure 4.2a, un comportement inattendu a régulièrement été observé pour les plus hauts nombres de Reynolds testés, en général pour ceux supérieurs à $3.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Alors qu'une forme de courbe monotone était attendue, due au fait que la suramplification est probablement d'autant plus grande que le ratio R_a/δ_1 est grand, une stagnation, voire une remontée de la valeur de N_T est parfois observée. Ceci est en général observé lorsque l'insert rugueux est en position 2 ou 3, mais pas en position 1. Aucune explication complètement satisfaisante n'a pu être trouvée concernant ce phénomène et plusieurs hypothèses ont donc été étudiées.

Hypothèse n°1 : non planéité des inserts

Une des hypothèses envisagées est la possibilité que ceci soit dû à une non planéité des inserts rugueux. Cette ondulation pourrait avoir tendance à stabiliser les ondes de Tollmien-Schlichting, par exemple en accélérant localement l'écoulement. L'ondulation vue par l'écoulement serait d'autant plus importante que la couche limite est fine, et donc que le nombre de Reynolds est grand, engendrant ainsi une plus grande stabilisation des ondes de Tollmien-Schlichting pour les cas à haut nombre de Reynolds. Il est cependant loin d'être évident qu'une ondulation de surface aléatoire puisse être de nature à stabiliser les ondes de Tollmien-Schlichting. Cette hypothèse ne permettrait de plus pas d'expliquer la différence observée selon que l'insert soit en position 1 ou 3.

Hypothèse n°2 : stabilisation par des stries induites par la rugosité de surface

Une autre possibilité est la génération de stries par la rugosité, d'amplitude assez faible pour stabiliser les ondes de Tollmien-Schlichting. Ceci pourrait être cohérent avec la forme observée en supposant qu'en dessous d'un certain nombre de Reynolds, la rugosité de surface soit trop faible pour générer des stries, et qu'au-dessus d'une valeur palier, les stries générées soient d'autant plus marquées, et donc d'autant plus stabilisatrices pour les ondes de Tollmien-Schlichting, que le nombre de Reynolds est grand, tout en restant assez faibles pour ne pas engendrer une déstabilisation de l'écoulement. Les résultats obtenus par la suite ne montrent cependant pas de présence de stries dans des cas similaires à ceux où cette évolution de N_T est observée. Comme pour l'hypothèse précédente, ceci ne semble de plus pas compatible avec les différences dues à la position de l'insert rugueux.

Hypothèse n°3 : déclenchement de la transition par un ΔN_{max}

Il est notable d'observer que dans les cas où ce phénomène est observé, les positions de transition à hauts nombres de Reynolds se trouvent tassées derrière l'insert rugueux, c'est-à-dire que qu'en faisant varier le nombre de Reynolds entre 3.8 et $4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, les positions de transitions associées sont toutes contenues dans une bande de quelques centimètres en aval de la rugosité.

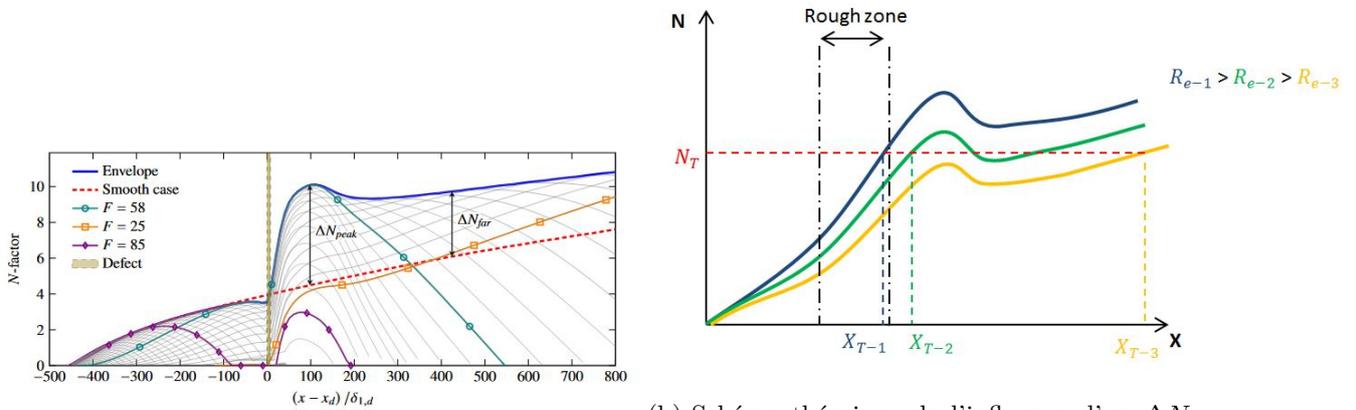
Quand il y a au contraire une évolution monotone et décroissante de N_T , les positions de transition sont en général situées plus loin en aval de l'insert et beaucoup plus écartées les unes des autres lorsque le nombre de Reynolds varie.

Pour que ceci arrive, il faut qu'il existe un phénomène favorisant le déclenchement de la transition en proche aval de l'insert rugueux. Ceci n'est *a priori* pas cohérent avec une ondulation de surface ou la présence de stries, car il n'y a aucune raison que ces deux phénomènes engendrent systématiquement une transition située très proche de l'insert.

Une possibilité pour expliquer ceci serait la présence, à l'instar de ce qui se passe dans le cadre d'une rugosité 2D localisée, d'un maximum local du facteur N comme ceci est illustré par la figure 4.7a, où les facteurs N associés à des ondes T-S de différentes fréquences atteignent un maximum avant de redescendre pour finalement évoluer d'une manière similaire à ce qui est prévu par la LST pour le cas lisse, avec un écart relativement constant, ou légèrement décroissant selon les études, nommé ΔN_{far} . Ce pic, nommé ΔN_{peak} sur la figure, a été par la suite renommé ΔN_{max} par les auteurs pour éviter les confusions avec un autre phénomène également noté ΔN_{peak} .

La possibilité qu'un phénomène similaire au ΔN_{max} survienne sur la rugosité de surface pourrait être envisagée et pourrait effectivement avoir pour conséquence de tasser les positions de transition à l'aval de l'insert pour les nombres de Reynolds pour lesquels ce ΔN_{max} engendre la transition, à l'image de ce qui est représenté avec les courbes théoriques de la figure 4.7b. Quand le nombre de Reynolds diminue, à partir du moment où ce phénomène ne déclenche plus la transition, celle-ci est repoussée bien plus loin. Du fait de la particularité de la rugosité de surface, moins haute mais plus étendue qu'une rugosité 2D, il est possible que ce phénomène survienne de manière plus répartie, c'est-à-dire que la bosse autour du ΔN_{max} soit plus basse mais plus longue.

Cette hypothèse est compatible avec le fait que cette remontée de N_T soit d'autant plus observée que l'insert est en aval : en effet lorsque l'insert est plus en amont, comme pour la position 1, les instabilités sont moins amplifiées au niveau de l'insert rugueux, et la bosse ΔN_{max} ne suffit donc pas à déclencher la transition dans la plupart des cas.



(a) Illustration du N_{max} sur un défaut 2D de type rainure (issu de Rouviere *et al.* (2022))

(b) Schéma théorique de l'influence d'un ΔN_{max} sur la position de transition pour trois nombres de Reynolds différents

FIGURE 4.7. – Présence d'un maximum local du facteur N en aval d'une rugosité

Hypothèse n°4 : influence de la position du début de la zone non linéaire

La dernière hypothèse envisagée repose sur la possibilité que, dans la zone non linéaire, c'est-à-dire l'étendue longitudinale longue de quelques centimètres qui précède la transition, la rugosité de surface pourrait ne pas avoir d'influence sur l'amplification des ondes T-S. Ceci serait dû au fait que, dans cette région, l'amplification dépend beaucoup moins du profil de vitesse moyenne. Ce phénomène est connu dans le cadre de la stabilisation d'une couche limite par aspiration pariétale, dont le principe est de modifier le profil de couche limite afin de limiter l'amplification des ondes T-S. Lorsque l'aspiration est effectuée dans la zone non linéaire, celle-ci est beaucoup

moins efficace. Il est donc possible que la déstabilisation induite par la rugosité de surface soit beaucoup moins efficace également.

La suite du raisonnement s'appuie sur l'hypothèse, qui sera démontrée plus tard dans ce manuscrit, que la transition est d'autant plus avancée que la zone rugueuse est longue. Si la rugosité n'influe pas ou peu dans la zone non linéaire, la longueur de rugosité à considérer n'est alors plus celle avant transition mais avant le début de la zone non linéaire.

La figure 4.8 illustre alors la différence entre des cas pour lesquels la transition a lieu loin de l'insert et d'autres pour lesquels elle est proche. La zone bleue représente un insert rugueux, le reste étant considéré comme étant lisse. Dans le cas où la transition a lieu loin en aval de l'insert, soit les cas des deux rectangles rouge et vert à droite de la figure, le fait d'augmenter le nombre de Reynolds (passage du cas vert au cas rouge) décale le début de la zone non linéaire X_{NL} d'une certaine distance ΔX_{NL} . Dans le cas où la transition a lieu à proximité de l'insert, le début de la zone linéaire est située sur la zone rugueuse. En augmentant le nombre de Reynolds (passage du cas vert au rouge une nouvelle fois) il pourrait y avoir compétition entre deux phénomènes : une augmentation de l'effet déstabilisateur de la rugosité due au plus grand nombre de Reynolds et une diminution de la longueur de la zone rugueuse. Augmenter le nombre de Reynolds décalerait donc moins vers l'amont le début de la zone non linéaire, et donc la position de transition, dans ce cas que lorsque la transition a lieu loin de l'insert.

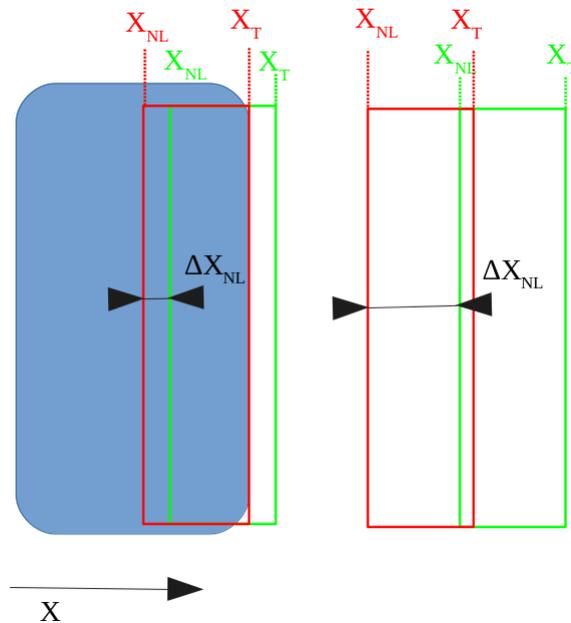


FIGURE 4.8. – Illustration schématique de l'influence de la position du début de la zone non linéaire

Bilan sur le comportement à haut nombre de Reynolds

Parmi les différentes hypothèses envisagées pour expliquer le comportement observé pour les hauts nombres de Reynolds, les plus crédibles sont les hypothèses 3 et 4 (présence d'un N_{max} et influence de la position du début de la zone non linéaire) car elles sont les seules compatibles avec le fait que ce comportement dépende de la position de l'insert. Aucune observation directe ne permet cependant de confirmer ces possibilités. Des outils de stabilité non linéaire pourraient être intéressants pour étudier ces hypothèses et aider à mieux comprendre les résultats expérimentaux.

Malgré le fait qu'aucune explication complètement prouvée, il convient de préciser que cette non monotonie de l'évolution de N_T aux plus hauts nombres de Reynolds testés n'a pas empêché la poursuite de cette étude, les variations de N_T induites par ce phénomène étant relativement

faibles par rapport à celles induites par la rugosité au global. Par la suite, et notamment pour les études ayant pour but de quantifier la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting, les nombres de Reynolds unitaires considérés sont ceux supérieurs ou égaux à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, afin d'éviter tout potentiel effet de réceptivité.

4.2. Etude de la suramplification des ondes T-S en présence de rugosité de surface

4.2.1. Mesure directe de la suramplification en présence de rugosité

Protocoles expérimentaux

La section précédente montre comme attendu une avancée de la position de transition en présence de rugosité. Si la non monotonie dans certains cas des évolutions du nombre de Reynolds de transition et de N_T avec la rugosité à haut nombre de Reynolds reste inexplicée, il est clair que la réceptivité n'est pas modifiée pour les fréquences responsables de la transition pour les nombres de Reynolds unitaires supérieurs à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. L'avancée de la transition est donc probablement due à une augmentation de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting par rapport à une plaque lisse. Afin de confirmer ceci, et également de comprendre ce qu'il se passe en aval de la rugosité (la suramplification continue-t-elle après la rugosité ou revient-on à un niveau d'amplification identique à celui de la plaque lisse?), des mesures directes de l'amplification spatiale de certaines ondes T-S ont été effectuées, selon le protocole décrit dans le paragraphe 2.2.1. Pour rappel, l'amplification locale est le ratio entre les maxima de deux profils d'une onde T-S à deux positions longitudinales différentes, toujours espacées d'un centimètre dans le cadre des mesures effectuées lors de cette thèse.

Pour apporter des éléments de réponses à ces questions, différentes configurations ont été pensées pour faire en sorte que les ondes de Tollmien-Schlichting soient suffisamment amplifiées pour être mesurables à une station longitudinale donnée, assez éloignée de la transition pour éviter les effets non linéaires intervenant juste en amont du point de transition. L'augmentation du nombre de Reynolds engendre deux conséquences : l'amplitude des ondes est augmentée, et leur mesure sur les inserts en est facilitée, mais l'étendue longitudinale le long de laquelle elles sont mesurables diminue car la zone entre le premier point exploitable et la transition est plus courte. Afin d'avoir une large plage de mesure au-dessus et en aval d'un insert rugueux, deux inserts similaires (P1-Ra45) ont été placés en positions 2 et 3 (figure 4.9a) et des mesures ont été effectuées à un nombre de Reynolds de $3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Ce nombre de Reynolds est suffisamment faible pour avoir une étendue de mesure relativement grande. En contrepartie, l'insert placé en position 2 sert à suramplifier ces ondes de manière à ce qu'elles soient mesurables au-dessus l'insert 3, là où ont démarré les mesures. Un essai à plus haut nombre de Reynolds, $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, est ensuite effectué avec l'insert P2-Ra24 en position 3, là-encore au-dessus et en aval de la rugosité (figure 4.9b). Sur les figures 4.9a et 4.9b les lignes verticales rouges et noires à $x = 503 \text{ mm}$ et $x = 508 \text{ mm}$ marquent les limites de la surface rugueuse et de l'insert respectivement. A gauche de la ligne rouge, la surface est rugueuse, à droite de la noire, la surface est métallique et lisse, entre les deux, il s'agit de la partie lisse de l'insert. La première configuration est ensuite exploitée avec un plus faible nombre de Reynolds afin d'effectuer des mesures loin en aval de la rugosité (figure 4.9c).

La bande de fréquences utilisée pour l'intégration de la PSD de u' est toujours large de 50 Hz, centrée autour de la fréquence étudiée. Par exemple, pour la figure 4.9a où la fréquence est de 850 Hz, l'intégration est donc effectuée entre 825 et 875 Hz. La fréquence choisie n'est pas forcément la plus amplifiée dans la zone où sont effectuées les mesures. En effet, plus la fréquence d'une onde T-S est haute plus son maximum d'amplitude est situé bas dans la couche limite et est donc difficile à mesurer. La fréquence est ainsi choisie pour faire en sorte que l'onde T-S soit assez amplifiée tout en ayant son maximum assez haut dans la couche limite pour être sûr de bien le mesurer.

Analyse des résultats

Un premier résultat nettement visible sur les figures 4.9a et 4.9b est la confirmation que les ondes de Tollmien-Schlichting sont effectivement nettement suramplifiées en présence de rugosité, ce qui est cohérent avec les observations de Corke *et al.* (1986) et le fait que les positions de transition mesurées soient avancées par rapport au cas lisse. Les mesures effectuées sont également rassurantes sur la qualité du montage des inserts, car l'effet de marche constaté à la frontière de l'insert est très faible, comme l'indique le fait que l'amplification ne change que très peu entre les points situés juste autour de cette frontière. En revanche, ces deux figures ne sont pas cohérentes entre elles sur les phénomènes à l'aval des inserts : alors que la figure 4.9a suggère que l'écoulement nécessite une certaine distance en aval de l'insert pour que soit retrouvé le niveau d'amplification prévu par la LST, ceci survient immédiatement à la fin de la zone rugueuse sur la figure 4.9b. Il a dans un premier temps été supposé que cela pourrait être dû au fait que deux motifs de rugosité différents sont utilisés. Cependant, la plupart des autres mesures effectuées, même avec le motif de rugosité "P1" ont montré un comportement plus proche de celui observé sur la figure 4.9b. Une autre possibilité est le fait qu'utiliser deux inserts rugueux, et donc une zone rugueuse deux fois plus longue, comme c'est le cas pour la figure 4.9a augmente la distance nécessaire pour que l'écoulement revienne à son comportement prévu pour une surface lisse.

Quoiqu'il en soit, les essais effectués loin en aval de la zone rugueuse (mais dans une couche limite toujours laminaire), comme pour les cas de la figure 4.9c permettent de constater qu'après une certaine distance longitudinale, l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting revient effectivement à un niveau proche de ce qui est prévu par la LST, compte-tenu de l'incertitude de mesure.

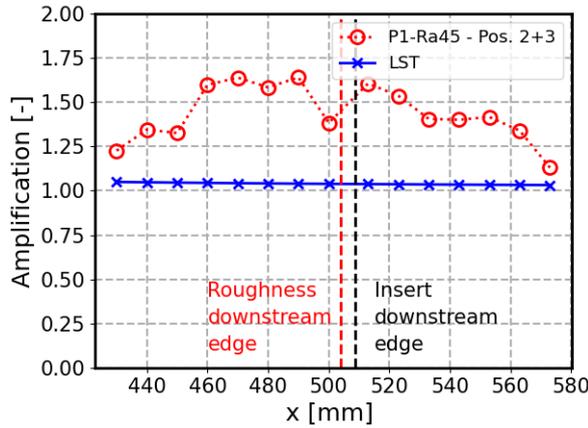
D'autres observations peuvent être effectuées à la lumière de ces graphiques. Comme visible sur la figure 4.9b, où les mesures démarrent relativement proches du début de la surface rugueuse, il semblerait qu'il faille une certaine distance, ici de l'ordre de 2 ou 3 cm, pour que l'effet de suramplification soit pleinement établi. Il peut également être noté que le comportement observé sur la figure 4.9b ne va pas dans le sens de la présence d'un maximum local de facteur N en aval de la rugosité qui impliquerait une diminution du taux d'amplification local à un niveau inférieur à celui de la LST.

Application dans le cadre d'une modélisation

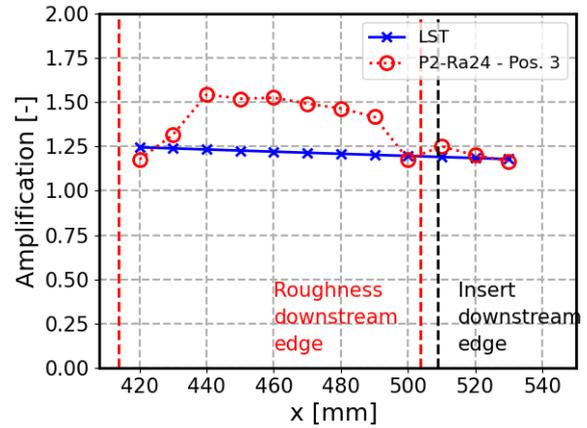
Dans le cas des rugosités 2D localisées, une méthode enveloppe, sous forme d'un ΔN est régulièrement utilisée pour modéliser l'influence de cette rugosité sur l'amplification, comme expliqué précédemment. Le fait que la rugosité de surface ne soit pas localisée mais étendue spatialement fait que de tels modèles ne sont pas applicables en l'état pour ce type de rugosité, une modélisation devant prendre en compte le fait que la suramplification est répartie le long de toute la zone rugueuse.

La forme particulièrement régulière de l'amplification sur la figure 4.9b suggère la possibilité d'une modélisation sous la forme d'un coefficient de suramplification appliqué le long de la zone rugueuse. De manière presque équivalente, une modélisation sous forme d'un ΔN mais réparti le long de la rugosité, donc une somme de micro ΔN pourrait être envisagée. Si toutes les ondes T-S subissent la même suramplification, ou les mêmes ΔN , la prise en compte de la rugosité de surface pourrait alors être une simple adaptation de la LST le long de la zone rugueuse.

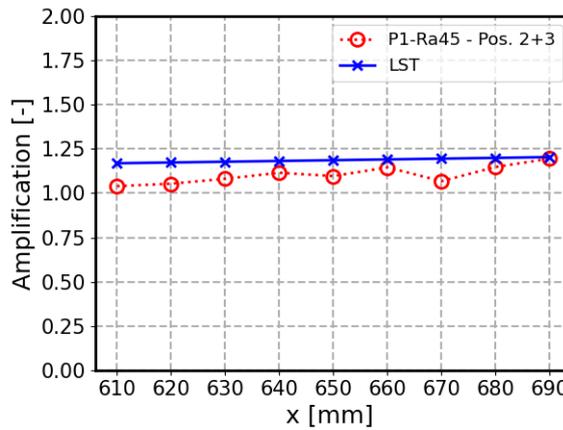
Les courbes obtenues ici ont cependant été tracées en étudiant une unique onde T-S dont la fréquence a été choisie pour que l'onde soit la plus amplifiée possible et il n'est pas évident que le comportement de toutes les ondes T-S soit le même au-dessus de la rugosité. La section suivante est une tentative de généralisation des résultats obtenus ici en élargissant l'étude à un nombre plus élevé de fréquences.



(a) P1-Ra45 - Pos. 2+3, $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F = 850 \text{ Hz}$, au-dessus et en aval de la rugosité. $x_T = 570 \text{ mm}$.



(b) P2-Ra24 - Pos. 3, $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F = 1250 \text{ Hz}$, au-dessus et en aval de la rugosité. $x_T = 550 \text{ mm}$.



(c) P1-Ra45 - Pos. 2+3, $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F = 500 \text{ Hz}$, loin en aval de la rugosité. $x_T = 740 \text{ mm}$.

FIGURE 4.9. – Mesures d’amplifications locales, au-dessus et en aval d’inserts rugueux. Les lignes verticales rouges marquent les extrémités de la rugosité, les noires celles des inserts (le bord de l’insert étant lisse)

4.2.2. Etude de l’influence de la fréquence d’une onde T-S sur sa suramplification par la rugosité de surface

Automatisation du calcul de l’amplification locale

Les figures 4.7a et 4.7b présentées précédemment afin d’introduire entre autres le paramètre ΔN_{far} permettent d’observer un phénomène intéressant : ce ΔN_{far} , représentant l’écart entre la courbe enveloppe après une rugosité 2D localisée et celle prévue par la LST sur paroi lisse n’est pas constant spatialement, mais présente au contraire une légère décroissance. Ceci pourrait signifier que toutes les ondes T-S ne sont pas affectées de la même manière par une rugosité. Plus précisément, les ondes de faibles fréquences (ou de grande longueur d’onde), soit celles qui définissent la courbe enveloppe loin en aval de la rugosité, seraient moins suramplifiées que celles de fréquences plus hautes. Si ce phénomène est en général assez faible pour être négligé lors de l’utilisation de méthodes telles que des modélisations ΔN , il est important de vérifier ce qu’il en est dans le cadre de la rugosité de surface afin d’étudier la crédibilité des modélisations évoquées lors de la section précédente.

Pour ce faire, la méthode de mesure d’amplification locale d’ondes T-S a été automatisée afin

que les données utilisées lors de la section précédente soient élargies à plus de fréquences différentes (25 fréquences espacées de 50 Hz pour chaque cas). Afin de faciliter l'interprétation des résultats, ceux-ci ne sont plus présentés de manière absolue, mais plutôt de manière relative aux calculs de stabilité. L'amplification locale est ainsi remplacée par une suramplification locale, soit le ratio entre l'amplification expérimentale et celle prévue par la LST sur paroi lisse. Cette suramplification est également traduite en terme de ΔN local, c'est-à-dire la différence de croissance des facteurs N expérimentaux et numériques entre deux positions successives. Enfin, un ΔN total, soit un cumul des ΔN locaux est effectué afin de pouvoir comparer avec les ΔN déduits des mesure des positions de transition.

Mathématiquement, pour des positions successives x_i (et x_0 le premier point de mesure) avec A_f l'amplitude d'une onde T-S, OA (pour over-amplification) la suramplification, ΔN_{Loc} le ΔN local, et ΔN_{Tot} le ΔN total sont calculés de la façon suivante :

$$OA(x_i) = \frac{[A_f(x_i)/A_f(x_{i-1})]_{Exp}}{[A_f(x_i)/A_f(x_{i-1})]_{LST}} = \frac{[A_f(x_i)/A_f(x_{i-1})]_{Exp}}{[exp(N_f(x_i) - N_f(x_{i-1}))]_{LST}} \quad (4.1a)$$

$$\Delta N_{Loc}(x_i) = [N_f(x_i) - N_f(x_{i-1})]_{Exp} - [N_f(x_i) - N_f(x_{i-1})]_{LST} = [\ln(A_f(x_i)/A_f(x_{i-1}))]_{Exp} - [N_f(x_i) - N_f(x_{i-1})]_{LST} \quad (4.1b)$$

$$\Delta N_{Tot}(x_i) = \sum_1^i \Delta N_{Loc}(x_i) \quad (4.1c)$$

La suramplification OA et le ΔN local sont exprimés de manière théorique sur la première ligne, et la seconde permet de mettre en avant les données concrètement utilisées, l'expérience donnant accès à une amplitude quand les calculs de LST fournissent eux une valeur de facteur N .

Validation avec un cas d'étude

Automatiser ce processus n'a rien d'évident car la mesure de suramplification nécessite *a priori* que les profils d'ondes T-S soient assez amplifiés pour bien avoir la forme typique d'un profil d'onde T-S et donc un maximum mesurable avec précision. Le fait d'utiliser les mêmes fichiers de résultats que dans la section précédente et la comparaison des ΔN totaux avec ceux issus des positions de transition permet dans une certaine mesure (pour certaines fréquences particulières) de vérifier la validité de cette méthode. Ceci a été effectué pour le cas de l'insert P2-Ra24 en position 3, avec un nombre de Reynolds unitaire de $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, soit le cas de la figure 4.9b présentée précédemment.

Les résultats peuvent être visualisés sur la figure 4.10. La fréquence 1250 Hz a été mise en évidence (courbes noires épaisses) afin de faciliter la comparaison avec l'étude mono-fréquence précédente. Dans la section précédente, l'onde correspondant à cette fréquence présente un plateau entre $x = 440 \text{ mm}$ et $x = 490 \text{ mm}$, et une suramplification par rapport à la LST de l'ordre de $1.5/1.25 = 1.2$ au-dessus de la zone rugueuse. Cette forme ainsi que cette valeur sont très cohérentes avec ce qui est obtenu par la méthode automatisée. Sur la figure 4.10c est également mise en avant la fréquence de 1400 Hz, celle déclenchant la transition dans ce cas de figure. Le ΔN total obtenu est d'environ 1.3, soit très proche du ΔN obtenu par l'analyse des positions de transition, à savoir 1.1 (pour $x_T = 550 \text{ mm}$, $N_T = 8.4$, et le N_T lisse vaut 9.5).

Les résultats issus de cette méthode ne sont cependant pas aussi cohérents dans tous les cas testés. De plus, les courbes de suramplification et ΔN locaux sont parfois très bruitées, notamment à haute fréquence. Ceci étant dû au fait que les profils d'ondes T-S sont moins bien dessinés, deux tentatives ont été faites pour mieux exploiter les profils tracés : utiliser des profils lissés et calculer l'amplification locale comme étant le ratio, non pas de deux maxima successifs, mais

celui de deux intégrales successives d'ondes T-S (intégration du profil u' filtré en fonction de la hauteur). La méthode utilisant le lissage donne des résultats quasiment identiques à ceux présentés précédemment. Celle utilisant l'intégration a un effet sur les courbes, donnant ainsi des mesures locales beaucoup plus lisses comme cela peut être vu sur la figure 4.11. Cependant, cette diminution du bruit va de pair avec une perte de cohérence des résultats. La fréquence de 1400 Hz donne par exemple un ΔN total négatif. Il a finalement été décidé de continuer à travailler avec la méthode initiale, qui donne les meilleurs résultats, malgré des courbes très bruitées.

Analyse de l'influence de la fréquence sur l'amplification et compatibilité avec les modélisations en ΔN réparti et coefficient de suramplification

De très nettes différences peuvent être constatées entre les différentes courbes. Logiquement, ce sont les fréquences d'une valeur proche de 1250 Hz, qui avait été choisie dans l'étude mono-fréquence, qui donnent les comportements les plus cohérents, à savoir une suramplification régulière le long de l'insert, avant de retrouver un niveau similaire à celui prévu par la LST en aval de l'insert.

Des comportements différents sont observés pour les fréquences nettement supérieures ou inférieures. Les courbes de suramplification et ΔN locaux pour les hautes fréquences sont très bruitées, et le ΔN total résultant est très important et présente une forte croissance encore après la fin de l'insert. Pour les basses fréquences, un niveau d'amplification inférieur par rapport à la paroi lisse est constaté pour les premiers points le long de l'insert, jusqu'à environ $x = 450$ mm avant de rejoindre un comportement similaire à celui des fréquences de l'ordre de 1250 Hz. Ceci est particulièrement visible sur la courbe 4.10c, où le ΔN total résultant est d'abord décroissant, avant de croître avec une pente similaire à celle de la courbe à 1250 Hz. Ceci signifie probablement que les ondes de Tollmien-Schlichting ne sont pas assez amplifiées pour être bien mesurées sur les premiers points, mais que la dynamique est ensuite bien captée.

Compte-tenu de l'incertitude, il semble délicat de tirer des conclusions définitives basées sur ces courbes, sans améliorer soit les mesures, soit leur exploitation. Si, dans un premier temps, il semble les ondes T-S sont d'autant plus suramplifiées par rapport à la LST que la fréquence est grande, le fait que ceci soit plus marqué après la frontière aval de l'insert que sur l'insert même n'est pas cohérent avec cette conclusion. Il se pourrait donc que cette tendance soit due en partie à l'incertitude de mesure ou un autre phénomène, comme le fait que la transition soit relativement proche ($x_T = 550$ mm).

Il est au contraire notable de constater que dans la zone où les courbes sont le moins bruitées, entre 460 et 490 mm, toutes les fréquences semblent subir la même suramplification ou le même ΔN local. Ceci serait donc cohérent avec le fait de modéliser l'effet de rugosité par un ΔN ou un coefficient de suramplification identiques pour toutes les ondes de Tollmien-Schlichting.

La possibilité d'utiliser de telles modélisations sera réétudiée plus loin dans ce manuscrit, dans le chapitre 8 consacré à l'étude de l'influence de la longueur de la zone rugueuse, afin de vérifier si les formes des courbes obtenues sont cohérentes avec de tels modèles.

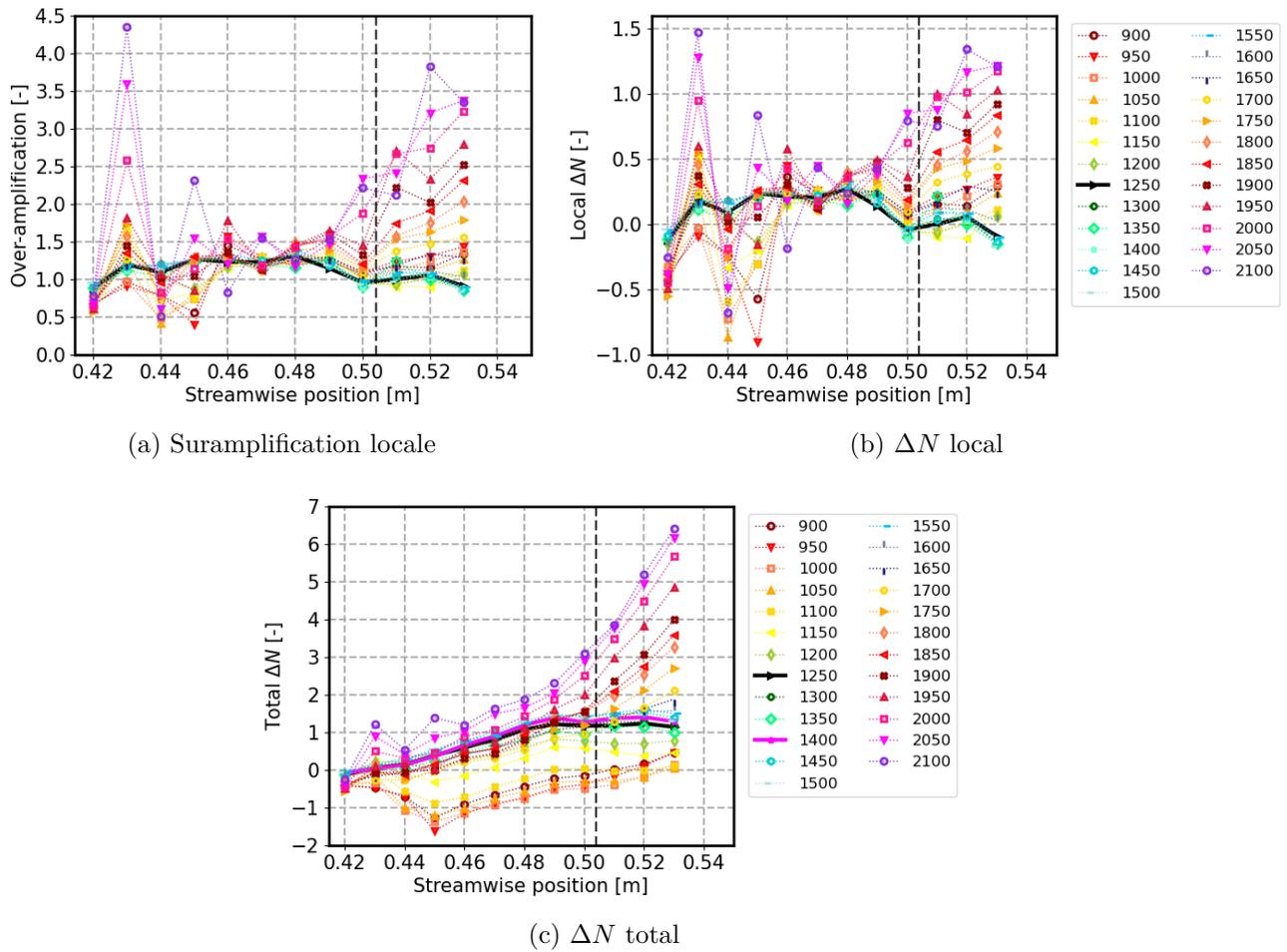


FIGURE 4.10. – Comparaison de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting de différentes fréquences sur l'insert P2-Ra24 en position 3. L'amplification est basée sur la valeur maximale de l'onde T-S. La ligne verticale représente la fin de l'insert rugueux.

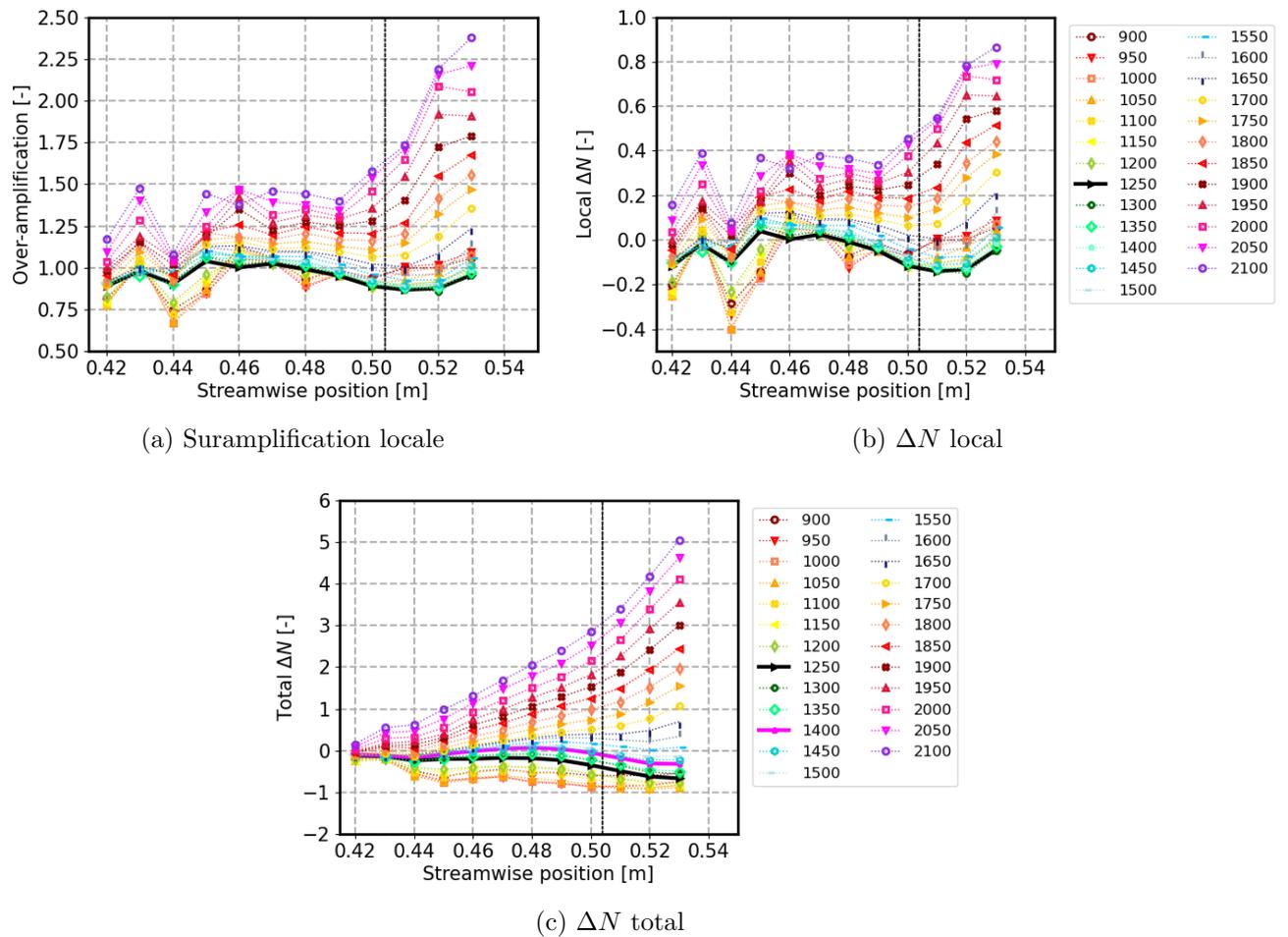


FIGURE 4.11. – Comparaison de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting de différentes fréquences sur l'insert P2-Ra24 en position 3. L'amplification locale est basée sur la valeur de l'intégrale de l'onde T-S. La ligne verticale représente la fin de l'insert rugueux.

Bilan

Ce premier chapitre présentant des résultats issus d'expériences faites sur des surfaces rugueuses a permis de clarifier la situation sur les phénomènes en jeu. En présence de rugosités de surface sous-critiques, la transition semble toujours être déclenchée par les ondes de Tollmien-Schlichting, mais plus en amont que sur plaque lisse à cause d'une augmentation de leur amplitude.

Les déductions faites à partir des mesures de positions de transition et de l'exploitation des calculs de stabilité laissent penser que pour les nombres de Reynolds inférieures à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, la réceptivité, donc l'amplitude initiale des ondes T-S peut être modifiée, bien qu'il soit impossible de mesurer directement la réceptivité dans le cadre de cette expérience.

Dans tous les cas, les ondes de Tollmien-Schlichting sont également suramplifiées comme le confirment les résultats de mesures locales d'amplification. Loin en aval de la rugosité, le taux d'amplification retrouve un niveau similaire à celui prévu par la LST sur paroi lisse. Une incertitude demeure en revanche sur le voisinage aval de l'insert, mais il semblerait que l'effet de déstabilisation des ondes dû à la rugosité cesse presque immédiatement à la fin de la zone rugueuse. Cette expérience étant conçue pour l'étude de l'amplification et non pas de la réceptivité, les mesures se limiteront sauf exception aux nombres de Reynolds supérieurs ou égaux à $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Suite à ces mesures, une première approche pour évoquer deux modélisations de l'effet de rugosité, sous forme soit d'une suramplification, soit d'un ΔN réparti, communs à toutes les ondes T-S a été présentée. Ces potentiels modèles seront réétudiés dans la suite de ce manuscrit lors du chapitre 8 consacré à l'étude de l'influence de la longueur de la zone rugueuse.

Les résultats présentés dans ce chapitre ne disent cependant rien des phénomènes par lesquels les ondes de Tollmien-Schlichting se retrouvent suramplifiées en présence de rugosité de surface, qui font l'objet du chapitre suivant.

Recherche de l'origine de la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting en présence de rugosité de surface

Si le chapitre précédent a permis d'observer et confirmer que la rugosité de surface induit bien une augmentation de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, l'origine de ce phénomène reste encore inconnue. Comme détaillé dans l'état de l'art, les deux hypothèses majeures permettant d'expliquer cette suramplification sont une déformation du profil de vitesse moyenne et/ou la génération de stries par la rugosité de surface. L'objectif de ce chapitre est d'étudier ces deux hypothèses par comparaison directe des résultats sur plaques planes lisse et rugueuses. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude du profil de vitesse sur et en aval de rugosités imprimées en 3D. La seconde porte sur la présence ou non de stries en présence d'une rugosité académique imprimée en 3D ou aléatoire (papier de verre).

Sommaire

5.1. Etude du profil de vitesse en présence de rugosité de surface	105
5.1.1. Comparaison des profils de vitesse moyenne et de leurs dérivées spatiales première et seconde entre cas lisse et rugueux	105
5.1.2. Etude des régions proches de la paroi	107
5.1.3. Bilan	110
5.2. Recherche de stries induites par la rugosité de surface	111
5.2.1. Comparaisons avec différentes surfaces	111
5.2.2. Etude des oscillations transversales et comparaison avec les perturbations optimales	112
5.2.3. Etude de l'influence de la longueur d'onde de rugosité sur la génération de stries	116
5.3. Comparaison avec la littérature	120

5.1. Etude du profil de vitesse en présence de rugosité de surface

5.1.1. Comparaison des profils de vitesse moyenne et de leurs dérivées spatiales première et seconde entre cas lisse et rugueux

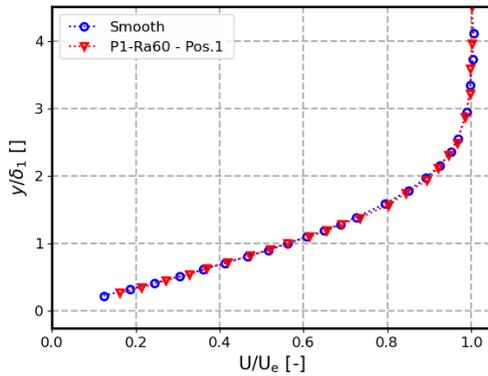
Une faible déformation du profil de vitesse moyenne dans la couche limite peut avoir un impact important sur le développement des ondes de Tollmien-Schlichting et donc la position de transition. Si les expériences de la littérature (Corke *et al.* (1986); Reshotko et Leventhal (1981)) n'ont pas montré de déformation du profil de couche limite en présence de rugosité de surface, il reste malgré tout possible qu'une déformation fût présente mais non mesurée car trop faible ou très proche de la paroi. Une des limites du fil chaud est en effet son incapacité à effectuer des mesures trop proche de la paroi à cause du diamètre des broches sur lesquelles le fil est soudé, ou entre

des rugosités à cause de la longueur du fil entre les broches (1 mm). En outre, sa fragilité rend périlleuses les tentatives de mesures au plus proche des rugosités.

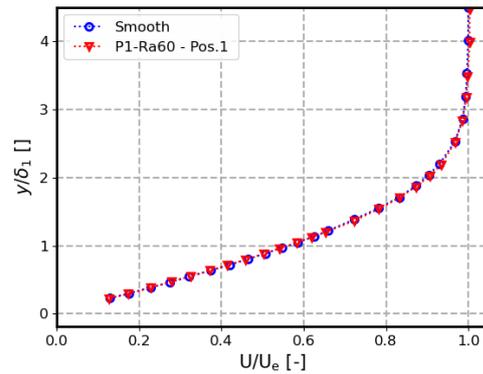
Lors de cette thèse, des comparaisons entre expériences avec surfaces lisse et rugueuses ont été effectuées dans différentes configurations afin de maximiser les chances d'observer une éventuelle déformation du profil moyen : mesures au-dessus et en aval d'inserts rugueux, à hauts nombres de Reynolds pour augmenter l'effet de rugosité et à plus faibles nombres de Reynolds pour pouvoir s'approcher au maximum de la surface (à haut nombre de Reynolds, les vibrations de la sonde empêchent les sondages très proches de la paroi).

La figure 5.1 montre des exemples avec l'insert P1-Ra60 (motif en damier, rugosité moyenne de $60 \mu\text{m}$) en position 1, la plus en amont, donc celle pour laquelle une rugosité donnée possède le plus haut ratio R_a/δ_1 et va *a priori* le plus déstabiliser la couche limite. Les courbes sont tracées pour deux nombres de Reynolds différents (2.8 et $3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) et deux positions différentes ($x = 280 \text{ mm}$, au-dessus de l'insert et $x = 360 \text{ mm}$, en aval de l'insert). Les quatre mesures avec rugosité ne montrent aucune différence avec les mesures sur inserts lisses. Ceci est cohérent avec les résultats de Corke *et al.* (1986) et Reshotko et Leventhal (1981).

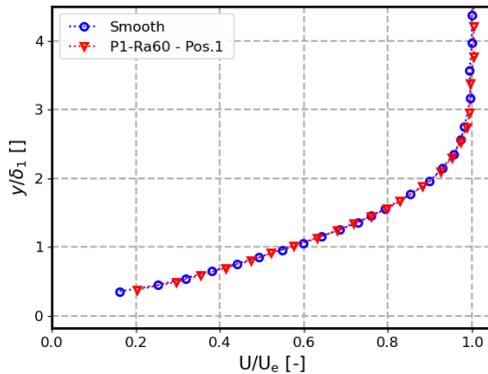
Il est à noter que pour les mesures au-dessus de surfaces rugueuses, les profils de couche limite sont recalés verticalement afin que la partie linéaire passe par l'origine, à l'instar de ce qui est fait pour les couches limites sur surface lisse, comme présenté dans le paragraphe 2.2.1. Il existe donc une incertitude sur la hauteur réelle du premier point du sondage. En particulier, il n'est pas possible de savoir précisément si la couche limite est décalée verticalement comme observé lors de l'étude de Reshotko et Leventhal (1981).



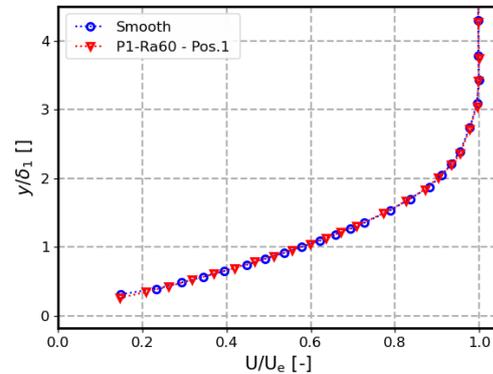
(a) $\text{Re} = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 280 \text{ mm}$ (au-dessus de l'insert rugueux)



(b) $\text{Re} = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 360 \text{ mm}$ (en aval de l'insert rugueux)



(c) $\text{Re} = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 280 \text{ mm}$ (au-dessus de l'insert rugueux)



(d) $\text{Re} = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 360 \text{ mm}$ (en aval de l'insert rugueux)

FIGURE 5.1. – Comparaisons de profils de couches limites sur plaques lisse et rugueuses au-dessus et en aval de la rugosité, insert P1-Ra60 en position 1

La stabilité d'une couche limite peut cependant être très sensible, et de très faibles écarts sur le profil moyen de vitesse, à peine visibles sur les courbes, peuvent entraîner des modifications importantes sur l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Ceci est notamment dû au fait que l'équation d'Orr-Sommerfeld, présentée dans la section 1.2.3 et qui régit l'évolution de ces instabilités fasse également intervenir la dérivée seconde de la vitesse moyenne selon y . Si deux courbes identiques présentent nécessairement les mêmes dérivées et dérivées secondes, il est possible que des écarts paraissant négligeables sur les profils présentés précédemment puissent entraîner des différences importantes sur ces dérivées.

Afin d'étudier cette possibilité, les dérivées premières et secondes relatives aux profils de vitesse moyenne tracés sur les figures 5.1a et 5.1c, soit les cas sur l'insert rugueux pour les deux nombres de Reynolds unitaires 2.8 et $3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, sont tracés sur la figure 5.2. Il est connu qu'expérimentalement les dérivées spatiales de la vitesse, et particulièrement la seconde, sont plus difficiles à étudier que la vitesse elle-même, les courbes obtenues étant en général beaucoup plus bruitées. Les courbes obtenues, et particulièrement pour $\text{Re} = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, présentent cependant un bruit acceptable rendant possible les comparaisons entre cas rugueux et lisse. Sur les dérivées premières, les courbes sont presque superposées et aucune différence notable ne peut être observée. Ceci est moins évident sur les dérivées secondes, mais pour le cas le moins bruité à $\text{Re} = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, là encore aucun effet particulier ne semble pouvoir être attribué à la rugosité.

La seule constante sur ces courbes est le fait que les courbes en présence de rugosité soient systématiquement plus bruitées. Il est cependant difficile d'affirmer que ceci est réellement dû à la rugosité, notamment parce que ce bruit remonte très haut dans la couche limite, jusqu'à $y/\delta_1 = 2$, soit bien au-delà du haut de la surface rugueuse ($y/\delta_1 = 0.41$ pour le plus haut des deux nombres de Reynolds étudiés ici, en supposant que la couche limite ne soit pas décalée vers le haut). De même, aucune déformation n'est observée en traçant les dérivées spatiales des profils de vitesse moyenne effectués en aval de l'insert rugueux, à $x = 360 \text{ mm}$.

Il est important de noter que les mesures présentées dans ce paragraphe ne s'approchent pas de la paroi en deçà de $y/\delta_1 = 0.35$ environ. Des expériences présentées, ci-après, ont été faites pour tenter de diminuer le plus possible cette limite.

5.1.2. Etude des régions proches de la paroi

Sondages au fil chaud classique Dantec 55P15

Comme expliqué ci-dessus, une des limites d'une sonde à fil chaud est son incapacité à s'approcher très proche de la paroi, *a fortiori* sur une plaque plane métallique, dont la forte conductivité peut entraîner un court-circuit et une destruction du fil chaud en cas de contact et qui engendre des biais de mesure par des effets thermiques conduisant à une surestimation de la vitesse. Or, c'est précisément dans cette zone que la probabilité de déformation du profil de vitesse moyenne par la rugosité est la plus forte. Les inserts rugueux étant imprimés en résine, un matériau non conducteur, des essais ont été faits dans le but s'approcher au plus proche de la paroi, les broches du fil chaud touchant presque l'insert pour le premier point de mesure.

Les figures 5.3a et 5.3b, pour lesquelles des mesures sont effectuées au-dessus des inserts P1-Ra107 et P2-Ra24 respectivement, dans les deux cas en position 3, montrent clairement qu'il est en effet possible de descendre plus proche de la paroi sur ces inserts en résine que sur la plaque plane.

Sur ces deux figures, une légère déformation du profil de couche limite peut être observée pour des valeurs de y/δ_1 inférieures à 0.2 environ. Si de légers biais de mesure dus à des problématiques expérimentales sont régulièrement observés pour les tout premiers points de mesure comme expliqué dans le chapitre 3, c'est la première fois qu'une déformation comme celle-ci laissant entrevoir un point d'inflexion est observée. Les deux figures présentées ici montrent que cette inflexion proche paroi peut être observée sur les deux motifs de rugosité utilisés, mais c'est le plus souvent sur le motif P2, en forme de dômes, que cela arrive, la courbe de la figure 5.3a étant le seul exemple ayant donné un tel résultat avec le motif P1.

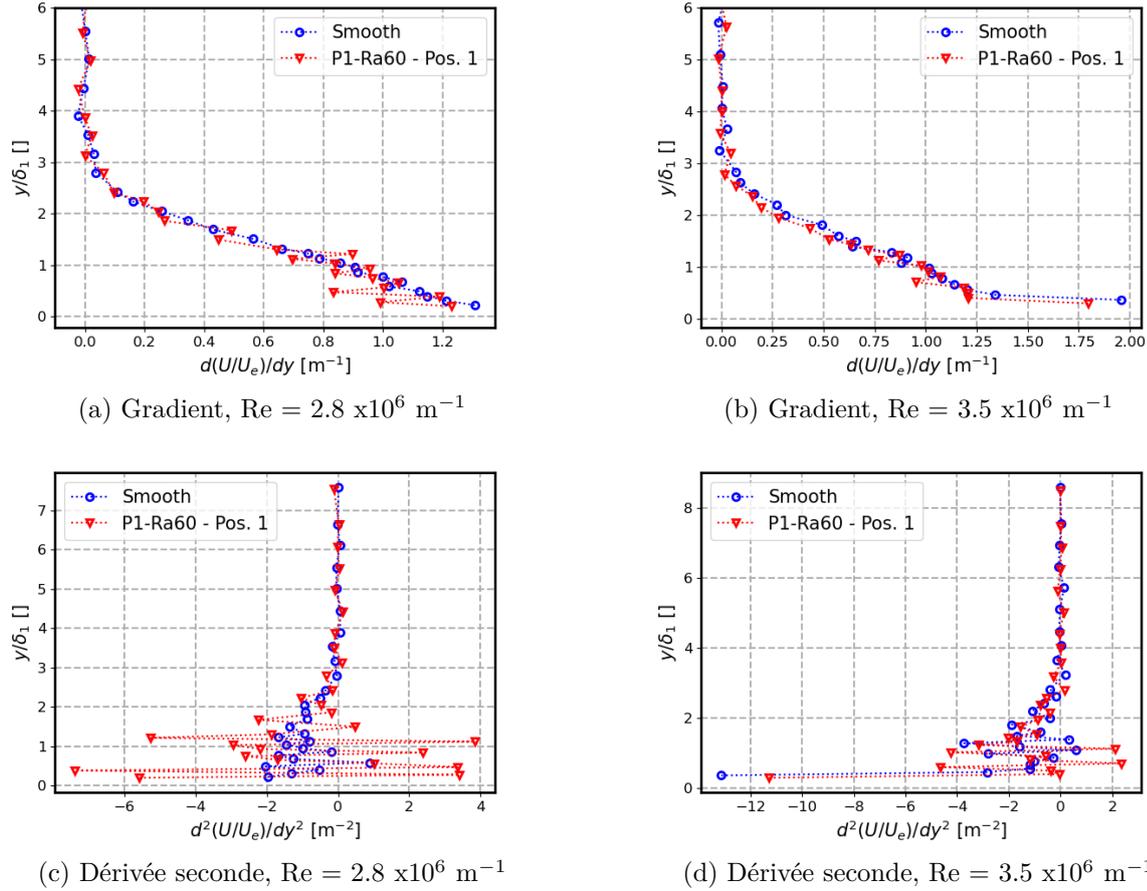


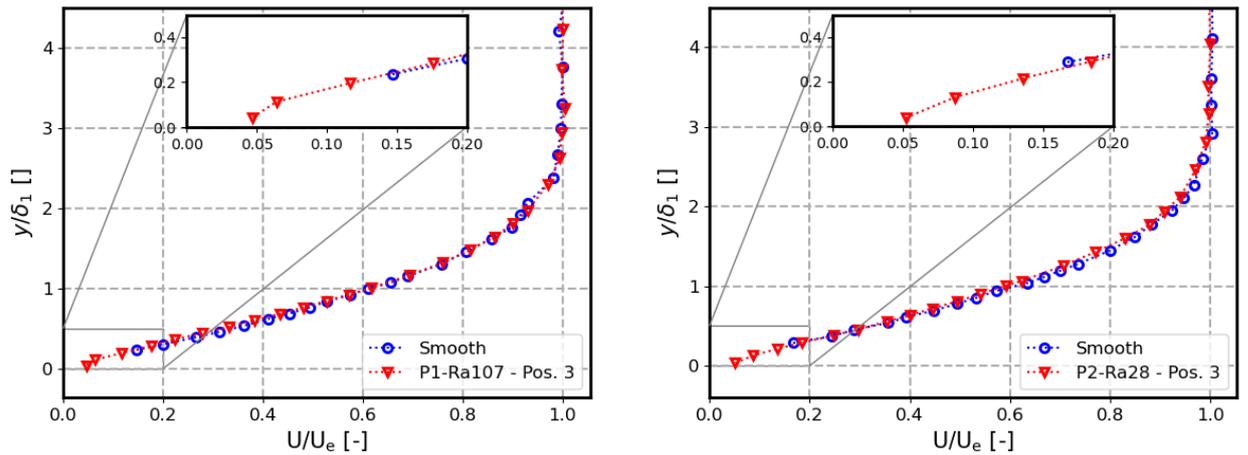
FIGURE 5.2. – Comparaisons des gradients et dérivées secondes des profils de couche limite sur plaques lisse et rugueuses au-dessus de la rugosité, insert P1-Ra60 en position 1, $x = 280 \text{ mm}$

Sur la figure 5.3c où est tracée une couche limite dans des conditions similaires à celle de la figure 5.3b mais 4 cm plus en aval, ce profil inflexionnel n'est pas observé. Les deux courbes avec une profil inflexionnel démarrent plus près de la paroi que celle de la troisième figure ($y/\delta_1 \approx 0.05$ contre $y/\delta_1 \approx 0.2$). Il est donc possible que la différence entre les courbes présentant une inflexion et celles n'en présentant pas réside dans la hauteur des premiers points.

Le fait que cette forme inflexionnelle ne soit mesurée quasiment qu'au-dessus de la rugosité de type P2 pourrait alors sans doute s'expliquer par la différence de forme entre les deux motifs : alors que le motif P1 en damier occupe tout le volume, le motif P2 contient lui de l'espace entre les différentes rugosités. S'il est difficile malgré la caméra de déterminer précisément où se situe le fil chaud par rapport à un motif de rugosité, il est envisageable que dans le cas du motif P2, la mesure puisse démarrer *en aval* d'une rugosité, alors que dans le cas du motif P1, la mesure démarre probablement toujours *au-dessus*. Si inflexion du profil il y a, elle est vraisemblablement située dans le sillage d'une rugosité pour les deux motifs utilisés, et n'est donc mesurable au fil chaud que sur le motif P2.

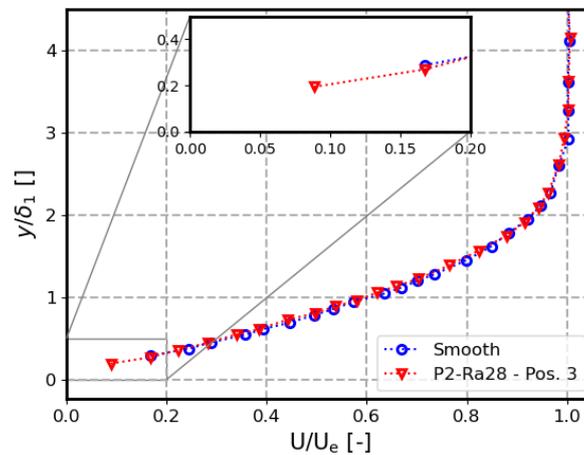
Sondages au micro-anémomètre à fil chaud

Afin de tenter de confirmer ou infirmer l'existence d'un profil inflexionnel en très proche paroi, des essais ont été effectués avec un micro-anémomètre à fil chaud développé par Baradel *et al.* (2021) dont les essais effectués avec dans des couches limites turbulentes ont montré une meilleure capacité à effectuer des mesures très proches de la paroi, même sur des surfaces métalliques. Les caractéristiques de cet anémomètre sont détaillées dans le paragraphe 1.5.1.



(a) Insert P1-Ra107, $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 460 \text{ mm}$ (au-dessus de l'insert rugueux)

(b) Insert P2-Ra24, $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 430 \text{ mm}$ (au-dessus de l'insert rugueux)



(c) Insert P2-Ra24, $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 470 \text{ mm}$ (au-dessus de l'insert rugueux)

FIGURE 5.3. – Comparaisons de couches limites sur plaques lisses et rugueuses au-dessus de la rugosité, inserts en position 3

Les mesures ont été effectuées au-dessus de l'insert P2-Ra24-L7, placé en position 1. La robustesse de ce micro-anémomètre à haute vitesse n'étant pas connue, il a été décidé de travailler à basse et moyenne vitesse et en mettant la rugosité le plus en amont possible afin d'éviter d'avoir des épaisseurs de couche limite trop grandes par rapport à la rugosité. Des profils de vitesse ont été mesurés au-dessus et loin en aval de la rugosité.

Sur la figure 5.4a sont présentés les courbes de profils couche limite loin en aval de la rugosité ($x = 370$ mm), donc sur une zone lisse, au-dessus de la rugosité ($x = 280$ mm) et une courbe issue des calculs de couche limite, représentant donc une surface lisse. L'adimensionnement des grandeurs permet la comparaison directe de ces profils de vitesse moyenne. La figure 5.4b présente une comparaison entre des profils de vitesse moyenne de couche limite obtenus avec un micro fil chaud et un fil chaud classique; ces mesures n'ont pas été faites dans les mêmes conditions de vitesse et de position, l'idée étant ici de prendre pour le fil chaud classique une des mesures démarrant le plus près possible de la paroi afin de comparer avec les résultats proche paroi du micro-anémomètre à fil chaud.

Si un profil (très fortement) inflexionnel semble effectivement pouvoir être observé au-dessus de la rugosité sur la figure 5.4a, c'est également le cas en aval de cette partie rugueuse là où un profil de Blasius est attendu. La comparaison des deux courbes montre même que les deux courbes sont parfaitement identiques. Le profil obtenu est donc probablement plus dû à des erreurs de mesure qu'à une vraie inflexion du profil de couche limite. Comme visible sur la figure 5.4b, le profil issu du micro fil chaud est en fait plus éloigné de la courbe numérique que celui issu d'une sonde classique. Cet anémomètre ne semble donc pas particulièrement adapté pour l'étude de si faibles rugosités, tout du moins dans une couche limite laminaire, et les mesures obtenues ne permettent donc pas de conclure formellement sur l'inflexion observée avec le fil chaud classique.

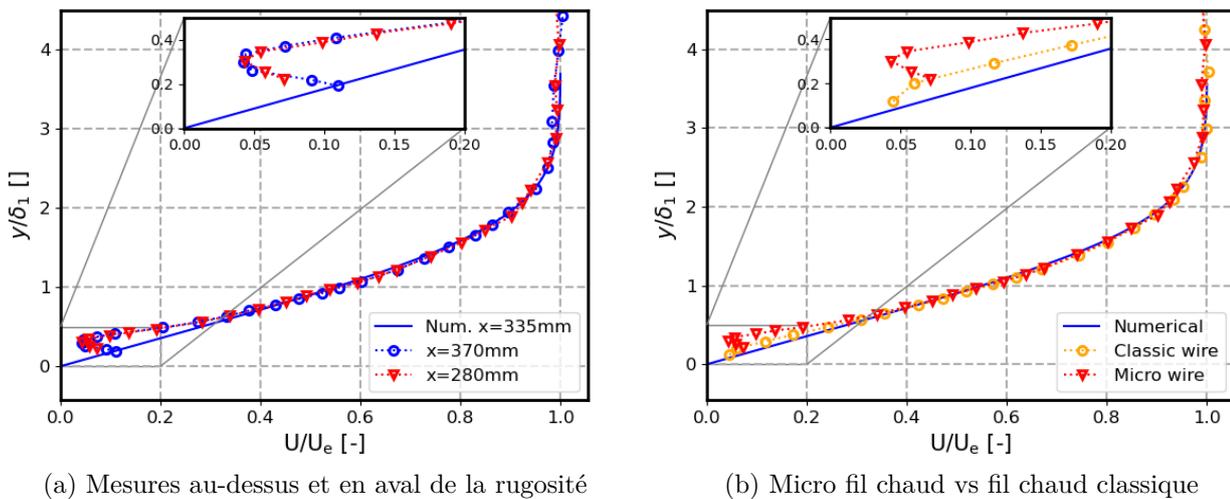


FIGURE 5.4. – Etude du profil moyen de vitesse au micro fil chaud avec l'insert P2-Ra24-L7 en position 1. Pour la figure (b) pour le micro fil chaud : insert P2-Ra24-L7 en position 1, $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, mesure à $x = 280$ mm, pour le fil chaud classique : insert P2-Ra24 en position 3, $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, mesure à $x = 430$ mm

5.1.3. Bilan

Les études menées ont permis de confirmer que, comme dans la littérature sur le sujet, aucune déformation du profil de vitesse moyenne de couche limite n'est induite par la rugosité loin de la paroi. A proximité de cette dernière en revanche, une inflexion du profil de vitesse a été observée lors d'une partie des mesures au-dessus d'inserts rugueux pour lesquelles les sondages démarraient très proche de la paroi. Il est cependant difficile de savoir si ces profils inflexionnels

sont effectivement le reflet de la physique à l'oeuvre ou uniquement un artefact de mesure lié aux limites de l'anémométrie à fil chaud.

Il est connu que sur des surfaces métalliques, des effets thermiques conduisent à une surévaluation de la vitesse à proximité de la paroi. Il est également possible que les vitesses soient trop faibles dans ces régions proches de la paroi et que la loi de King permettant de convertir la tension du fil chaud en vitesse ne s'applique plus, et ce quel que soit le matériau de la surface. Le micro-anémomètre à fil chaud semble perdre encore plus en précision que le fil chaud classique dans ces zones de l'écoulement mais le recul sur cet anémomètre n'est à l'heure actuelle pas suffisant pour pouvoir expliquer ceci. Le bilan en fin de chapitre discute de la possibilité d'étudier expérimentalement et numériquement les zones à proximité immédiate de la paroi.

5.2. Recherche de stries induites par la rugosité de surface

5.2.1. Comparaisons avec différentes surfaces

La seconde hypothèse privilégiée pour expliquer la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting sur surface rugueuse est la génération de stries par la rugosité de surface. Pour rappel, les stries sont une manifestation physique d'instabilités appelées modes de Klebanoff sous forme de variations transversales de vitesse moyenne de l'écoulement. Comme expliqué dans l'état de l'art (1.4.2), des indices dans ce sens sont fournis par la littérature que ce soit par l'expérience (expériences de Reshotko et Leventhal (1981); Downs *et al.* (2008); Lanzillotta *et al.* (2017) ou le numérique (DNS de Drews *et al.* (2011)). Alors que dans le cas d'une rugosité distribuée, l'élément crucial est la longueur d'onde transversale de la distribution de rugosité, les travaux de Drews mettent en avant le fait que les stries sont générées directement par des pics de rugosité plus élevés que les autres. Il est possible qu'en pratique, la génération de stries soit liée à ces deux caractéristiques de forme, c'est-à-dire que la rugosité doit posséder les longueurs d'ondes transversales correspondant aux perturbations optimales théoriques des stries, et la présence de pics particulièrement élevés de rugosité pourrait déstabiliser l'écoulement et ainsi favoriser la génération de ces stries en augmentant le niveau de perturbations extérieures, au sens du diagramme de Morkovin.

Le fait que la rugosité de surface n'entraîne pas systématiquement la génération de stries serait cohérent avec les résultats de la section précédente selon lesquels aucune déformation du profil de vitesse moyenne n'est observée au-dessus des rugosités testées, tout du moins hors de la région très proche de la paroi.

L'objectif de cette section est donc d'apporter des éléments de réponses aux questions suivantes : la rugosité de surface peut-elle effectivement générer des stries ? Si oui, sont-elles générées par un mécanisme lié aux longueurs d'onde de la rugosité ou uniquement par des mécanismes locaux liés à la géométrie de la rugosité, voire un autre mécanisme indépendant de la longueur d'onde mais plutôt lié par exemple à la hauteur moyenne de rugosité ?

Pour étudier ces questions, des mesures de vitesse moyenne lors de sondages transverses ont été effectuées à l'aval de différentes surfaces et comparées. La figure 5.5 présente de telles mesures faites soit sur plaque lisse, soit avec des inserts rugueux en position 1. Le choix de la position de l'insert rugueux a été fait pour maximiser la taille de la rugosité par rapport à l'épaisseur de la couche limite pour un nombre de Reynolds donné et donc potentiellement générer des stries à plus bas nombre de Reynolds. Ceci est intéressant expérimentalement car plus le nombre de Reynolds est haut, plus le gradient vertical de vitesse est fort dans la couche limite, et donc plus de petites variations de la hauteur du fil chaud par rapport à la plaque plane pendant le sondage transverse peuvent entraîner des variations de vitesse à même de masquer de potentielles stries. Le premier insert rugueux, nommé P1-Ra107 possède la géométrie en damier déjà utilisée précédemment et une rugosité moyenne de 107 μm . Le second n'est pas imprimé en 3D mais est fait à partir d'une feuille de papier de verre de type P40, d'une rugosité moyenne de 90 μm . Il est nommé SP-P40-Ra90 ("SP" pour "Sand Paper"). Les sondages sont effectués dans chaque cas pour trois hauteurs différentes dans la couche limite sur une distance transverse de 50 mm, de

$z = 20$ mm à $z = -30$ mm avec un point tous les 0.5 mm.

Lorsque l'insert en papier de verre SP-P40-Ra90 est monté en position 1, la transition est déclenchée directement sur l'insert pour tous les nombres de Reynolds usuellement utilisés dans ces travaux de thèse. Pour cette raison, le nombre de Reynolds unitaire choisi est plus faible que pour les autres études effectuées, en l'occurrence $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, soit environ 15 m/s. La transition a lieu loin en aval de l'insert (la position n'a pas été mesurée mais l'écoulement est toujours laminaire plus de 100 mm en aval de la zone rugueuse) et de la mesure qui est effectuée à $x = 310$ mm, soit juste en aval de l'insert.

Comme attendu, pour le cas de la configuration lisse de la figure 5.5, les courbes obtenues sont plates à l'exception du bruit de mesure. En cas de présence de modes de Klebanoff générés de manière optimale, des variations transversales très régulières devraient être observées. Alors que les résultats en présence de l'insert P1-Ra107 ne montrent presque aucun écart avec la configuration lisse, de fortes variations transverses apparaissent au contraire en présence de papier de verre, pourtant d'une rugosité moyenne plus faible que l'insert imprimé en 3D. Il apparaît donc clairement sur cette figure que la présence de l'insert P1-Ra107 ne génère pas de stries, ce qui est cohérent avec le fait qu'aucune déformation du profil moyen (sauf éventuellement très proche de la paroi) n'ait été constatée dans la section 5.1 lors d'études effectuées avec ce type d'insert.

La figure 5.6 permet de comparer les spectres de fluctuations de vitesse issus des mesures en aval des inserts P1-Ra107 et SP-P40-Ra90 pour les cas $y/\delta_1 = 0.63$ pour les points situés dans la zone transverse $z=[5.5;20]$ mm. Un très net écart apparaît entre les deux figures : alors que tous les spectres sont superposés dans le cas de l'insert en résine, une grande dépendance à la position transversale est observée pour celui en papier de verre. Quatre zones notables ressortent sur ces spectres : deux pics aux alentours de 75 Hz et 170 Hz qui sont inhérents à la soufflerie et ne sont pas intéressants dans le cadre du phénomène étudié ici ; la zone entre 200 et 500 Hz environ où peut être vue la signature des ondes de Tollmien-Schlichting (NB : la LST prévoit une amplification maximale aux alentours de 215 Hz) ; et la zone des basses fréquences en-dessous de 50 Hz. Il apparaît nettement que les ondes T-S sont bien plus amplifiées dans le cas de l'insert SP-P40-Ra90 en papier de verre que pour l'insert en résine (pour lequel elles ne sont d'ailleurs pas visibles sur le spectre car noyées dans le bruit ambiant). Une augmentation allant jusqu'à un ordre de grandeur de l'énergie en basses fréquences peut également être observée. Or, les modes de Klebanoff sont précisément des instabilités basses fréquences.

Compte-tenu des résultats issus des tracés transverses et des spectres, il est donc probable que les oscillations transversales de vitesse observées avec l'insert en papier de verre soient effectivement des stries. L'augmentation d'énergie à basse fréquence sur le spectre serait directement due à ces stries, qui en déformant le profil moyen de vitesse accélèrent l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, expliquant ainsi également le niveau d'énergie dans la bande de fréquences correspondant à ces instabilités. En revanche, ces stries ne seraient pas générées de manière optimale expliquant ainsi le bruit important observé sur les évolutions transversales montrées sur la figure 5.6.

5.2.2. Etude des oscillations transversales et comparaison avec les perturbations optimales

Afin d'aller plus loin dans l'étude des oscillations transversales de vitesse moyenne observées, leurs longueurs d'ondes et profils verticaux ont été comparés aux perturbations optimales théoriques décrites par Luchini (2000).

Etude de la longueur d'onde des oscillations transversales

Pour rappel, la longueur d'onde transversale théoriquement attendue pour les stries dans un écoulement de Blasius est de l'ordre de $8.1 \delta_1$, comme détaillé dans le paragraphe 1.4.2 de l'état de l'art, soit 7.7 mm pour $x = 310$ mm au nombre de Reynolds unitaire étudié $1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. S'il est délicat de déterminer précisément une longueur d'onde pour les oscillations transversales obtenues pour le cas de l'insert en papier de verre, l'écart entre deux pics de vitesse moyenne successifs

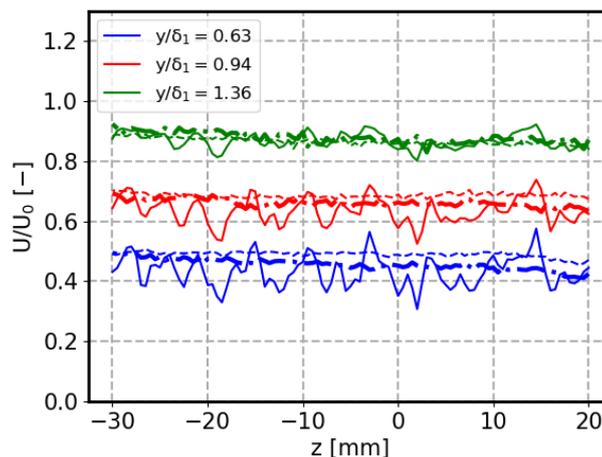


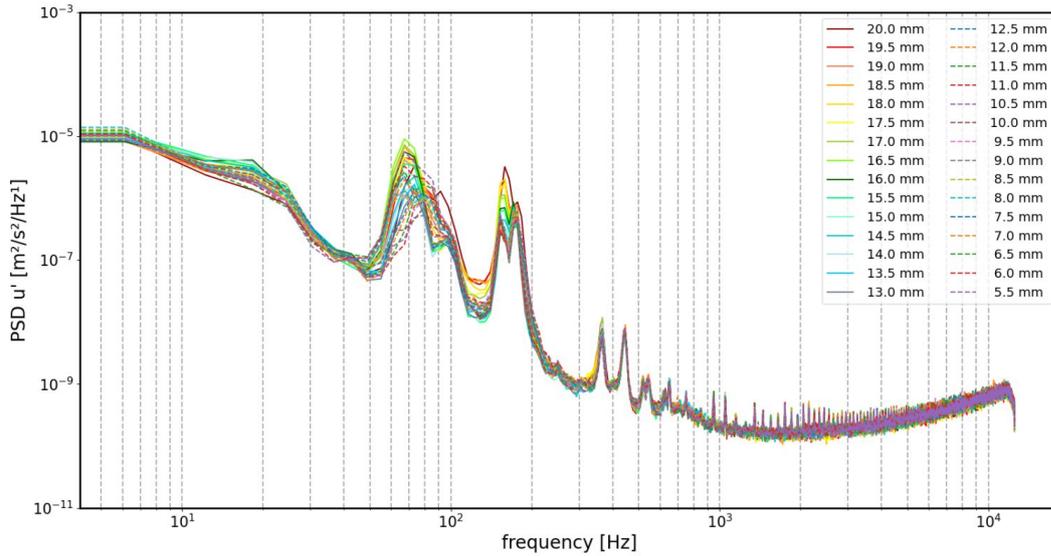
FIGURE 5.5. – Comparaisons de profils transverses adimensionnés pour plusieurs hauteurs dans la couche limite, pour une surface lisse (pointillés) et les inserts SP-P40-Ra90 (ligne continue) et P1-Ra107 (ligne traits-points épaisse) en position 1. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 310 \text{ mm}$.

se situe malgré tout dans une fourchette de 6-7 mm dans la plupart des cas. Afin d'estimer plus précisément cette longueur d'onde, les spectres spatiaux des sondages transverses présentés sur la figure 5.5 ont été tracés sur la figure 5.7.

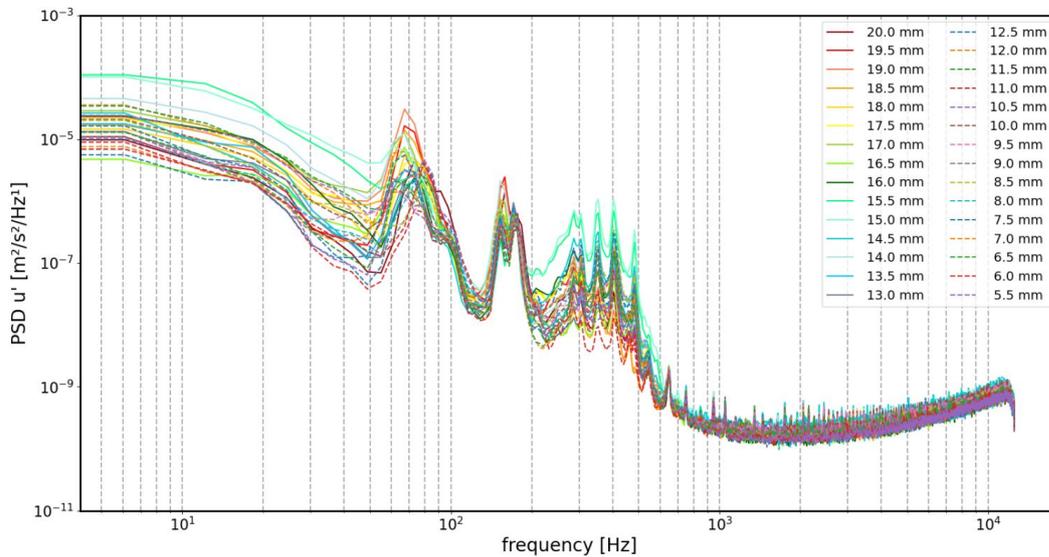
L'intervalle entre deux points de mesure est $\Delta z = 0.5 \text{ mm}$. Le théorème de Nyquist-Shannon définit la longueur d'onde minimale à partir de laquelle le spectre peut être estimé : $\lambda_{z-min} = 2\pi * 2\Delta z \approx 6.28 \text{ mm}$. Les spectres de la figures 5.7 démarrent donc à partir de cette valeur. La résolution d'un tel spectre dépend du nombre de point total du sondage. Pour mieux faire ressortir les longueurs d'onde des sondages transverses de vitesse moyenne effectués, le nombre de points des sondages a donc été artificiellement multiplié par dix en utilisant des signaux de 50 cm composés de dix fois les sondages de 50 mm réalisés. Les points sont indiqués pour la courbe correspondant à l'insert SP-P40-Ra90 pour rendre compte de la résolution mais pas pour les autres afin d'améliorer la lisibilité.

Pour l'insert en papier de verre, de nombreuses longueurs d'ondes peuvent être observées, mais deux pics ressortent particulièrement pour $\lambda_z = 6.4$ et 7.4 mm , ce qui est cohérent avec la valeur estimée ci-dessus et relativement proche de la valeur théorique attendue. Il est intéressant de noter que pour les cas lisse ou avec l'insert P1-Ra107, les mêmes longueurs d'onde semblent ressortir, mais de manière beaucoup moins marquée, notamment pour les deux pics $\lambda_z = 6.4$ et 7.4 mm qui ne sortent pas du lot. De manière quasi systématique, les pics sont plus élevés pour l'insert P1-Ra107 que pour le cas lisse. Il est possible que dans tous les cas, des oscillations, très faibles, soient présentes du fait de perturbations présentes dans l'écoulement de la soufflerie, et que la rugosité de surface exacerbe ces oscillations. Dans le cas où la rugosité possède les caractéristiques adaptées, les oscillations correspondant aux perturbations optimales sont particulièrement amplifiées et prennent le pas sur les autres, comme ceci est le cas pour l'insert SP-P40-Ra90.

Comme expliqué précédemment, la génération de stries par la rugosité pourrait notamment être facilitée par le fait que la rugosité de surface possède des longueurs d'ondes transversales identiques à celles des stries préférentiellement amplifiées dans la couche limite selon la théorie des perturbations optimales. Afin de vérifier que cette hypothèse est cohérente avec l'expérience effectuée, les spectres de rugosité transverse des inserts P1-Ra107 et SP-P40-Ra90 ont été tracés sur la figure 5.8. Pour ces spectres issus de mesures effectuées avec le Gocator 2320, l'intervalle Δz est de $20 \mu\text{m}$ et d'après le théorème de Nyquist-Shannon, l'amplitude correspondant aux longueurs d'onde supérieures à $250 \mu\text{m}$ peut donc être déterminée. Comme pour les spectres des sondages transverses présentés ci-dessus, les marqueurs ne sont indiqués que pour une seule courbe afin de montrer la résolution tout en maintenant la lisibilité de la figure.



(a) Insert P1-Ra107



(b) Insert SP-P40-Ra90

FIGURE 5.6. – Spectres de fluctuations de vitesse pour différentes positions en envergure dans la bande $z=[5.5;20]$ mm, $y/\delta_1 = 0.63$, $Re=1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Il ressort de ces spectres que le papier de verre possède un spectre bien plus riche, avec des valeurs plus élevées en dehors de la zone aux alentours de $\lambda_z = 2$ mm. En particulier, dans les ordres de grandeurs correspondant aux longueurs d'onde des stries observées, la PSD du papier de verre contient un pic à $\lambda_z = 6.3$ mm environ 25 fois plus haut que le pic à $\lambda_z = 6.45$ mm de l'insert P1-Ra107. L'hypothèse selon laquelle les stries sont générées par des longueurs d'onde particulières de rugosité est donc cohérente avec les résultats obtenus ici.

Etude des profils de couche limite dans les stries

Afin de confirmer le fait que les oscillations observées sont bien dues à un phénomène de croissance transitoire, des profils de couche limite ont été effectués à différentes positions transversales et comparés au profil donné par la théorie des perturbations optimales de Luchini (2000). Il est à noter que les mesures dans cette section n'ont pas été effectuée dans les mêmes conditions que les

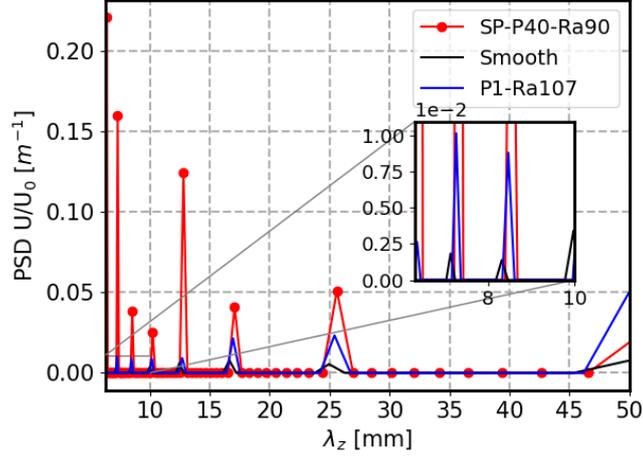


FIGURE 5.7. – Spectres spatiaux des sondages transverses présentés sur la figure 5.5

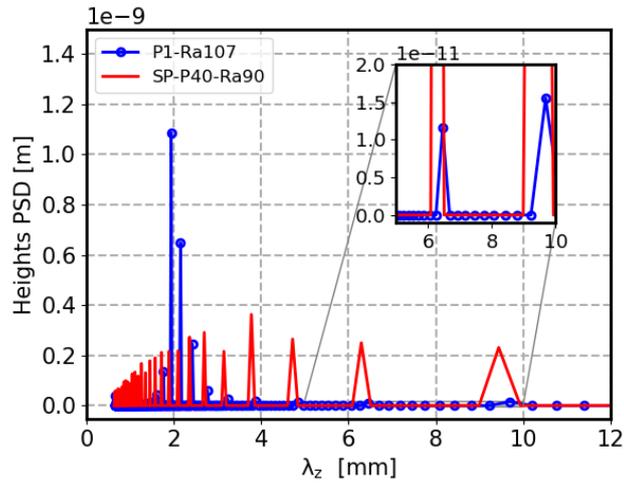


FIGURE 5.8. – Comparaison des spectres de rugosité transversale des inserts P1-Ra107 et SP-P40-Ra90

précédentes : les stries sont ici générées au moyen de deux inserts recouverts de papier de verre P40 en position 1 et 2. L'objectif initial était de générer des stries plus marquées, mais aucune différence notable par rapport au cas précédent n'est en fait observable. Comme le montre la figure 5.9, là encore de fortes oscillations transversales sont observées. Des mesures de profils de vitesse moyenne ont alors été effectués pour :

- $z = -7$ mm, soit au niveau d'un pic de U/U_0
- $z = -4$ mm, soit au niveau d'un creux de U/U_0
- $z = -5.5$ mm, soit au niveau d'un noeud de U/U_0

Contrairement à la première partie de ce chapitre, et de manière cohérente avec la présence de stries dans l'écoulement, des déformations de profil moyen peuvent être observées en se déplaçant transversalement dans l'écoulement, comme illustré sur la figure 5.10 où sont comparés les profils de couche limite dans les pic, noeud et creux cités précédemment.

Les mesures effectuées sont ensuite exploitées de deux manières différentes pour faire apparaître un profil de strie : en faisant la différence des profils moyens de couche limite entre deux essais (voir figure 5.11), et en intégrant l'énergie des fluctuations de vitesse dans une bande de fréquences donnée (figure 5.12). Pour effectuer la différence entre deux profils moyens dont les points expérimentaux ne sont pas exactement aux mêmes hauteurs adimensionnées, un maillage fin identique pour les deux cas est défini, et les données expérimentales sont interpolées sur ce maillage, d'où

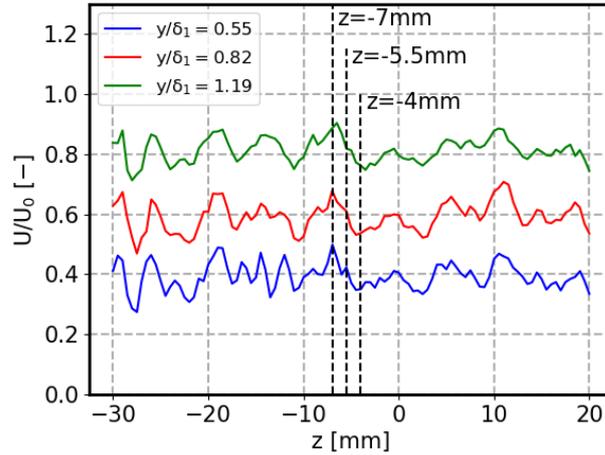


FIGURE 5.9. – Comparaisons de profils transverses adimensionnés pour plusieurs hauteurs, à $x = 410$ mm, pour deux inserts SP-P40-Ra90 en positions 1 et 2. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Les lignes en pointillées signalent les pic ($z = -7$ mm), noeud (-5.5 mm) et creux (-4 mm) étudiés

le fait que soient affichées des lignes continues au lieu des habituels points expérimentaux sur la figure 5.11. Les profils obtenus sont systématiquement comparés au profil de référence issu de la théorie des perturbations optimales de Luchini (2000). Sur la figure 5.12, les profils sont de plus comparés à des profils issus d'une configuration lisse. Si les modes de Klebanoff sont des instabilités basses fréquences, les expériences dans la littérature visant à retrouver le profil de Luchini (2000) utilisent le signal u' complet et non pas filtré (voir par exemple Veerasamy *et al.* (2021)). Le signal utilisé est alors u' dans la bande $[0; 7000]$ Hz, soit le spectre complet à l'exception de la bande des très hautes fréquences dans laquelle la vibration mécanique du fil chaud peut avoir un impact sur les spectres.

Les différents profils obtenus, sans être incohérents, ne montrent pas un excellent accord avec le profil de Luchini (2000). Ceci ne signifie pas pour autant qu'il ne s'agit pas d'un phénomène de croissance transitoire. Il est en effet plus difficile de générer de manière optimale ce phénomène avec de la rugosité que par une excitation par des structures turbulentes extérieures. En particulier, il est fréquent que le pic de u' soit atteint plus bas que la hauteur $y/\delta_1 = 1.3$ théorique, comme c'est par exemple le cas pour l'expérience de Downs *et al.* (2008) et la DNS complémentaire de Drews *et al.* (2011) où la hauteur du maximum de u' évolue en fonction de l'abscisse et est dans toutes les mesures présentées très inférieure à 1.3.

Les comparaisons avec un cas lisse, même si les mesures ne sont pas effectuées au même nombre de Reynolds et à la même abscisse, montrent également un décalage vers le bas du maximum d'énergie en présence de rugosité. L'augmentation du ratio entre la valeur maximale de la courbe et celle de la zone extérieure couche limite témoigne de plus d'une augmentation du niveau maximal d'énergie. Ces deux observations sont cohérentes avec la présence de stries générant de l'énergie à une altitude relativement faible de la couche limite.

5.2.3. Etude de l'influence de la longueur d'onde de rugosité sur la génération de stries

Les sections précédentes montrent clairement qu'en fonction de sa géométrie, une surface rugueuse peut conduire ou non à la génération de stries, sans permettre de conclure précisément sur les influences respectives des longueurs d'onde de rugosité et de la présence de nombreux pics très marqués sur la surface rugueuse. Afin d'avancer sur cette problématique, une nouvelle forme de rugosité a été testée. Celle-ci a été pensée pour qu'elle comporte des longueurs d'onde transversales les plus proches possible de celles des stries générées par le papier de verre, et pour que

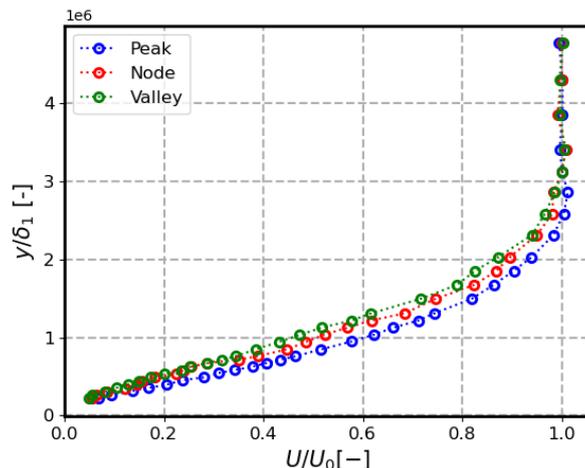


FIGURE 5.10. – Comparaison des couches limites dans les pic, noeud et creux d’une strie. Inserts SP-P40-Ra90 en Pos. 2+3. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. $x = 410 \text{ mm}$.

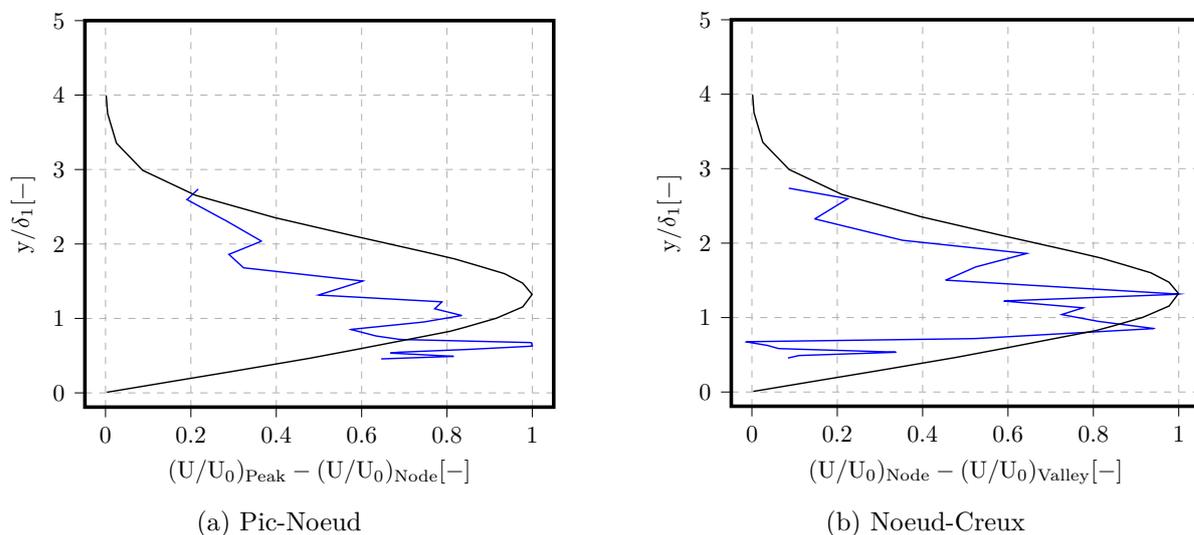


FIGURE 5.11. – Différence entre les profils de vitesse moyenne dans (a) un pic et un noeud et (b) un noeud et un creux, le profil noir correspond à la théorie de Luchini (2000)

sa surface ne comporte pas de pics. Cette forme, visible sur la figure 5.13a est très similaire à celle du motif P1 en damier, mais la longueur d’onde transversale a été augmentée de 2 mm à 6 mm. La rugosité moyenne mesurée étant de 130 μm , cet insert est nommé P3-Ra130. Comme montré sur la figure 5.13b, le spectre de rugosité transversale est maximal aux alentours de 6.5 mm, avec une valeur environ dix fois supérieure à celle du papier de verre pour le pic correspondant, dont le spectre de rugosité a été présenté précédemment sur la figure 5.8.

Les résultats obtenus avec cet insert en position 1 sont tracés et comparés avec les précédents résultats sur la figure 5.14. Comme pour la surface en papier de verre, et à l’inverse de l’insert P1-Ra107, des oscillations transversales de vitesse moyenne très marquées peuvent être observées. La différence entre les résultats inserts P1-Ra107 et P3-Ra130 suggère donc que les longueurs d’onde transversales de la rugosité sont effectivement un paramètre primordial pour la génération de stries par la rugosité de surface.

Il est cependant remarquable de constater que malgré le fait que les valeurs de la PSD autour de $\lambda = 6.5 \text{ mm}$ soient bien plus élevées pour l’insert P3-Ra130 que pour l’insert SP-P40-Ra90, les oscillations sont plus marquées et de plus grande amplitude pour le second. Il est possible que la longueur d’onde utilisée ne soit pas parfaitement la bonne pour générer le phénomène de

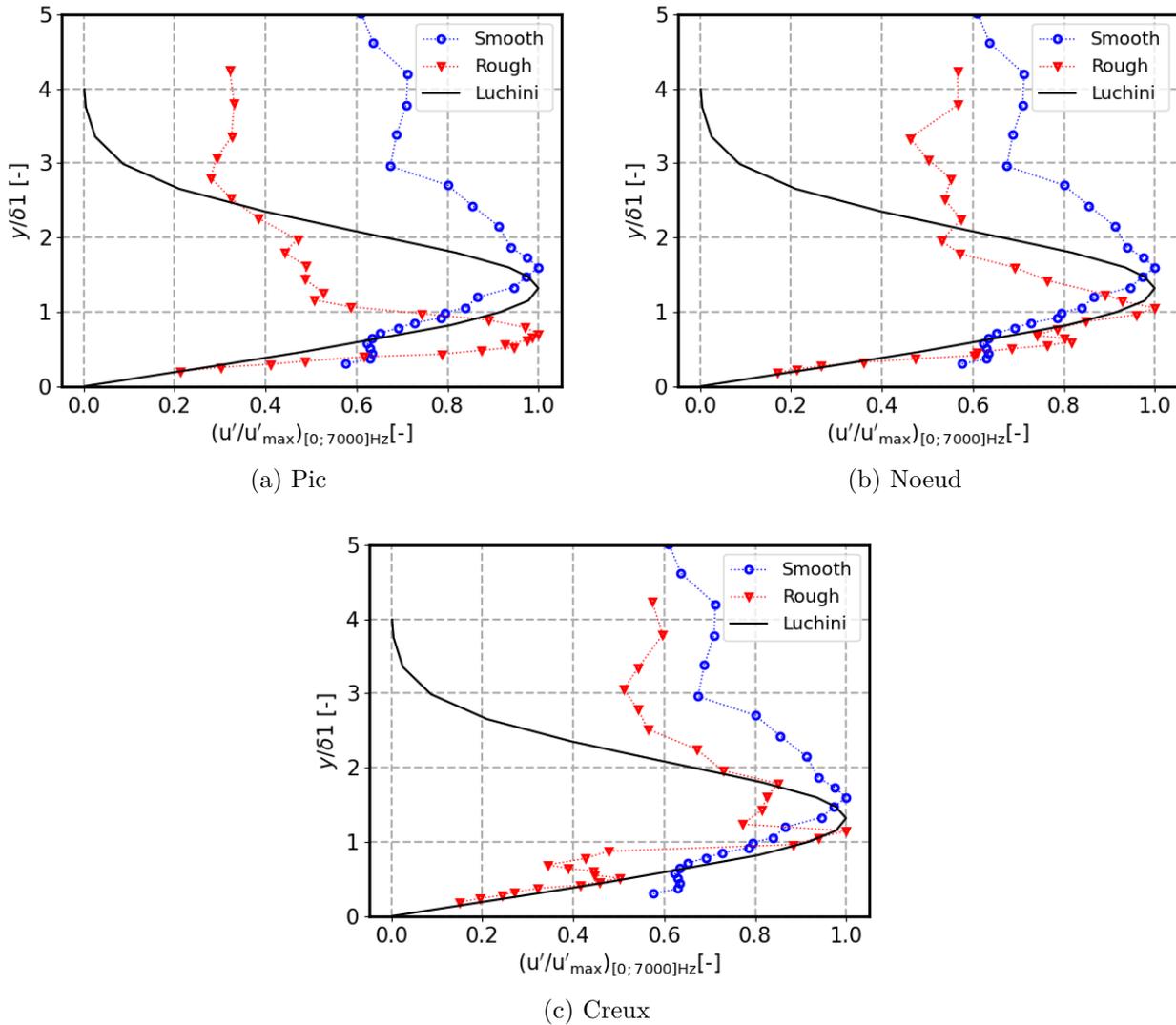


FIGURE 5.12. – Profil du signal u' dans les différentes parties de la strie. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $x = 310 \text{ mm}$. Comparaison avec cas lisse $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $x = 390 \text{ mm}$ et la théorie de Luchini (2000)

croissance transitoire optimale, mais il est aussi envisageable que la distribution des hauteurs ne soit pas le seul facteur à prendre en compte. Comme évoqué au début de cette section, une surface comportant des pics de rugosité très marqués pourrait favoriser la déstabilisation de l'écoulement et donc la génération de stries par rapport à une surface plus régulière comme celle de l'insert P3-Ra130.

De manière cohérente avec les observations précédentes, les spectres de fluctuations de vitesse issus de ces mesures, présentés sur la figure 5.15 sont à mi-chemin entre ceux des inserts SP-P40-Ra90 et P1-Ra107, avec des variations d'énergie observées dans les basses fréquences, et dans la zone des ondes de Tollmien-Schlichting, mais de manière beaucoup moins marquée que pour l'insert SP-P40-Ra90. Physiquement, ceci signifie que l'insert P3-Ra130 génère effectivement des stries, mais d'amplitudes modérées et qui influencent donc faiblement la croissance des ondes de Tollmien-Schlichting.

Extension pour d'autres nombres de Reynolds unitaires

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent clairement que pour le nombre de Reynolds unitaire $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, les inserts majoritairement utilisés (motif P1 en damier et P2 en

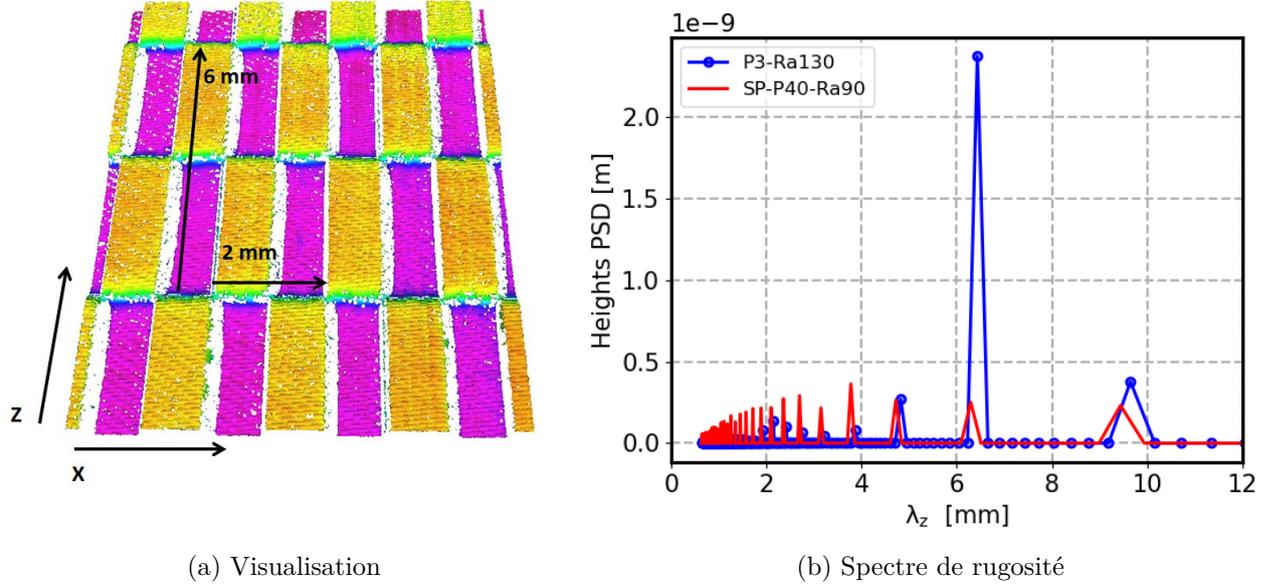
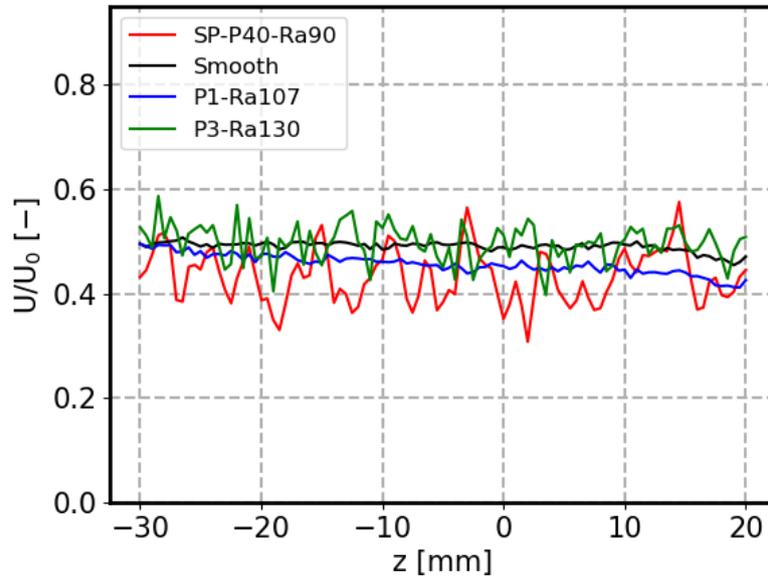


FIGURE 5.13. – Visualisation et spectres de rugosité de l'insert P3-Ra130


 FIGURE 5.14. – Comparaisons de sondages transverses à $y/\delta_1 = 0.63$ pour une surface lisse et pour les inserts P1-Ra107, SP-P40-Ra90 et P3-Ra130 en position 1 ($Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 310 \text{ mm}$)

dômes) lors de cette thèse dont la principale longueur d'onde de rugosité transversale est de 2 mm n'engendrent pas l'apparition de stries. Cependant, lorsque le nombre de Reynolds augmente, la longueur d'onde optimale, $\lambda_z = 8.1\delta_1$, diminue. Il est donc important de savoir si dans certains cas cette longueur d'onde λ_z pourrait s'approcher de 2 mm.

Les cas donnant la plus faible longueur d'onde optimale pour la génération de stries λ_z , sont ceux pour lesquels l'épaisseur de déplacement δ_1 au niveau de la rugosité est la plus faible ; ceci correspond donc aux cas pour lesquels le nombre de Reynolds unitaire est maximal ($4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) et l'insert rugueux le plus en amont possible, donc en position 1. Or, pour ces cas là, $\lambda_z = 3.1 \text{ mm} > 2 \text{ mm}$.

Ceci signifie donc que, tous les cas utilisant les inserts imprimés avec les motifs P1 et P2 ne généreront *a priori* pas de phénomène de croissance transitoire.

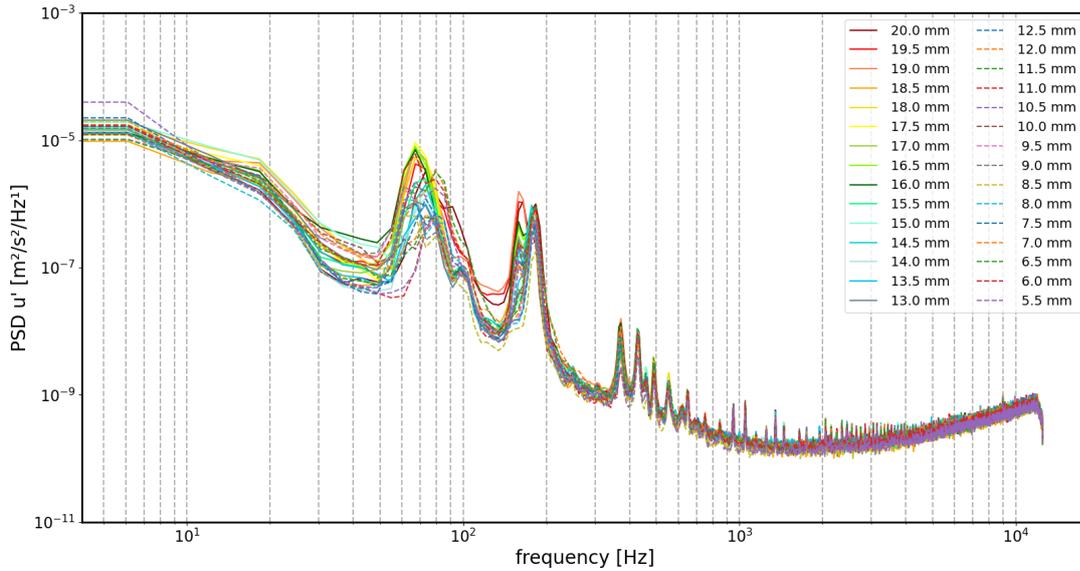


FIGURE 5.15. – Spectres de fluctuations de vitesse pour différentes positions en envergure dans la bande $z=[5.5;20]$ mm avec l'insert P3-Ra130 en position 1. $y/\delta_1 = 0.63$, $Re=1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $x = 310 \text{ mm}$

5.3. Comparaison avec la littérature

Si les résultats obtenus sur la non déformation du profil moyen hors de la zone proche paroi, et sur la génération de stries par la rugosité de surface semblent conformes avec la littérature, il est cependant surprenant que lors de deux études expérimentales de [Corke et al. \(1986\)](#) et [Reshotko et Leventhal \(1981\)](#), où des plaques planes sont rendues rugueuses avec des feuilles de papier de verre (hors bord d'attaque lisse), les auteurs ne constatent aucune déformation du profil de couche limite, donc aucune strie. Ce phénomène n'était pas connu à l'époque et les auteurs n'ont donc pas cherché à en détecter, mais il est hautement improbable que tous les profils effectués soient tous dans des zones donnant lieu à la même déformation.

Une explication possible pourrait être les faibles vitesses lors de ces expériences, en l'occurrence 4.8 et 6.2 m/s pour Corke. La rugosité utilisée est plus grande que celles des expériences présentées dans ce travail de thèse, mais la comparaison est difficile car la valeur donnée est celle de la taille moyenne du grain (1.04 mm) et non pas celle de la rugosité moyenne qui est bien inférieure, et il est impossible de trouver cette information en cherchant la référence du papier de verre. En considérant un R_a de 200 μm , qui débute sur la plaque plane à $x = 50 \text{ cm}$ et la vitesse de 4.8 m/s pour laquelle Corke montre des profils de couche limite, on obtient un ratio $R_a/\delta_1 \approx 0.1$. Pour l'expérience réalisée dans cette thèse, le papier de verre démarre à $x = 213.8 \text{ mm}$, possède une rugosité moyenne de 90 μm , ce qui donne pour le nombre de Reynolds unitaire de $1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ un ratio $R_a/\delta_1 \approx 0.11$, soit une valeur relativement proche de celle de Corke. L'absence de stries ne peut donc pas s'expliquer par ceci. D'autres explications peuvent être envisagées (la rugosité du papier de verre ne possède pas les bonnes longueurs d'onde pour exciter les stries, les stries sont très larges du fait du faible nombre de Reynolds etc.) mais sont très hasardeuses en l'absence d'informations supplémentaires. La présence de stries ne peut de plus pas être complètement exclue, car des instabilités basses fréquences observées par [Reshotko et Leventhal \(1981\)](#) pourraient également être un signe de la présence d'un phénomène de croissance transitoire comme envisagé par [Reshotko \(2001\)](#).

Bilan

Ce chapitre fournit des éléments de réponse concernant les mécanismes par lesquels la rugosité de surface peut influencer l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Les essais effectués montrent qu'en présence d'une telle rugosité, des stries peuvent effectivement être générées, conformément à l'hypothèse de Reshotko (2001) et l'expérience de Downs *et al.* (2008), et mettent en avant le lien entre les longueurs d'onde de rugosité transverses et celles des stries générées. Ceci peut être relié aux phénomènes connus dans le cadre de la rugosité distribuée, pour laquelle le lien entre la longueur d'onde transversale de rugosité et le phénomène de croissance transitoire est clairement établi.

D'autres paramètres de forme semblent cependant influencer, comme la présence de pics de rugosité qui pourrait faciliter la génération de stries par rapport à des surfaces moins abruptes mais de rugosité moyennes égales, comme le laissaient penser les conclusions de Drews *et al.* (2011). L'influence de la hauteur moyenne de rugosité à forme égale n'a pas été étudiée, mais devrait probablement être aussi un critère important, une augmentation de la hauteur pouvant être assimilée à une augmentation des perturbations extérieures dans le diagramme de Morkovin.

En revanche, il apparaît clairement qu'il existe des cas dans lesquels la rugosité décale vers l'amont la position de transition sans pour autant générer de stries. Il existe donc un autre mécanisme par lequel les ondes de Tollmien-Schlichting sont suramplifiées. L'hypothèse privilégiée est celle d'une déformation du profil de couche limite dans les zones très proches de la paroi. Les résultats effectués ont un temps laissé supposer la présence d'un point d'inflexion dans le profil de couche limite, mais il est délicat de trancher quant au fait que ce soit le résultat d'un artefact de mesure ou une vraie caractéristique de l'écoulement. Si le fait que la rugosité de surface induise une déformation du profil très proche de la paroi reste probable, les travaux effectués ici montrent que la technologie d'anémométrie à fil chaud n'est pas adaptée pour observer une telle déformation. En dehors de cette zone très proche paroi et en l'absence de stries, aucune déformation de la couche limite n'a été observée.

Il semble très délicat de pouvoir étudier expérimentalement les régions proches des parois rugueuses, même avec d'autres types de métrologie. Les méthodes optiques telles que la LDV ou la PIV requièrent un ensemencement de l'écoulement, mais ceci fonctionne mieux dans une couche limite turbulente, pour laquelle le mélange est plus efficace que pour une couche limite laminaire où les particules auront tendance à suivre les lignes de courant et s'éloigner de la surface. L'accès optique difficile entre les rugosités et l'éblouissement proche de la paroi rendent probablement l'étude de l'écoulement compliquée entre les rugosités par la PIV. Il pourrait en revanche peut-être être envisageable d'observer l'écoulement au-dessus des maxima de la surface. La mesure entre les rugosités avec la LDV pourrait être tentée, mais il est fort possible que la résolution spatiale soit trop faible pour pouvoir effectivement mesurer une potentielle inflexion de la couche limite. Le plus efficace pour continuer cette étude serait sans doute l'utilisation d'outils numériques telle que la DNS, qui semble envisageable pour des rugosités académiques permettant d'exploiter les symétries de l'écoulement.

Les deux chapitres de cette partie ont permis de mieux appréhender les effets de la rugosité de surface sur la couche limite laminaire et le développement des ondes de Tollmien-Schlichting d'un point de vue phénoménologique. Les chapitres de la partie suivante sont eux consacrés à des études plus qualitatives et paramétriques en étudiant respectivement les effets de la hauteur moyenne et de la longueur de la zone rugueuse.

Quatrième partie

Partie IV : étude paramétrique de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting

Si la partie précédente a permis d'avancer sur la compréhension du phénomène de déstabilisation des ondes de Tollmien-Schlichting par la rugosité de surface, elle n'aide toutefois pas à répondre une question majeure : dans quelle proportion la position de transition est-elle avancée en présence d'une rugosité donnée par rapport à une surface lisse ? L'objectif de cette partie est d'apporter des éléments de réponse à cette question dans l'optique de la mise en place d'un modèle permettant de prendre en compte la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting dans le calcul du facteur N pour une configuration donnée.

Pour cela, deux paramètres *a priori* très influents sont étudiés : la longueur de la zone rugueuse et sa hauteur relativement à l'épaisseur de la couche limite. L'influence de la position longitudinale de la rugosité est aussi étudiée car ce paramètre est intimement lié à celui de la hauteur ; il est en effet crucial pour la généralisation des résultats sur l'étude de la hauteur de rugosité de savoir si l'effet sur les ondes T-S d'un ratio R_a/δ_1 donné est le même partout dans la couche limite (hors zone où la réceptivité est influencée). Sauf précision, pour tous les résultats présentés, la rugosité de surface ne génère pas de stries et la déstabilisation des ondes de Tollmien-Schlichting est, *a priori*, le seul fait de la déformation du profil moyen de couche limite très proche de la paroi.

Etude de l'influence de la taille et de la position de la rugosité sur la suramplification des ondes T-S

Le paramètre le plus utilisé en terme de caractérisation de la rugosité est la hauteur moyenne de rugosité R_a . De même, dans la littérature, pour les études portant sur l'influence de la rugosité de surface sur la transition de la couche limite, ce paramètre, ou de manière équivalente la rugosité quadratique moyenne, est le plus souvent le seul utilisé. L'objectif de ce chapitre est de mieux comprendre la façon dont ce paramètre influe sur la position de transition en utilisant des rugosités de motifs identiques mais de tailles différentes. Si les autres paramètres de rugosité ne sont pas étudiés directement, plusieurs formes de rugosités sont testées afin de confirmer ou non l'importance prépondérante de la rugosité moyenne par rapport aux autres paramètres.

Il convient d'ajouter à cela le fait que les paramètres de taille et de position longitudinale de la zone rugueuse sont liés, car la taille de la rugosité relativement à la hauteur de couche limite dépend de sa localisation dans l'écoulement. Se pose alors la question suivante : deux rugosités placées à deux positions longitudinales différentes de la couche limite mais avec une même taille relative à celle-ci auront-elles le même impact sur le développement des ondes de Tollmien-Schlichting ? Cette question fondamentale pour la mise en place d'un modèle utilisant la hauteur moyenne de rugosité est également étudiée dans ce chapitre en comparant les résultats obtenus avec des rugosités placées différemment mais avec le même ratio R_a/δ_1 .

Pour apporter des éléments de réponse à ces questions, les résultats des mesures de positions de transition avec rugosité effectuées lors de ces travaux de thèse sont systématiquement tracés en terme de N_T et de ΔN , et sont regroupés en fonction de divers paramètres (insert utilisé, taille, position, nombre de Reynolds etc.), afin de faire émerger certaines tendances. Les résultats en terme de positions de transition et de nombres de Reynolds de transition Re_{X_T} sont fournis dans l'annexe B afin de faciliter d'éventuelles comparaisons futures.

Sommaire

6.1. Comparaison des différentes rugosités de surface	128
6.2. Etude de l'influence de la position longitudinale de la rugosité de surface	128
6.3. Etude d'un comportement asymptotique au-delà d'une certaine valeur de rugosité	129
6.4. Etude de l'influence du nombre de Reynolds	131
6.5. Proposition d'un modèle basé sur la hauteur moyenne adimensionnée de la rugosité	132
6.5.1. Modélisation par régression linéaire	132
6.5.2. Comparaison avec la littérature	132

6.1. Comparaison des différentes rugosités de surface

Afin d'étudier l'influence de différentes surfaces rugueuses sur la position de transition, des sondages longitudinaux ont été effectués en aval d'inserts rugueux composés des motifs P1 (en damier), P2 (en dômes) ou P3 (en damier avec une longueur d'onde transversale de 6 mm). Chacun de ces inserts rugueux est monté en position 1, 2 ou 3 et les deux autres inserts sont lisses. Les positions de transition sont systématiquement mesurées pour les nombres de Reynolds unitaires 2.8, 3.1, 3.5, 3.8, 4.1 et 4.3 $\times 10^6 \text{ m}^{-1}$. La limite basse de 2.8 été choisie pour éviter tout effet potentiel de sur-réceptivité comme expliqué dans le chapitre 4.

Les résultats en termes de position de transition effectués lors de cette expérience ont dans un premier temps été tracés sur les figures 6.1a et 6.1b qui montrent l'évolution de N_T et ΔN en fonction de la hauteur moyenne de rugosité adimensionnée. Sur ces deux premières figures, chaque couleur correspond à un insert à une position donnée (seul le nombre de Reynolds unitaire varie pour une couleur donnée).

Plusieurs caractéristiques remarquables sont observables. Dans un premier temps, si une partie des courbes de la figure 6.1a évolue de manière décroissante et monotone, environ la moitié présente cette forme de plateau voire croissante à haut nombre de Reynolds décrite dans le chapitre 4. Il peut cependant être constaté que les variations de N_T induites par ce phénomène non entièrement expliqué, sans être négligeables, sont relativement faibles par rapport aux variations globales de N_T engendrées par la rugosité.

En comparant les courbes issues d'un même insert mais à différentes positions, un très bon alignement peut être constaté. Ceci est particulièrement visible pour les courbes de l'insert P1-Ra107 en positions 1 et 3 du fait de leur isolement sur le graphique, mais fonctionne aussi avec les autres cas : P1-Ra67 en positions 1 et 3, P1-Ra61 en positions 1, 2 et 3, P1-Ra24 en positions 1 et 3 et P2-Ra24 en positions 1 et 3. Pour les rugosités moyennes inférieures voire égales à 67 μm , donc pour $R_a/\delta_1 \leq 0.15$ sur ces graphiques, les courbes de variations de N_T induites par la rugosité s'imbriquent globalement bien les unes avec les autres pour former une tendance : en augmentant le ratio R_a/δ_1 , le facteur N_T diminue de manière quasiment linéaire, avec une pente similaire à celle obtenue pour les courbes des différents inserts.

Pour cette partie des données, l'analyse de ces deux premières figures laisse donc penser qu'il est pertinent de tracer les évolutions des grandeurs N_T et ΔN en fonction du ratio R_a/δ_1 , ce qui sous-entend deux potentiels résultats intéressants : l'adimensionnement de la rugosité moyenne par l'épaisseur de déplacement est pertinent, et la rugosité moyenne est effectivement un paramètre majeur pour caractériser l'influence de la rugosité de surface sur la position de transition. Ces résultats restent cependant à confirmer car le nombre d'inserts est relativement restreint, et une forme de rugosité, le motif P1, à damier, est très majoritairement représentée. De plus, les deux autres formes utilisées sont également constituées de motifs académiques et aucun n'est donc réellement représentatif d'une surface aléatoire.

En revanche, en comparant les résultats pour des rugosités différentes, au-delà de 67 μm , donc les cas pour lesquels $R_a/\delta_1 > 0.15$, un comportement très différent est observé et l'augmentation de la rugosité ne semble presque plus influencer sur les valeurs de N_T , et donc ΔN . Ceci est discuté dans la section 6.3 ci-dessous.

6.2. Etude de l'influence de la position longitudinale de la rugosité de surface

Le bon alignement des courbes issues d'un même insert à différentes positions longitudinales et la pertinence observée du ratio R_a/δ_1 pour $R_a \leq 67 \mu\text{m}$ sous-entend également un autre résultat très important : la position longitudinale de la surface rugueuse, à hauteur moyenne de rugosité adimensionnée constante, pourrait ne pas avoir d'influence sur l'amplification ondes de Tollmien-

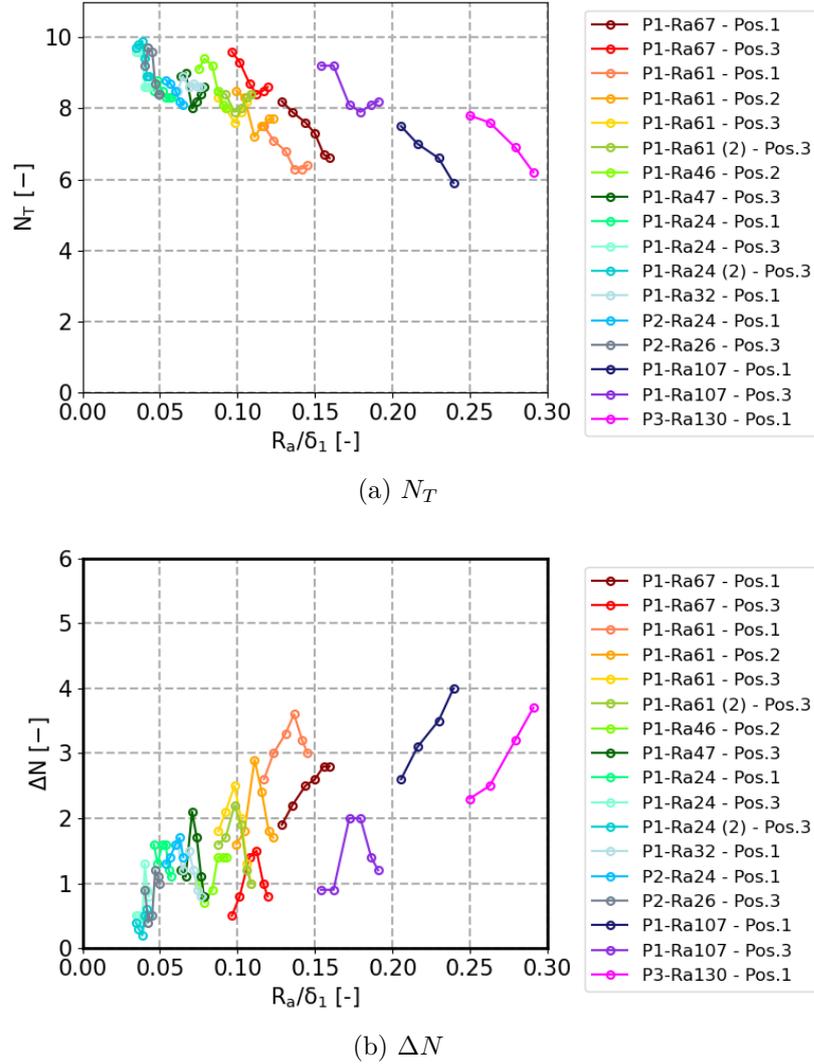


FIGURE 6.1. – Tracés des évolutions N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont triées par inserts et position de l'insert

Schlichting. Afin de mieux mettre ceci en évidence, les résultats précédents ont été retracés sur les figures 6.3a et 6.3b, mais en séparant cette fois-ci les points de mesures en fonction de la position des inserts sur la plaque plane.

Ceci permet de visualiser qu'aucune corrélation ne peut être observée entre la position de l'insert rugueux et la variation de N_T ou ΔN confirmant ainsi, pour les mesures effectuées dans le cadre de cette expérience, que ce paramètre n'a pas d'influence.

Ce raisonnement fonctionne également pour les cas où $R_a > 67 \mu\text{m}$ comme le montre le cas de l'insert P1-Ra107, soit les six points verts et les cinq rouges situés entre $R_a/\delta_1 = 0.15$ et $R_a/\delta_1 = 0.25$. Ces points ne sont pas alignés avec l'ensemble des autres données, mais leur alignement entre eux montre que cet insert, à R_a/δ_1 égal, donne une même variation de facteur N quelle que soit sa position.

6.3. Etude d'un comportement asymptotique au-delà d'une certaine valeur de rugosité

Afin de mieux mettre en évidence le comportement asymptotique évoqué précédemment entre les rugosités inférieures et supérieures à $67 \mu\text{m}$, les résultats ont été retracés en les regroupant en

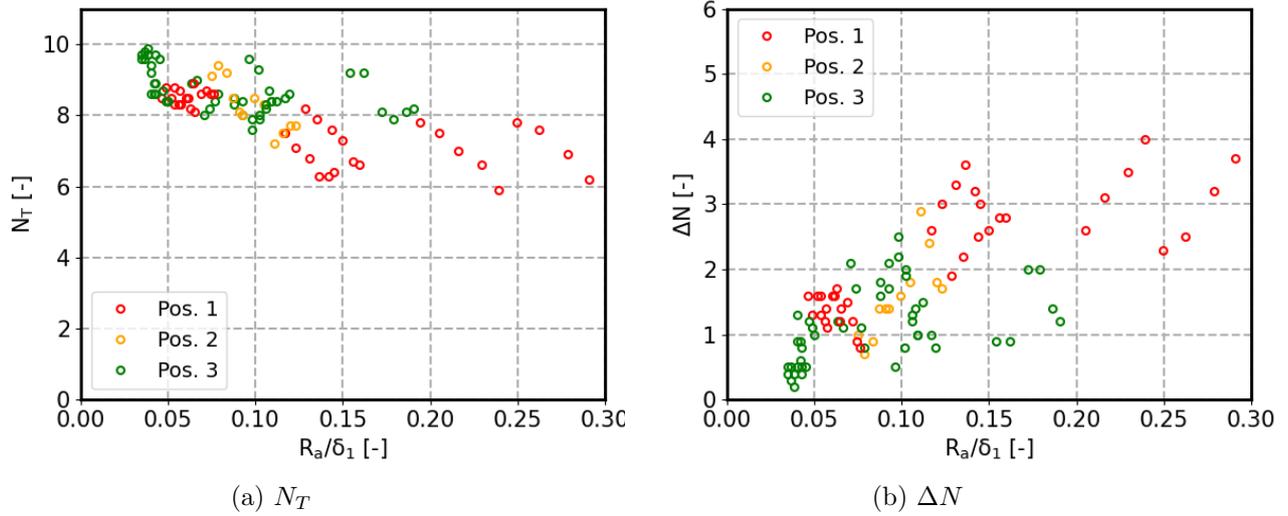


FIGURE 6.2. – Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont séparées en fonction de la position de la surface rugueuse sur la maquette

fonction de ce critère sur les figures 6.3a et 6.3b. Il peut être observé, comme expliqué ci-dessus, que pour des valeurs inférieures ou égales à $67 \mu\text{m}$, les données sont relativement bien groupées le long d'une tendance presque linéaire, ce qui ne fonctionne plus du tout au-delà de cette valeur seuil.

Une hypothèse pour expliquer cette observation est la possibilité qu'au-delà d'une certaine valeur de rugosité, l'écoulement ne pénètre plus au fond de la cavité constituant la surface rugueuse. Des zones de recirculation se forment au fond de cette cavité, et tout se passe pour l'écoulement comme si la rugosité était moins profonde qu'elle ne l'est en réalité. Ce phénomène a été étudié dans le cadre de rugosités 2D localisées telles que les rainures, par exemple par [Beguet et al. \(2017\)](#), qui reprend également des résultats d'expériences antérieures effectuées à l'ONERA. Un résultat important est l'influence d'un paramètre nommé rapport d'aspect, soit le ratio hauteur/longueur de la rainure : un effet de déstabilisation des ondes de Tollmien-Schlichting croissant par la cavité est observé tant que le rapport d'aspect est inférieur à 0.2, puis devient presque constant entre 0.2 et 0.7, les valeurs supérieures n'ayant pas pu être étudiées.

La rugosité en damier utilisée dans la majeure partie des essais pourrait être assimilée à des cavités, car, bien que limitées en envergure, les rugosités composant ce damier ne peuvent être contournées par le fluide. Or, le rapport d'aspect des rugosités pour les inserts ayant une rugosité moyenne de $67 \mu\text{m}$, faisant 1 mm de long et environ $185 \mu\text{m}$ de profondeur vaut $0.185/1=0.185$, soit très proche de la valeur limite 0.2.

Il est donc tout à fait envisageable que, pour la forme de rugosité utilisée, $R_a = 67 \mu\text{m}$ soit la valeur limite au-delà de laquelle la "profondeur effective" des rugosités ne change plus. Si cette hypothèse s'avérait exacte, ce résultat serait évidemment très dépendant de la forme de la rugosité. Pour une rugosité telle que le motif P2 composée de dômes écartés les uns des autres, soit des rugosités uniquement positives, il ne peut exister de zones où l'écoulement ne circule pas, ou alors ces zones sont très limitées dans le sillage aval des rugosités. Pour faciliter la compréhension de ce raisonnement, les formes des motifs P1 et P2 sont remontrées sur les figures 6.4a et 6.4b.

Pour rappel, le motif P3 est très similaire au motif P1, seule la longueur d'onde transversale est différente (6 mm contre 2 mm). Le fait que l'insert P3-Ra130 donne des résultats en terme de N_T et ΔN très similaires à ceux de l'insert P1-Ra107 est donc cohérent avec cette hypothèse. Pour le motif P2, aucun insert avec une rugosité moyenne supérieure à $67 \mu\text{m}$ n'a été testé, car une même hauteur des motifs rugueux donne une rugosité moyenne R_a bien plus faible pour ce motif que pour les motifs P1 ou P2. Une rugosité moyenne de $67 \mu\text{m}$ nécessiterait donc de très

hautes rugosités qui seraient critiques pour les nombres de Reynolds utilisés.

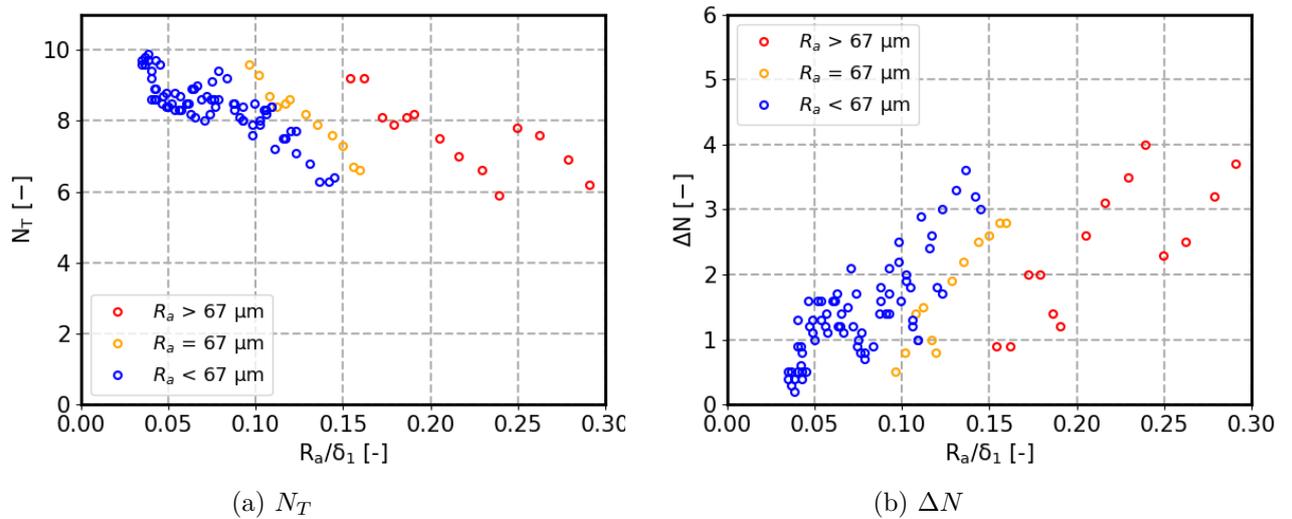


FIGURE 6.3. – Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont séparées en fonction de la hauteur dimensionnée de rugosité.

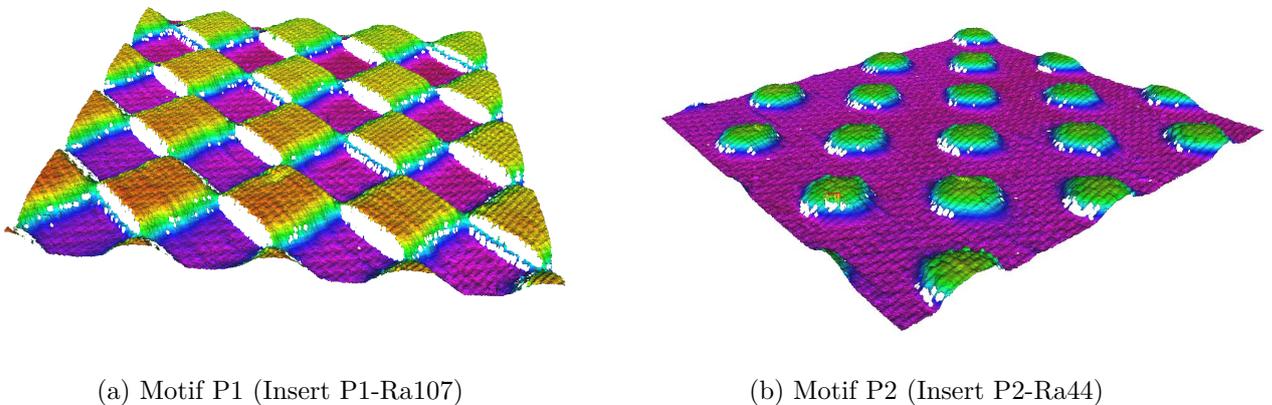


FIGURE 6.4. – Scan des surfaces rugueuses P1-Ra61 et R1-Ra107

6.4. Etude de l'influence du nombre de Reynolds

Afin de confirmer que les résultats obtenus et les conclusions tirées ci-dessus ne dépendent pas du nombre de Reynolds unitaire de l'écoulement infini amont, les données ont été une nouvelle fois tracées, en les regroupant ce coup-ci en fonction de ce critère. Comme le montrent les figures 6.5a et 6.5b, aucune tendance particulière liée au nombre de Reynolds unitaire ne peut être observée. Tant que la réceptivité n'est pas affectée, le nombre de Reynolds ne joue donc un rôle que par son influence directe sur la valeur de l'épaisseur de déplacement de la couche limite et indirecte sur le taux de turbulence, donc le facteur N_T en conditions lisse.

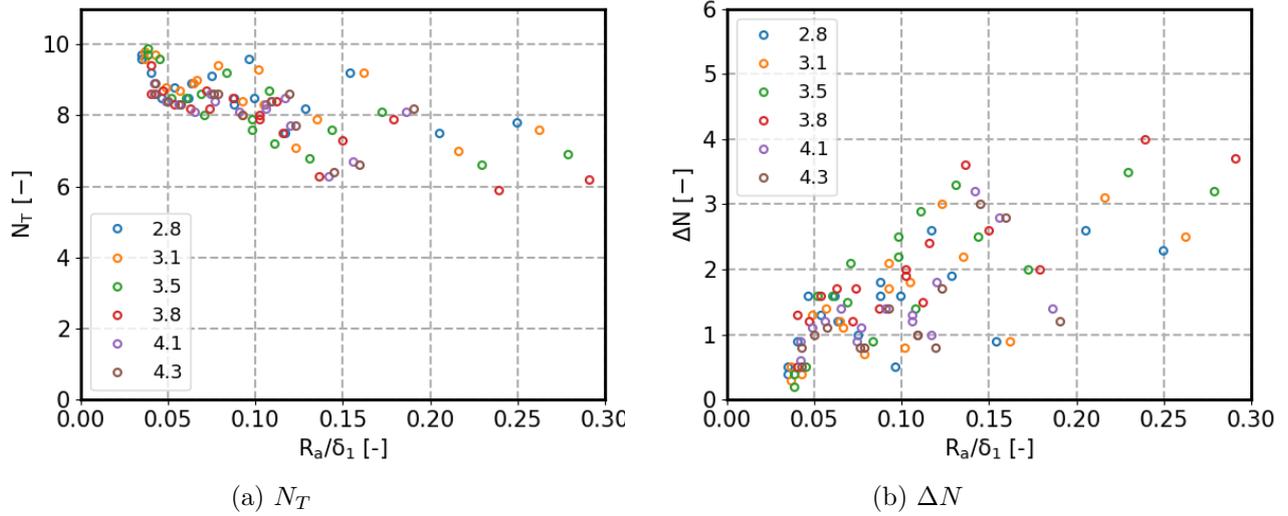


FIGURE 6.5. – Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont séparées en fonction du nombre de Reynolds unitaire, indiqué de manière simplifiée en légende sans l'unité ($[m^{-1}]$) et divisé par 10^6

6.5. Proposition d'un modèle basé sur la hauteur moyenne adimensionnée de la rugosité

6.5.1. Modélisation par régression linéaire

Les résultats présentés ci-dessus laissent envisager la possibilité de mettre en place un modèle d'évolution basé uniquement sur le paramètre de hauteur moyenne de rugosité adimensionnée R_a/δ_1 (pour une longueur de rugosité fixée). Tous les cas au-delà de $R_a = 67 \mu\text{m}$ pour les motifs de rugosité en damier P1 et P3 n'ont pas été pris en compte à cause du comportement asymptotique évoqué précédemment.

Compte-tenu de la taille limitée de l'échantillon de données, un modèle très simple, à savoir une régression linéaire sans contrainte sur la valeur pour $R_a/\delta_1 = 0$, a été essayé comme illustré sur les figures 6.6a et 6.6b. Malgré une dispersion non négligeable des résultats autour des régressions, il est rassurant de constater que pour une rugosité nulle, celles-ci donnent des valeurs de $N_T \approx 10$ (similaire au cas lisse) et $\Delta N \approx 0$. Ces résultats demandent évidemment à être confirmés, mais ils tendent à conforter le fait que l'adimensionnement utilisé pour la rugosité est pertinent.

La dispersion observée des résultats autour de la régression linéaire n'est pas négligeable. Ceci pourrait être le fait d'autres paramètres de rugosité, tels que l'asymétrie ou l'aplatissement. Cependant, ces paramètres ne varient que peu entre les différents inserts. Les valeurs sont toujours de l'ordre de 0 et 1.4 respectivement pour le motif P1, et 1.3 et 3.2 pour le motif P2. Ces paramètres ne peuvent donc pas expliquer la dispersion observée pour un même motif de rugosité. D'autres paramètres de rugosité pourraient être envisagés, mais il est probable que le principal facteur de dispersion soit l'incertitude sur les mesures.

6.5.2. Comparaison avec la littérature

Comme expliqué dans l'état de l'art, il existe très peu de données avec lesquelles il est possible de se comparer. Une tentative de comparaison avec les essais de Feindt (1957) est effectuée sur la figure 6.7. Pour rappel, nous n'avons pas pu avoir accès à la thèse de Feindt d'où sont tirés ses résultats, les quelques descriptions effectuées dans certains articles la citant permettent de comprendre que Feindt a utilisé des plaques planes entièrement rugueuses, avec un gradient de pression nul. Il est donc possible que l'effet de rugosité constaté ici soit une combinaison d'effets

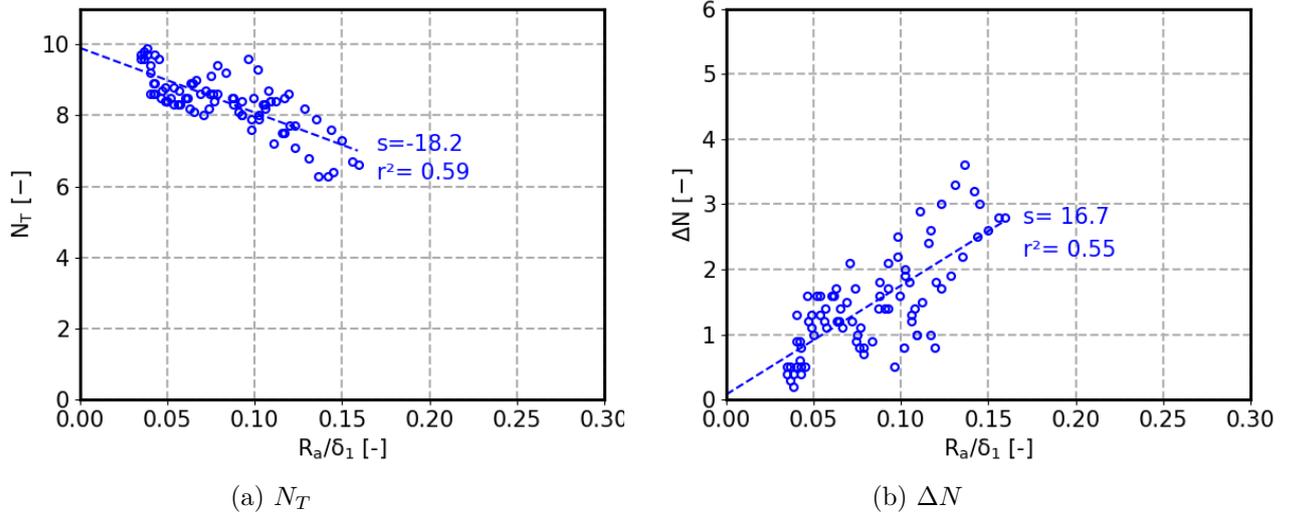


FIGURE 6.6. – Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée pour $R_a \leq 67\mu\text{m}$. Une régression linéaire est effectuée sur l'ensemble des points. La pente ("s") et le r^2 associés sont donnés sur le graphique

sur la réceptivité et l'amplification.

Les résultats de Feindt semblent se décomposer en trois zones distinctes :

- Pour $0 < Re_k < 200$, la rugosité semble être trop faible pour avoir un effet sur le nombre de Reynolds de transition
- Pour $200 < Re_k < 300$, une évolution presque linéaire peut être observée. Cette zone est affichée en rouge pour la faire ressortir sur la figure 6.7
- Pour $Re_k > 300$, le nombre de Reynolds de transition est quasiment nul, ce qui signifie que la rugosité déclenche la transition dès le bord d'attaque

Pour pouvoir se comparer avec Feindt, les données présentées précédemment sont tracées en terme de nombre de Reynolds de transition. L'abscisse n'est plus le ratio R_a/δ_1 mais un nombre de Reynolds basé sur la rugosité $Re_k = U_0 R_a/\nu$ (Feindt n'utilise pas directement la rugosité moyenne, mais un grain de sable équivalent dont la corrélation n'est pas connue).

Le décalage vertical sur la figure 6.7 dépend principalement de la valeur du nombre de Reynolds de transition Re_{X_T} en configuration lisse des souffleries, et donc de la qualité de l'écoulement intrinsèque des souffleries via le taux de turbulence, et n'est pas un problème pour les comparaisons.

Une grosse différence entre les deux jeux de données est l'absence d'un plateau, pour les données issues de cette thèse, similaire à celui obtenu par Feindt à $Re_{X_T} = 0.710^6$ pour Re_k inférieures à 225. La valeur de Re_{X_T} en configuration lisse étant de l'ordre de $2.7\text{-}2.9 \times 10^6$, un tel plateau est envisageable mais pour des valeurs de Re_k inférieures à 50, soit une rugosité moyenne inférieure à environ $18 \mu\text{m}$, pour un insert en position 3 à $Re = 2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, cas minimisant le ratio R_a/δ_1 .

Une diminution presque linéaire du nombre de Reynolds de transition peut être observée pour les deux jeux de données dans une gamme donnée de nombres de Reynolds de rugosité. Si la largeur de cette plage est beaucoup plus faible pour l'expérience de Feindt, il est intéressant de constater que les pentes, écrites sur les graphiques, sont très similaires dans les deux cas. Compte-tenu des différences entre les deux expériences, notamment de la longueur de la zone rugueuse, et des inconnues sur les conditions de celle de Feindt, les conclusions doivent cependant être tirées avec de grandes précautions.

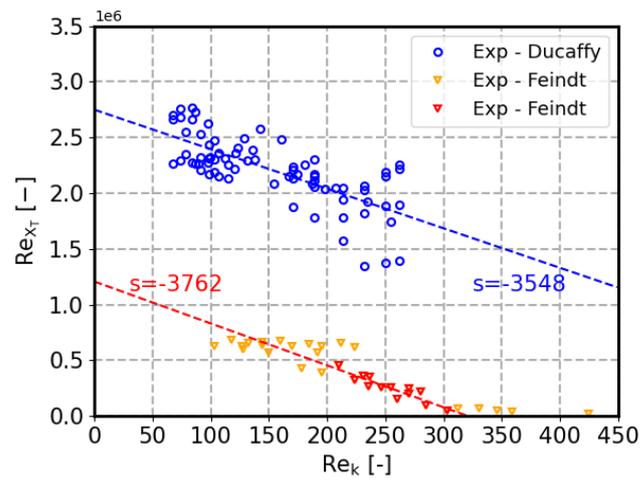


FIGURE 6.7. – Comparaison avec l'expérience de Feindt (1957). Les données rouges marquent la partie "linéaire" des essais de Feindt. Les nombres sur le graphique sont les pentes des régressions linéaires

Bilan

Les résultats obtenus lors de ce chapitre mettent en avant l'importance fondamentale du paramètre de rugosité moyenne adimensionnée R_a/δ_1 sur la position de transition. Une tendance nette de diminution de N_T , ou d'augmentation de ΔN est en effet observée lorsque R_a/δ_1 augmente. La plupart des données semblent pouvoir être regroupées selon une loi linéaire, malgré des variations non négligeables autour de celle-ci.

Ceci laisse penser qu'un adimensionnement de la rugosité moyenne par l'épaisseur de déplacement de la couche limite est donc pertinent. Un corollaire important est la faible, voire la non influence de la position de la rugosité le long de la plaque plane : tant que la réceptivité n'est pas affectée, deux surfaces rugueuses à deux positions différentes mais de même hauteur relative engendrent des ΔN similaires.

Bien qu'à considérer avec de grandes précautions, une comparaison avec la partie linéaire des résultats de Feindt (1957) a révélé une pente similaire à celle obtenue lors des expériences menées pour cette thèse.

Au-delà d'un certain seuil de rugosité en revanche, la valeur du facteur N_T n'évolue presque plus avec la rugosité. Ce phénomène a été interprété comme étant possiblement dû au fait que, à l'instar du comportement observé pour des rugosité localisées 2D (type rainure), la profondeur de la rugosité soit trop grande par rapport à sa dimension longitudinale, faisant que le fluide ne circule pas jusqu'au fond. Ceci ne s'appliquerait que pour des formes particulières de rugosité, présentant des cavités que le fluide ne peut pas contourner.

Si d'autres paramètres de forme n'ont pas pu être étudiés lors de cette thèse, trois formes de rugosité différentes ont été utilisées lors des expériences. Pour les deux formes dont des valeurs de R_a/δ_1 inférieures à 0.15 ont été utilisées (P1 et P2), des valeurs similaires de rugosité ont engendré des déplacements similaires de la position de transition, allant dans le sens de la théorie selon laquelle R_a/δ_1 est le paramètre majeur à considérer.

Ces interprétations doivent cependant être modérées compte-tenu du fait que peu de formes de rugosité différentes ont été testées et également car d'importantes variations autour de la courbe de tendance établies ont été observées. Il est important de rappeler que les résultats présentés ici ne sont valables que pour une étendue longitudinale de rugosité de 9 cm. Les variations apportées par un changement de longueur de la zone rugueuse font l'objet du chapitre suivant.

Afin de mieux comprendre l'influence des paramètres de formes avec les mêmes outils que lors de ces travaux de thèse, il serait nécessaire d'effectuer un nombre important d'essais avec de surfaces aussi différentes que possible les unes des autres. Pour évaluer les importances relatives des différents paramètres de rugosité, des solutions basées sur l'intelligence artificielle tels que les réseaux de neurones pourraient être des outils très efficaces.

Etude de l'influence de la longueur de la zone rugueuse

Si l'effet attendu de la longueur de rugosité peut sembler instinctif, à savoir que la transition est d'autant plus avancée que la zone rugueuse est longue, de nombreuses questions se posent quant à l'influence de ce paramètre encore très peu étudié : l'effet de rugosité décroît-il le long de la zone rugueuse avec le ratio R_a/δ_1 ou croît-il au contraire en déstabilisant de plus en plus la couche limite par un effet cumulatif ? Cet effet est-il toujours le même quelles que soient la forme et la position de la rugosité ? Et est-il possible de le modéliser simplement ou faut-il avoir recours à une modélisation différente, par exemple par morceau en considérant la rugosité comme un assemblage de rugosités élémentaires ?

L'objectif de ce chapitre est de fournir des éléments de réponse à ces questions en développant un mode opératoire permettant de comparer l'effet sur la position de transition de surfaces rugueuses de tailles et formes identiques mais de longueurs différentes.

Sommaire

7.1. Comparaisons entre inserts de longueurs de rugosité différentes . . .	137
7.1.1. Méthodologie	137
7.1.2. Interprétation des positions de transition obtenues	138
7.1.3. Mesures d'amplification locale	138
7.1.4. Bilan	139
7.2. Utilisation d'inserts à longueur de rugosité variable	140
7.2.1. Méthodologie	140
7.2.2. Interprétation des positions de transition obtenues	140

7.1. Comparaisons entre inserts de longueurs de rugosité différentes

7.1.1. Méthodologie

Afin de pouvoir étudier l'influence de la longueur de la zone rugueuse, toutes choses égales par ailleurs, des inserts rugueux avec un même motif ont été imprimés en changeant la longueur de la zone lisse sur les côtés amont et aval de l'insert. Ceci est illustré par la figure 7.1 où le bleu représente la partie lisse d'un insert et les hachures jaunes et blanches la partie rugueuse. Quelle que soit la longueur L_R de cette zone rugueuse, celle-ci est toujours symétrique par rapport à la ligne médiane de l'insert. Les longueurs de rugosité testées sont $L_R = 3, 5, 7$ et 9 cm (et $L_R = 1$ cm pour un des cas) et les inserts sont nommés en prenant en compte cette longueur. Ainsi un insert avec le motif P1, de rugosité moyenne $50 \mu\text{m}$ et de longueur de rugosité 5 cm est-il nommé P1-Ra107-L5. Pour rappel, les inserts utilisés jusqu'ici possédaient tous une longueur de 9 cm. La variation de la longueur de rugosité induit un léger biais sur le calcul de R_a/δ_1 , mais ceci est inévitable et est considéré *a priori* comme négligeable devant l'effet de longueur de rugosité. Les résultats issus d'inserts de longueurs variables peuvent donc être comparés entre eux.

Trois cas différents sont présentés sur la figure 7.2. Les inserts P2-Ra24-LX ont tout d'abord été testés en position 3 (figure 7.2a). Devant la difficulté d'interpréter les résultats, il a été décidé de faire en sorte de maximiser les ΔN induits par la rugosité, en déplaçant l'insert en position 1 (figure 7.2b) puis en testant l'insert P1-Ra67-LX, d'une plus grande rugosité moyenne à cette même position 1 (7.2c).

7.1.2. Interprétation des positions de transition obtenues

Il ressort de ces expériences que la longueur de rugosité est effectivement une donnée fondamentale du problème. Selon les cas, le ΔN induit par la rugosité peut faire plus que doubler en passant d'une longueur de 3 cm à une longueur de 9 cm, signifiant ainsi que l'effet de longueur peut être aussi voire plus important que l'effet de hauteur adimensionnée de la rugosité. Les résultats dans leur globalité restent cependant malgré tout compliqués à appréhender, notamment à cause de la non-monotonie observée en comparant des inserts avec moins d'écart sur la longueur de rugosité, comme par exemple sur la figure 7.2c où les ΔN pour une longueur de 7 cm sont inférieurs à ceux pour une longueur de 5 cm pour quasiment tous les nombres de Reynolds étudiés.

Cette non monotonie a dans un premier temps été supposée comme due à des incertitudes liées au montage. Ceci serait cohérent avec le fait que pour de grands écarts de longueurs de rugosité, la comparaison entre les courbes est conforme à l'attendu alors que pour de faibles écarts, les incertitudes pourraient être supérieures aux variations de ΔN dues à la différence de longueur. Il est cependant très étonnant de constater que dans certains cas de la figure 7.2a les ΔN obtenus sont négatifs. Ceci ne peut en effet pas être dû à des erreurs de montage qui auraient *a priori* tendance à faire avancer la transition plutôt qu'à la faire reculer.

Il est également possible que les résultats obtenus soient liés non pas au montage des inserts, mais aux inserts eux-mêmes. L'imprimante 3D éprouve en effet des difficultés pour générer une surface parfaitement plane et lisse. La partie lisse de l'insert est en réalité légèrement rugueuse (rugosité moyenne de l'ordre de 3 μm) et présente surtout des ondulations irrégulières, dont l'amplitude varie selon les inserts et au sein d'un même insert. De telles variations de la surface peuvent générer des zones où l'écoulement peut être localement accéléré et/ou décéléré, modifiant ainsi de manière importante l'amplification des ondes T-S.

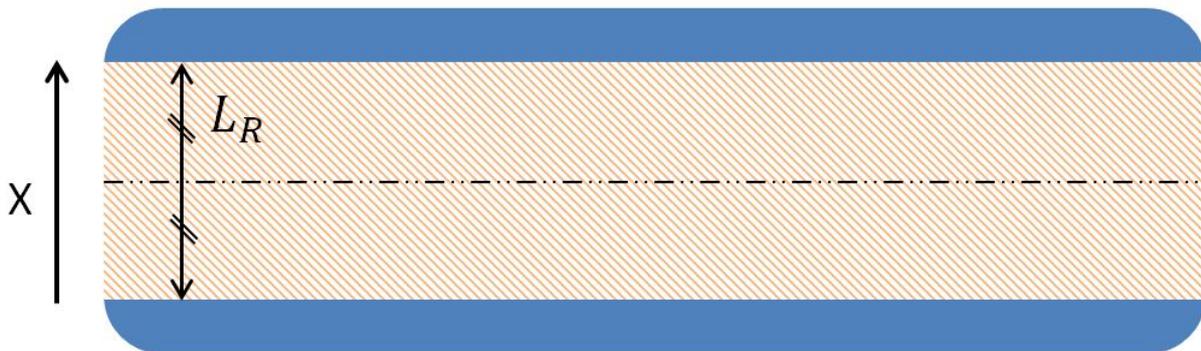


FIGURE 7.1. – Schéma d'un insert rugueux et définition de la longueur de rugosité L_R (bleu=lisse, hachuré=rugueux)

7.1.3. Mesures d'amplification locale

Afin de mieux comprendre les phénomènes en jeu, des mesures d'amplification locale, à l'instar de celles présentées dans le chapitre 4, ont été effectuées sur trois des inserts testés en position 3 (voir figure 7.3) : P2-Ra24-L9 (bleu), P2-Ra24-L5 (violet) et P2-Ra24-L3 (vert).

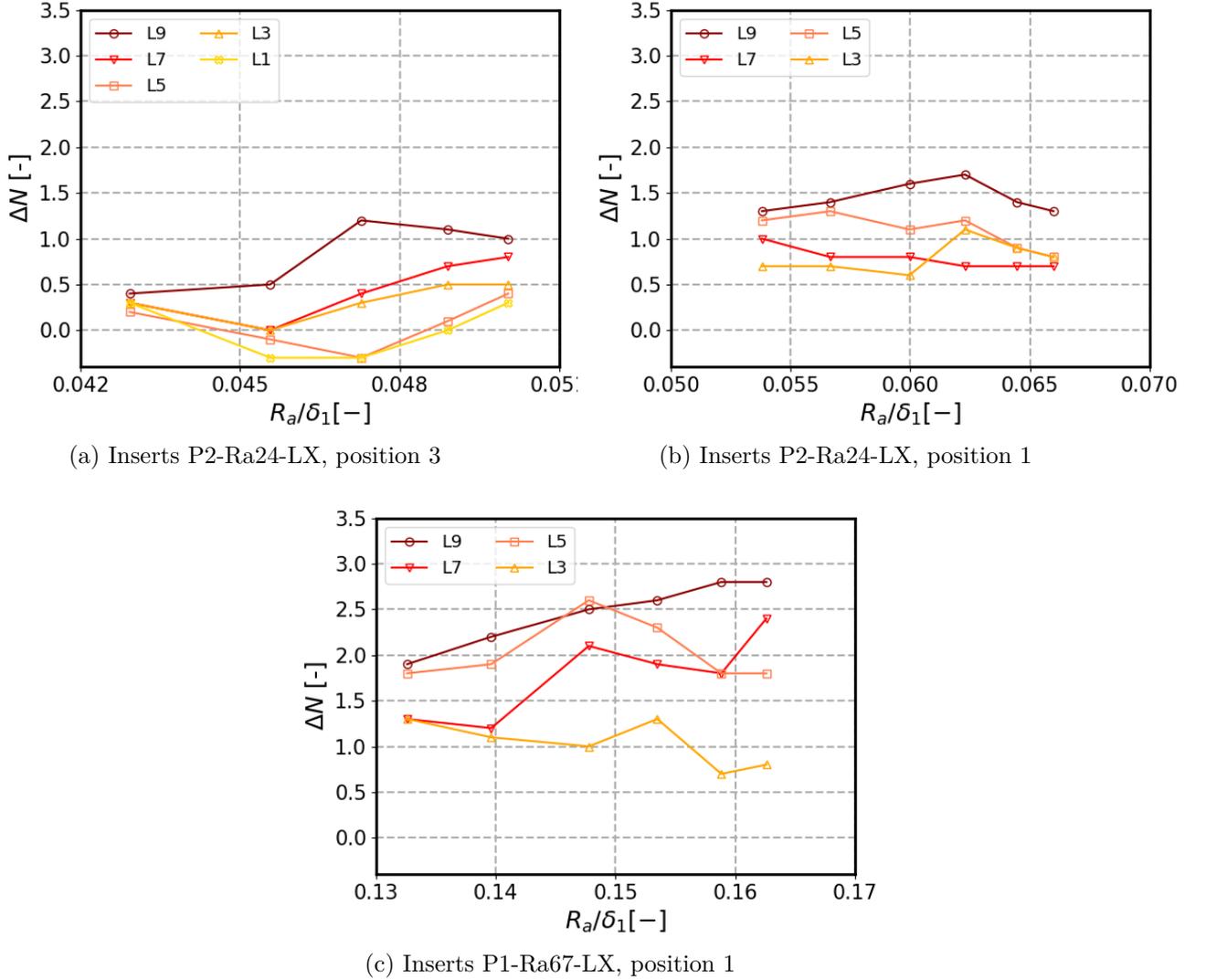


FIGURE 7.2. – Evolution de ΔN en fonction de la rugosité adimensionnée pour différentes rugosités et différentes longueurs

Les résultats pour insert P2-Ra24-L9 ont déjà été vus dans le chapitre 4, les principales caractéristiques observées étant une phase de croissance de l'amplification sur les trois premiers centimètres de la zone rugueuse, puis une suramplification régulière jusqu'à la fin de cette zone suivie d'un retour au niveau prévu par la LST sur paroi lisse. Les comportements obtenus pour les inserts P2-Ra24-L5 et P2-Ra24-L3 ne sont pas aussi évidents. Une suramplification maximale est également obtenue entre 2 et 3 cm après le début de la zone rugueuse, avant de retrouver un niveau similaire à celui de la LST sur la partie lisse de l'insert.

En revanche, le niveau au début de la zone rugueuse est très inférieur à celui de la LST. Ceci pourrait être dû à des problèmes de mesure pour les premiers points à cause d'ondes de Tollmien-Schlichting trop peu amplifiées, mais le fait que les niveaux d'amplification obtenus restent très inférieurs à ceux de l'insert d'une longueur de 9 cm pour tous les points laissent penser qu'il existe effectivement un phénomène, possiblement dû à la forme de l'insert qui entraîne une sous-amplification des ondes par rapport à l'attendu.

7.1.4. Bilan

Les résultats d'un insert à l'autre ont finalement été jugés bien trop variables et dépendants de l'erreur aléatoire due probablement aux défauts d'impression de la zone "lisse" des inserts.

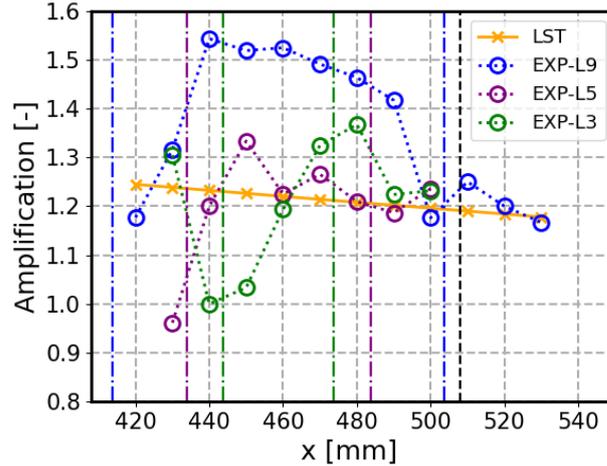


FIGURE 7.3. – Observation de l'amplification d'une onde T-S sur des inserts en résine partiellement "lisses". Les lignes bleues et vertes marquent les débuts et fins des zones rugueuses des inserts testés, la ligne noire celle de la fin de l'insert. $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F_{LST} = 1250 \text{ Hz}$, $F_{exp} = [1225; 1275] \text{ Hz}$

Une seconde méthodologie a alors été conçue pour minimiser autant que possible ces écarts en utilisant des inserts directement composés de plusieurs longueurs de rugosité.

7.2. Utilisation d'inserts à longueur de rugosité variable

7.2.1. Méthodologie

Etant donné qu'il n'est pas possible dans le cadre de cette étude d'améliorer l'état de surface des inserts partiellement rugueux, des inserts comportant une longueur de rugosité variable ont été imprimés. L'idée étant que dans ce cas, les erreurs dues aux défauts de planéité de surface soient les mêmes, ou tout du moins les plus proches possible, pour toutes les longueurs étudiées et donc que les comparaisons soient facilitées. Deux types d'inserts dont la longueur de rugosité varie entre 9 cm et 1 (figure 7.4a) ou 0 cm (figure 7.4b) ont été essayés. La distribution de la longueur de rugosité a été pensée pour varier sur une plage transversale la plus large possible (8 et 9 cm respectivement) tout en étant dans des zones où la bidimensionnalité de l'écoulement est assurée pour les hauts nombres de Reynolds. Ces inserts ont été testés en position 1 pour maximiser le ratio R_a/δ_1 et donc obtenir des variations de ΔN les plus marquées possible. La longueur de rugosité étant variable, les noms des inserts sont adaptés en conséquence, les inserts tels que le P2-Ra24-L9 sont par exemple remplacés par l'insert P2-Ra24-LV, "LV" signifiant "Longueur Variable".

Il est important de garder à l'esprit par la suite que comparer les mesures pour deux longueurs de rugosité données revient à comparer les mesures à deux positions transversales différentes. De potentiels défauts d'impression ou de montage non bidimensionnels peuvent donc toujours affecter les résultats.

7.2.2. Interprétation des positions de transition obtenues

Influences relatives des zones avec et sans rugosité

Les résultats, présentés sur la figure 7.5 sont plus probants que ceux montrés précédemment avec globalement la confirmation que plus la longueur de rugosité est grande, plus le ΔN induit est grand, validant ainsi que les limites de l'étude précédente sont bien dues à des problèmes d'ordre expérimental et non à un phénomène physique lié à la rugosité. L'effet de l'impact de la surface "lisse" en résine peut de plus de nouveau être retrouvé en regardant les valeurs de ΔN pour $L_R =$

0 cm pour les différentes figures. Les valeurs obtenues oscillent entre 0.2 et 1.5. Si cette surface semble globalement avoir tendance à déstabiliser les ondes de Tollmien-Schlichting, certaines irrégularités dans les courbes, comme la soudaine diminution à partir de 5 cm, particulièrement visible pour le nombre de Reynolds $4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, sur la figure 7.5c pourraient être dues à un effet stabilisateur dans certaines zones.

Pour le cas de l'essai avec l'insert P2-Ra24-LV (voir figure 7.5a), le moins rugueux testé, il semblerait d'ailleurs que les effets des parties lisses et rugueuses de l'insert soient presque similaires car la valeur de ΔN est quasiment constante, jusqu'à $L_R = 7 \text{ cm}$ environ où une augmentation de ΔN commence à s'amorcer. Pour les figures 7.5b et surtout 7.5c, une diminution des valeurs de ΔN , entre 5 et 8 cm pour la plupart des cas, peut de plus être observée, et ce d'autant plus que le nombre de Reynolds est élevé. Afin de pouvoir séparer au maximum les effets de forme et de rugosité, un nouvel essai a été fait avec l'insert P1-Ra93-LV (figure 7.5d) : la rugosité de surface a été augmentée pour maximiser son influence par rapport aux défauts de forme, et l'insert a été imprimé dans le sens inverse des autres pour éviter de reproduire les mêmes défauts d'impression.

Evolution de la dynamique le long de la surface rugueuse

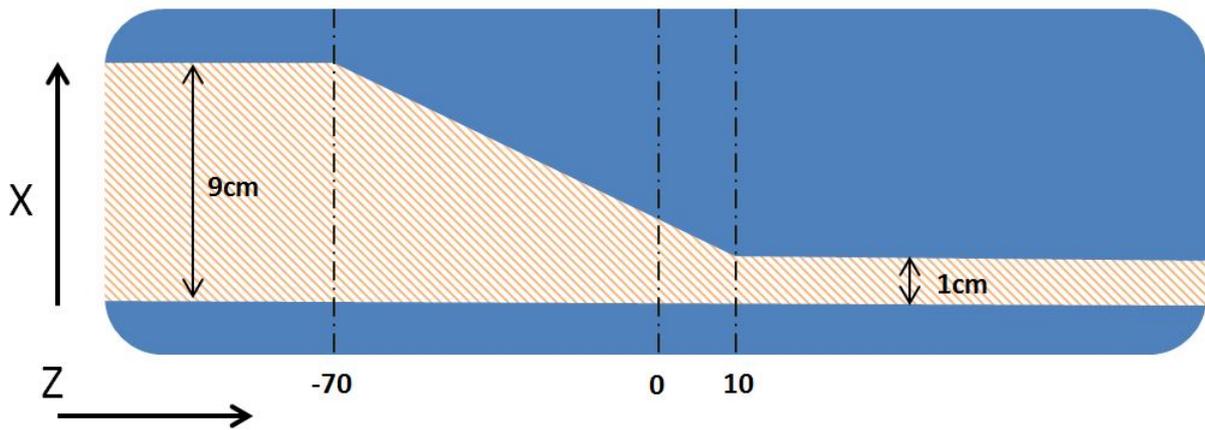
Pour des valeurs de rugosité suffisantes (figures 7.5b, 7.5c et 7.5d) peut être observée une dynamique de croissance de ΔN avec la longueur de rugosité. Il est intéressant de constater pour les cas des figures 7.5b et 7.5c que lors du premier, voire des deux premiers centimètres, la pente des courbes semble moins importante qu'entre 2 et 5 cm. Ceci pourrait aller dans le sens de l'hypothèse exprimée précédemment, à savoir que le mécanisme de sur-amplification nécessite une distance minimale avant d'être complètement établi. Ce phénomène est beaucoup moins évident sur la courbe 7.5d, mais en considérant les données dans leur globalité, la pente entre 0 et 2 cm est bien plus faible qu'entre 2 et 9 cm.

Sur les figures 7.5b et 7.5c, entre 2 et 5 cm, une tendance presque linéaire est observée pour la plupart des courbes. Au-delà de 5 cm, l'interprétation est rendue délicate par une stagnation, voire une diminution de ΔN pour une partie des cas *a priori* due à un défaut de forme de l'insert comme le confirme le fait que ce phénomène ne soit pas présent sur la figure 7.5d, dont l'insert a été imprimé différemment. Ceci est visible pour les deux inserts, mais est cependant beaucoup moins marqué pour l'insert P1-Ra71-LV (figure 7.5b), à part éventuellement pour le plus haut nombre de Reynolds.

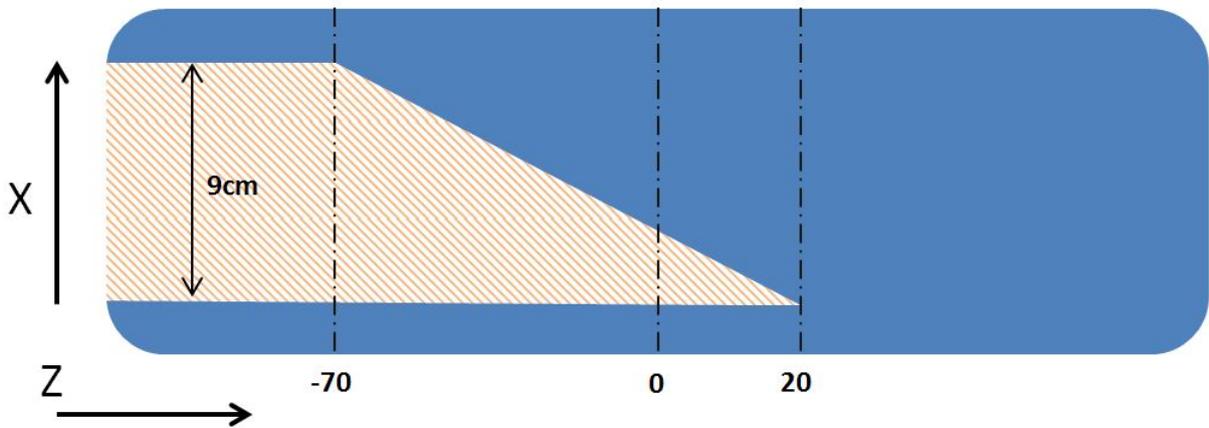
En ne considérant que les trois plus faibles nombres de Reynolds de cette figure, une légère inflexion de la pente peut être observée (entre 6 et 9 cm). Il est difficile, compte tenu de l'incertitude, d'affirmer que cette inflexion existe réellement, mais ceci pourrait être dû au fait que le ratio R_a/δ_1 diminue le long de la zone rugueuse, et donc que l'ajout d'une longueur donnée de rugosité ait de moins en moins d'influence sur l'amplification des ondes T-S.

Pour la figure 7.5d, il n'y a pas de distinction entre les zones 2-5 cm et 5-9 cm. Une rupture de pente peut être observée sur la plupart des courbes, mais pas au même endroit selon les courbes. Seul le nombre de Reynolds le plus faible, $3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, semble éventuellement montrer une inflexion de pente entre 6 et 9 cm. Comme pour les figures 7.5b et 7.5c une approximation linéaire semble raisonnable en considérant l'ensemble des courbes.

Il peut être noté que les valeurs de ΔN obtenues pour des longueurs L_R de 9 cm sont très proches de celles obtenues pour des inserts similaires complètement rugueux (donc avec également 9 cm de rugosité). Ceci laisse penser que, même si l'influence des défauts de planéité n'est pas négligeable, l'effet prédominant dans la plupart des cas est bien celui de la rugosité de surface. Il est également possible que les zones texturées soient plus simples à faire que des zones planes pour l'imprimante 3D. Les inserts complètement rugueux présenteraient alors de beaucoup plus faibles défauts de planéité que ceux partiellement rugueux.

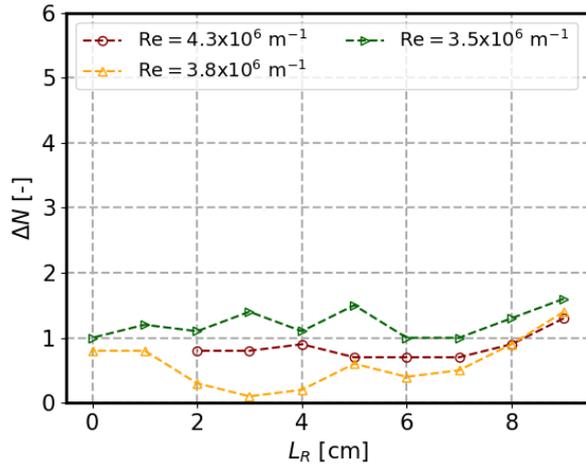


(a) Modèle de P1-Ra71-LV

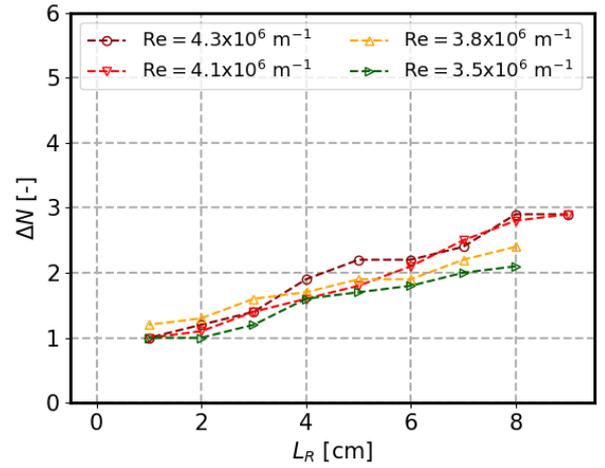


(b) Modèle de P2-Ra24-LV, P1-Ra72-LV et P1-Ra93-LV

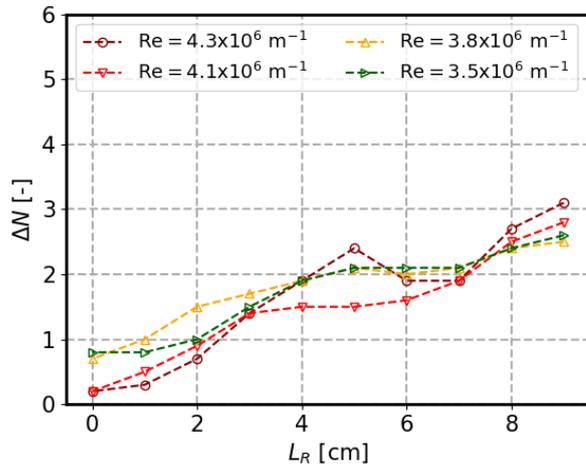
FIGURE 7.4. – Schémas des inserts utilisés dont la longueur de rugosité varie sur un même insert (bleu=lisse, hachuré=rugueux)



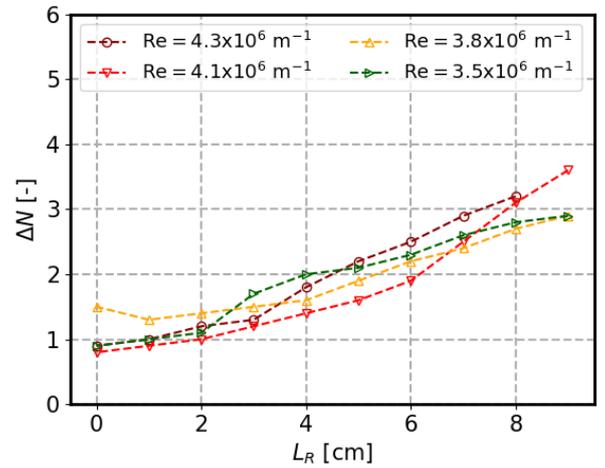
(a) Insert P2-Ra24-LV, position 1



(b) Insert P1-Ra71-LV, position 1



(c) Insert P1-Ra72-LV, position 1



(d) Insert P1-Ra93-LV, position 1

FIGURE 7.5. – Evolution de ΔN en fonction de la longueur de la zone rugueuse

Bilan

Les essais effectués pour ce chapitre montrent clairement que la longueur de la zone rugueuse est un paramètre aussi important à prendre en compte que la hauteur moyenne de rugosité étudiée au chapitre précédent. Les résultats obtenus souffrent d'une certaine incertitude liée à l'impossibilité d'imprimer des formes parfaitement lisses et planes avec l'imprimante 3D. Des tendances se dégagent néanmoins et sont résumées par la figure 7.6 où l'évolution de ΔN en fonction de la longueur de rugosité L_R est séparée en trois zones principales.

La zone (1) correspond à la "longueur de mise en place" du phénomène de suramplification par la rugosité, c'est-à-dire la longueur nécessaire pour que l'amplification locale des ondes T-S passe de la valeur prévue par la LST à une valeur supérieure et relativement uniforme sur la suite de la rugosité. Pour les cas où ce phénomène est relativement net, la longueur de la zone (1) est de l'ordre de 2 cm, soit quelques dizaines de fois l'épaisseur de déplacement. Il est cependant probable que cela dépende du nombre de Reynolds et de la forme de la rugosité. Des données supplémentaires et bénéficiant d'une incertitude plus faible seraient nécessaires afin de mieux pouvoir quantifier ceci.

Dans la zone (2), l'uniformité du taux d'amplification entraîne une augmentation régulière, proche d'une loi linéaire, de ΔN en fonction de la longueur de rugosité. Progressivement, après une certaine longueur de rugosité, le taux d'amplification pourrait diminuer, conformément aux résultats issus du chapitre précédent, étant donné que le ratio R_a/δ_1 diminue lui aussi, entraînant une diminution de la pente (zone (3)). Cette zone (3) est seulement supposée et n'a pas été observée de manière franche lors des essais effectués.

Physiquement, les zones (2) et (3) sont similaires, car le ratio R_a/δ_1 diminue également le long de la zone (2). Cette séparation est ici marquée dans l'optique d'une modélisation simple du phénomène par une loi linéaire en-dessous d'une longueur donnée de rugosité, rendue envisageable par l'évolution lente de l'épaisseur de déplacement δ_1 et donc du ratio R_a/δ_1 . Si les descriptions des zones (2) et (3) s'avéraient correctes, la détermination de la longueur de la zone (2) serait alors arbitraire et dépendrait de l'erreur acceptée. Le calcul du ratio R_a/δ_1 étant cependant très simple, il est possible qu'il n'y ait d'intérêt de séparer ces deux zones que pour de très simples calculs "manuels", mais pas lors de calculs numériques.

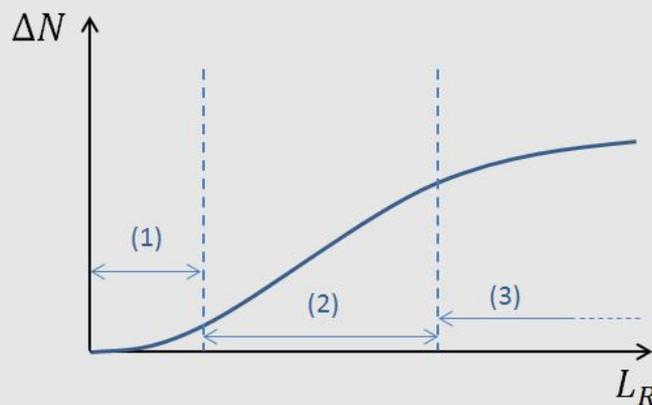


FIGURE 7.6. – Evolution théorique de ΔN en fonction de la longueur de rugosité L_R

Ces résultats concernant l'évolution de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting le long d'une zone rugueuse combinés à ceux obtenus lors du chapitre précédent laissent entrevoir la possibilité d'une modélisation de l'effet de la rugosité de surface sur la position de la transition. Ceci fait l'objet du prochain et dernier chapitre.

Modélisation de l'effet de la rugosité de surface sur la suramplification des ondes T-S

Les deux chapitres précédents ont permis l'obtention de données concernant :

- l'évolution du ΔN induit par la rugosité de surface en fonction de la hauteur moyenne de rugosité adimensionnée pour une longueur de zone rugueuse de 9 cm ;
- l'évolution du ΔN induit par la rugosité de surface en fonction de la longueur de la zone rugueuse pour une hauteur moyenne de rugosité adimensionnée donnée.

Combiner ces résultats laisse entrevoir la possibilité de pouvoir modéliser l'effet de la rugosité sur la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting et ainsi être capables de prévoir l'avancement de la position de la transition pour une surface rugueuse de hauteur moyenne et longueur quelconque.

L'objectif de ce chapitre est ainsi de mettre un point un modèle basé sur les données obtenues, et de l'évaluer en le comparant avec des expériences issues de ces travaux de thèse ainsi que de l'étude de Jeong *et al.* (2019). Les données nécessaires à l'amélioration du modèle mis en place sont également discutées dans ce chapitre.

Sommaire

8.1. Modélisation par une combinaison des modèles basés sur la longueur et la hauteur relative de rugosité	145
8.1.1. Modélisation globale du ΔN par une loi linéaire	146
8.1.2. Modélisation locale par ΔN réparti le long de la zone rugueuse	147
8.2. Comparaison des modèles avec des résultats expérimentaux	150
8.2.1. Comparaison des modèles par ΔN et ΔN réparti avec une loi linéaire de la longueur de rugosité	150
8.2.2. Comparaison avec les expériences à longueur de rugosité variable	151
8.2.3. Comparaison avec les mesures de suramplification locale	152
8.2.4. Comparaison avec l'expérience de Jeong	153

8.1. Modélisation par une combinaison des modèles basés sur la longueur et la hauteur relative de rugosité

La combinaison de résultats sur le décalage de la position de transition en fonction de la rugosité moyenne d'une surface rugueuse d'une longueur donnée, ainsi que sur l'influence de cette longueur laisse entrevoir la possibilité d'une modélisation de l'effet de rugosité de surface.

Si le modèle mis en place s'avérait être pertinent, il permettrait de simplifier grandement la généralisation de résultats similaires à ceux présentés dans le chapitre 6 (où est étudiée l'influence de la rugosité moyenne sur l'évolution de N_T pour une longueur de rugosité de 9 cm), ou encore la comparaison avec des expériences différentes pour lesquelles la plaque est entièrement rugueuse en dehors du bord d'attaque.

Il convient avant toute chose de rappeler que les résultats obtenus sont circonscrits à des cas spécifiques : seule est modélisée la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting, aucun effet de réceptivité n'étant pris en compte, et les surfaces rugueuses académiques utilisées ne favorisent pas la génération de stries, au contraire de surfaces aléatoires comme montré lors du chapitre 5. L'influence de ces stries sur la position de transition n'a pas été étudiée et pourrait engendrer d'importantes différences par rapport aux résultats obtenus lors de ces travaux de thèse.

Certaines caractéristiques observées de la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting demandent de plus encore à être étudiées et devront être mieux comprises pour être intégrées dans les modèles, notamment les longueurs nécessaires pour que se mette en place le phénomène au début de la zone rugueuse, puis s'atténue à la fin de celle-ci. Pour les cas étudiés lors de cette thèse, il semblerait que ces longueurs soient de l'ordre de 2 cm environ. Ceci pourrait donc être négligeable pour de grandes longueurs de rugosité, par exemple pour prendre en compte la rugosité le long d'une aile d'avion réelle, mais pas pour des cas à plus petite échelle, comme un cas où une surface donnée serait globalement lisse mais avec de courtes zones rugueuses. Il est également possible, voire probable que cette longueur dépende du nombre de Reynolds.

8.1.1. Modélisation globale du ΔN par une loi linéaire

Les évolutions proches de loi linéaires de ΔN en fonction de la hauteur moyenne de rugosité adimensionnée et de la longueur de rugosité observées lors des chapitres 6 et 7 laissent entrevoir la possibilité d'un modèle très simple : le ΔN total induit par une surface rugueuse pourrait être proportionnel à ces deux paramètres.

L'effet de la longueur de la zone rugueuse peut dans un premier temps être pris en compte ainsi : en fixant $\Delta N = 0$ pour une surface lisse ainsi qu'un ΔN pour une longueur de rugosité de 9 cm, il suffit de tracer la fonction $\Delta N = f(L_R)$ comme étant une droite passant par 0 pour $L_R = 0$ cm et par le ΔN de référence pour $L_R = 9$ cm, soit :

$$\Delta N(L_R) = (\Delta N)_{L_R=9cm} \frac{L_R}{9} \quad (8.1)$$

En combinant ce modèle avec les résultats issus du chapitre 6 rappelés sur la figure 8.1, le ΔN total induit par une surface rugueuse peut alors être déterminé avec pour seules données d'entrées la longueur de la zone rugueuse et la hauteur moyenne de rugosité adimensionnée selon la relation (8.2) :

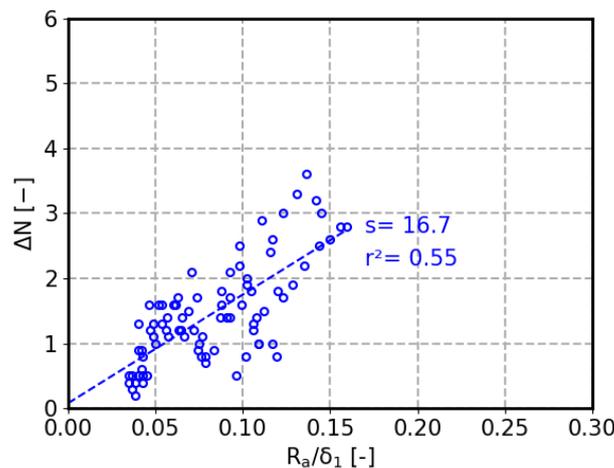


FIGURE 8.1. – Tracés de l'évolution de ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Une régression linéaire est effectuée sur l'ensemble des points. La pente ("s") et le r^2 associés sont donnés sur le graphique

$$\Delta N(L_R, R_a, \delta_1) = 16.7 \frac{R_a L_R}{\delta_1} = 1.86 \frac{R_a L_R}{\delta_1} \quad (8.2)$$

Si ce modèle est très simplement utilisable, il convient de garder en tête les simplifications effectuées pour le mettre en place et les incertitudes encore présentes :

- la dynamique de suramplification en début et fin d'insert n'est pas prise en compte
- l'épaisseur de déplacement est considérée comme uniforme le long de l'insert
- les données ayant servi à la détermination de $(\Delta N)_{L_R=9cm}$ nécessitent d'être confirmés sur des configurations différents avec des motifs de rugosité différents

Dans la suite de ce chapitre, ce modèle sera simplement appelé modèle par ΔN .

8.1.2. Modélisation locale par ΔN réparti le long de la zone rugueuse

Principe du ΔN réparti et comparaison avec un coefficient de suramplification

Le modèle linéaire présenté ci-dessus ne prenant pas en compte l'épaississement de la couche limite, des écarts importants pourraient subvenir pour des longueurs de rugosités relativement grandes.

Pour remédier à ceci, une formulation locale a alors été envisagée, consistant à découper la zone rugueuse en tranches assez fines, au sens longitudinal, pour considérer que l'épaisseur de déplacement est uniforme le long celles-ci. Une suramplification locale peut alors être calculée pour chaque tranche. Lors des travaux effectués dans le cadre de cette thèse, deux modèles ont été imaginés pour représenter la suramplification locale le long de la surface rugueuse :

- l'observation d'une suramplification régulière des ondes T-S au-dessus de la zone rugueuse lors des sondages d'amplification locale du chapitre 4 laisse envisager un modèle utilisant un coefficient de suramplification
- la tendance linéaire de l'évolution de ΔN avec la longueur de rugosité conduit à imaginer une approche par ΔN mais répartie le long de la zone rugueuse

Bien qu'aucune des deux approches ne semblait se dégager, la seconde, nommée modélisation par ΔN réparti a été privilégiée à l'utilisation d'un coefficient de suramplification locale du fait de la plus grande simplicité de l'obtention d'une base de données pour la mise en place du modèle. Les ΔN locaux sont en effets déduits de mesures de ΔN totaux (donc de positions de transition), qui sont bien plus simples et rapides à faire que les mesures d'amplifications locales nécessaires pour la détermination de coefficients de suramplification. De plus, cette méthode par ΔN réparti possède l'avantage d'avoir une plus grande proximité culturelle avec les approches existant déjà dans le domaine des rugosités 2D localisées et avec la loi linéaire présentée précédemment.

Ces deux modélisations inspirées par deux observations différentes sont en fait similaires. Considérons en effet deux positions longitudinales espacées d'une distance quelconque x_1 et x_2 . L'amplitude d'une onde T-S d'une fréquence quelconque à ces deux positions est notée A_{f-1} et A_{f-2} sur une surface lisse, et A_{f-1}^* et A_{f-2}^* sur une surface rugueuse. En notant A_r le coefficient de suramplification, qui représente la quantité par laquelle est multipliée l'amplification entre les positions x_1 et x_2 sur surface rugueuse par rapport à une surface lisse, on peut écrire :

$$\frac{A_{f-2}^*}{A_{f-1}^*} = \frac{A_{f-2}}{A_{f-1}} A_r \quad (8.3)$$

En notant N_{f-i} et N_{f-i}^* les facteurs N_f associés aux amplitudes A_{f-i} et A_{f-i}^* , vient alors $N_{f-i} = \ln(A_{f-i}/A_0)$ et $N_{f-i}^* = \ln(A_{f-i}^*/A_0)$. En appliquant un logarithme à l'équation (8.3) :

$$\underbrace{\ln\left(\frac{A_{f-2}^*}{A_0} \frac{A_0}{A_{f-1}^*}\right)}_{N_{f-2}^* - N_{f-1}^*} = \underbrace{\ln\left(\frac{A_{f-2}}{A_0} \frac{A_0}{A_{f-1}}\right)}_{N_{f-2} - N_{f-1}} + \underbrace{\ln(A_r)}_{\Delta N_{loc}} \quad (8.4)$$

L'équation (8.4) fait finalement apparaître que, pour modéliser l'effet de la rugosité, utiliser un coefficient de suramplification locale uniforme le long de la zone rugueuse et identique pour

toutes les ondes T-S revient à ajouter un ΔN local valant $\ln(A_r)$ au facteur N uniforme le long de la zone rugueuse et identique pour toutes les ondes T-S également.

La sous-section suivante détaille la façon dont peut être modélisé ce ΔN réparti en s'appuyant sur les données issues de ce manuscrit, et notamment le modèle d'évolution de ΔN en fonction de la hauteur moyenne de rugosité adimensionnée pour une zone rugueuse longue de 9 cm. Le ΔN réparti étant considéré égal pour toutes les ondes T-S quelle que soit leur fréquence, les équations ci-dessous s'appliquent aussi bien à la courbe enveloppe qu'à une onde T-S donnée.

Mise en place du modèle par ΔN réparti

L'idée générale est la suivante : dans un premier temps, la rugosité est découpée en tranches d'une étendue longitudinale assez faible pour que l'épaisseur de déplacement δ_1 puisse y être considérée constante. Le modèle linéaire présenté précédemment est ensuite réutilisé pour modéliser le ΔN local induit par la tranche la plus en amont d'une surface rugueuse, s'étendant entre les points x_0 et x_1 . Ce ΔN local est noté $\Delta N_{loc}[x_0; x_1]$.

Les évolutions linéaires de ΔN en fonction du ratio R_a/δ_1 et de la longueur de rugosité sont ensuite exploitées pour calculer le ΔN induit par les tranches suivantes : chaque ΔN local est considéré égal à celui de la première tranche à deux facteurs près qui sont un ratio des épaisseurs de déplacement et un ratio des longueurs de tranches. Le ΔN local induit par une tranche située entre les points x_i et x_{i+1} peut alors s'écrire :

$$\Delta N_{loc}[x_i; x_{i+1}] = \Delta N_{loc}[x_0; x_1] \frac{\delta_1((x_0 + x_1)/2)}{\delta_1((x_{i+1} + x_i)/2)} \frac{x_i - x_{i-1}}{x_1 - x_0} \quad (8.5)$$

Dans la suite de ce chapitre, ce modèle est appelé modèle par ΔN réparti, et abrégé en ΔN_D (pour "D" *distributed*) dans les figures. Par commodité, le ΔN_{loc} de la première tranche est parfois ramené à une longueur de référence de 1 cm pour pouvoir exprimer sa valeur en cm^{-1} . Il convient de préciser que les ΔN locaux des différentes tranches peuvent, de manière équivalente, être calculés directement *via* le modèle par ΔN global à l'instar de ce qui est fait pour la première tranche.

Intégration dans les calculs de LST

Afin de pouvoir tester ce modèle, l'équation (8.4) a été reprise en lui appliquant le modèle par ΔN réparti de l'équation (8.5) et a été appliquée pour modifier *a posteriori* les calculs issus du code de stabilité linéaire CASTET. Pour chaque instabilité, en utilisant le modèle de mis en place ci-dessus, le facteur N_f est ainsi :

$$N_{f_i}^* = N_{f_{i-1}}^* + \Delta N_{loc}[x_0; x_1] \frac{\delta_1((x_0 + x_1)/2)}{\delta_1((x_{i+1} + x_i)/2)} \frac{x_i - x_{i-1}}{x_1 - x_0} + N_{f_i} - N_{f_{i-1}} \quad (8.6)$$

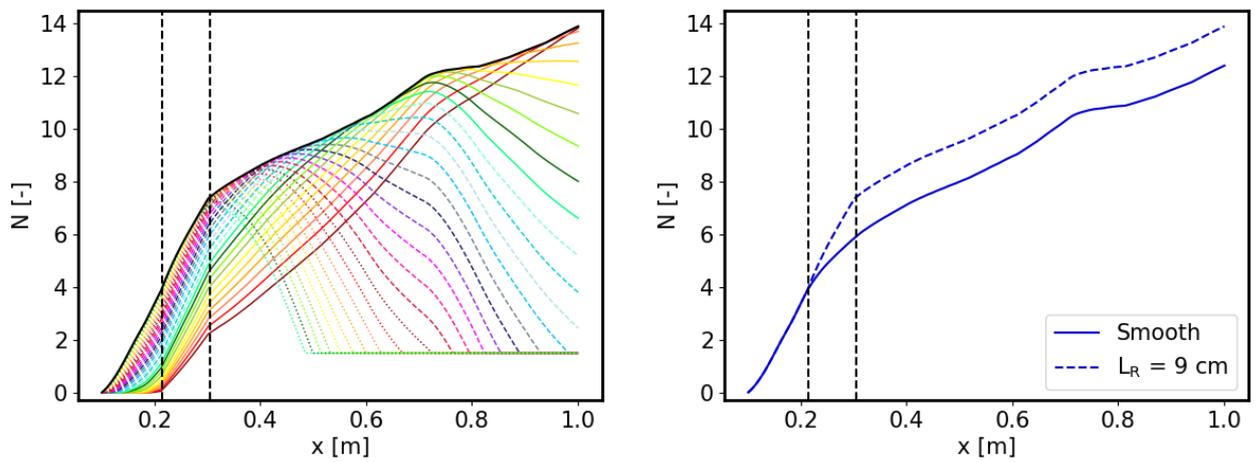
Le modèle par ΔN , non réparti, à vocation à être utilisé comme un calcul direct d'un ΔN_{far} plutôt qu'à être intégré dans la LST. Pour le besoin des comparaisons ci-dessous, ce modèle a cependant été intégré à la LST, d'une manière similaire au modèle en ΔN réparti mais sans prendre en compte l'épaississement de la couche limite. L'épaisseur de déplacement considérée dans ce cas est calculée au milieu de la zone rugueuse lorsque cela est possible.

Exemples d'utilisation de la LST modifiée

La LST a été modifiée selon la méthode indiquée ci-dessus afin d'illustrer les changements induits par le modèle par ΔN réparti. Pour les trois sous-figures de la figure 8.2, le nombre de Reynolds unitaire est de $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et la rugosité est placée en position 1, et démarre donc à $x = 213.8 \text{ mm}$. La valeur de ΔN_{loc} au début de la rugosité de 0.18 cm^{-1} . Ceci correspond à l'insert P2-Ra24 en position 1, mais les valeurs exactes importent peu ici, l'idée étant uniquement d'illustrer la façon dont la LST est affectée.

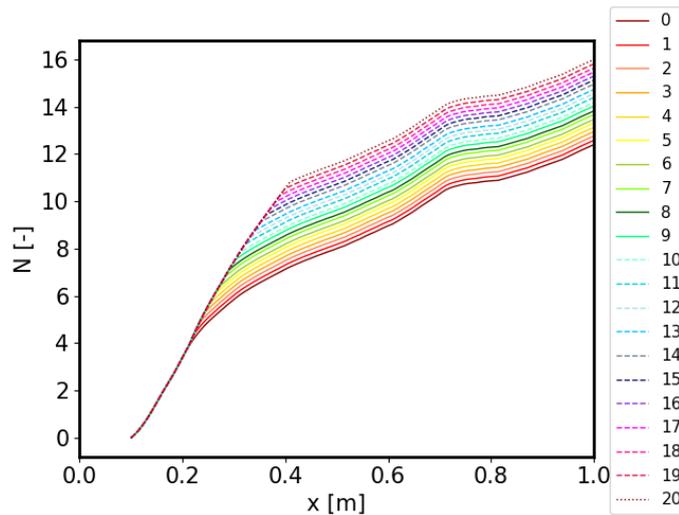
La figure 8.2a représente la LST modifiée en considérant une zone rugueuse longue de 9 cm. Cette rugosité induit une pente plus forte sur la zone de la rugosité qu'en temps normal, puis un décalage de la courbe enveloppe qui se conserve tout le long de la plaque. La modification effectuée n'est pas cohérente pour représenter la fin de la phase de décroissance des ondes et le retour à une valeur de $N_f = 0$, mais ceci n'est pas gênant car cela n'influe pas sur la courbe enveloppe. En pratique, si un tel modèle était intégré dans le code de calcul de stabilité au lieu d'être utilisé *a posteriori*, les amplitudes des instabilités reviendraient à zéro.

Afin de mieux mettre en évidence la différence par rapport au cas lisse, la courbe enveloppe seule pour le cas $L_R = 9$ cm est tracée sur la figure 8.2b et comparée avec celle de la LST sans rugosité. Enfin, les courbes enveloppes pour des longueurs de rugosité allant de 0 à 20 cm, et démarrant au début de la position 1, sont tracées sur la figure 8.2c.



(a) LST sur plaque partiellement rugueuse avec $L_R = 9$ cm

(b) Comparaison des courbes enveloppes des LST des cas lisse et $L_R = 9$ cm



(c) Courbes enveloppes des LST pour différentes longueurs de rugosité

FIGURE 8.2. – Prise en compte de la rugosité pour la LST. Les lignes en pointillés marquent les début et fin de la zone rugueuse pour les figures (a) et (b). $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\Delta N_{loc}[x_0; x_1] = 0.18 \text{ cm}^{-1}$

8.2. Comparaison des modèles avec des résultats expérimentaux

Afin de tester les approches mises au point, des comparaisons ont été tentées, tout d'abord avec les résultats issus de cette thèse, puis avec une expérience différente. Etant donné que la base de données utilisée pour ces modèles est l'ensemble des résultats de ΔN induits par les inserts rugueux dont la longueur de rugosité est de 9 cm, ceux-ci ne peuvent pas être utilisés pour la validation du modèle et des expériences différentes doivent être utilisées.

Dans un premier temps, le modèle a été utilisé pour vérifier qu'une évolution proche d'une loi linéaire de ΔN avec la longueur de la zone rugueuse était bien obtenue comme montré dans le chapitre précédent. Les résultats sont ensuite extrapolés à des longueurs de rugosités supérieures à celles testées expérimentalement.

Les comparaisons ont ensuite été effectuées avec les inserts dont la longueur de rugosité varie, afin de vérifier si la même pente en fonction de la longueur de rugosité peut être retrouvée, et avec les mesures d'amplification locales pour voir si le même coefficient de suramplification est retrouvé. Enfin une comparaison avec l'expérience de Jeong *et al.* (2019) est tentée.

8.2.1. Comparaison des modèles par ΔN et ΔN réparti avec une loi linéaire de la longueur de rugosité

Les résultats expérimentaux du chapitre précédent semblent pouvoir être assimilés à une évolution linéaire de ΔN en fonction de la longueur de rugosité. Il est donc important de voir si les modèles mis en place permettent d'obtenir des évolutions proches d'une telle loi. Dans le cas contraire, ils ne seraient pas utilisables pour modéliser l'effet de suramplification le long de la rugosité.

Il est en fait évident de par sa construction que pour le modèle par ΔN , l'évolution sera linéaire. L'intérêt de ce paragraphe réside essentiellement dans l'observation de la variation apportée par la prise en compte de l'épaississement de couche limite.

Les valeurs utilisées sur ce cas n'ont pas d'importance mais ont été choisies pour être de l'ordre de grandeur d'un cas réel, en l'occurrence celui de l'insert P2-Ra24 avec la rugosité en position 1, soit $x=213.8$ mm et un nombre de Reynolds unitaire de $4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, ce qui correspond à l'illustration présentée dans la section précédente. Le ΔN pour 9 cm vaut dans ce cas 1.4 selon le modèle mis en place. La modification de la LST intègre le fait que la transition est déclenchée quand le facteur N modifié atteint la valeur N_T , en l'occurrence 9.5 pour ce nombre de Reynolds unitaire. La figure 8.3 présente les résultats obtenus avec (ligne en pointillés) et sans (ligne continue) prise en compte de l'épaississement de la couche limite.

Pour les deux cas, deux zones distinctes peuvent être observées : une phase de croissance, et une phase à valeur de ΔN constante, qui s'explique par le fait qu'à partir d'une certaine longueur de rugosité, la transition a lieu sur la rugosité ; augmenter encore la longueur de rugosité ne peut donc plus avancer la transition.

L'effet de la prise en compte de l'épaississement de couche limite est ensuite nettement illustré par l'augmentation de l'écart entre les deux courbes. Ce phénomène reste cependant relativement limité. Pour une longueur de 9 cm de rugosité, l'écart constaté est de 0.12 unité de ΔN , soit $0.12/1.44 \approx 8\%$ d'écart. L'écart continue d'augmenter jusqu'à environ 0.4 unité et engendre finalement une différence d'environ 2 cm sur la position de transition qui a lieu à plus de 40 cm du bord d'attaque.

L'influence de l'épaississement de la couche limite est donc relativement modérée, mais ce paramètre étant en général simple à connaître, le négliger n'aurait *a priori* que peu d'intérêts, sauf éventuellement pour de simples calculs manuels.

Cette application du modèle mis au point est donc relativement proche d'une loi linéaire, même en considérant l'épaississement de la couche limite, laissant penser que celui-ci est compatible avec les évolutions de ΔN avec la longueur de rugosité obtenues expérimentalement. L'extrapolation à des plus grandes longueurs de zone rugueuse conforte le schéma théorique d'évolution de ΔN

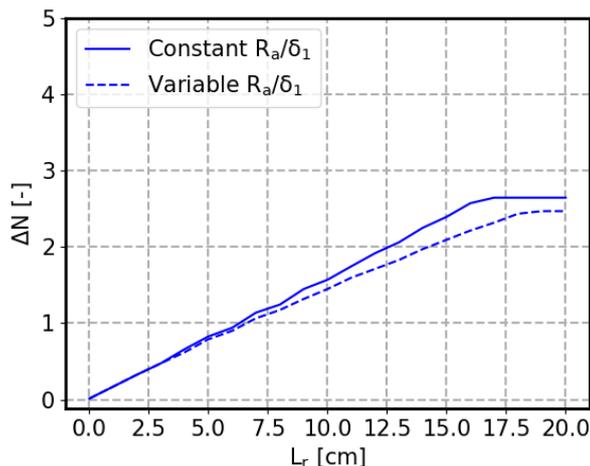


FIGURE 8.3. – Evolution de ΔN avec la longueur de rugosité selon la LST adaptée, avec et sans prise en compte de l'épaississement de la couche limite

en fonction de la longueur L_R présenté à la fin du chapitre précédent (figure 7.6) .

8.2.2. Comparaison avec les expériences à longueur de rugosité variable

Les modèles par ΔN et ΔN réparti sont ici comparés avec les résultats du chapitre précédent, et plus précisément avec ceux de l'insert P1-Ra71-LV en position 1, pour lequel ont été mesurées les évolutions de ΔN en fonction de la longueur de rugosité pour quatre nombre de Reynolds différents : 3.5, 3.8, 4.1 et 4.3 $\times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Les modèles sont appliqués de la façon suivante : pour les quatre nombre de Reynolds considérés, la rugosité démarre en position 1 ($x = 213.8 \text{ mm}$) et des longueur de 0 à 9 cm de rugosité sont considérées. Les résultats sont alors tracés comme étant des évolutions de ΔN en fonction de la longueur de rugosité à l'instar de ce qui est fait lors du chapitre précédent sur la figure 8.4.

Les pentes données par les deux modèles sont quasiment identiques. En début de zone rugueuse, le modèle par ΔN réparti donne une pente légèrement supérieure à celle du modèle par ΔN car le ratio R_a/δ_1 utilisé localement est supérieur, mais celle-ci diminue à mesure que la longueur de la zone rugueuse augmente du fait de l'épaississement de la couche limite. Les deux modèles donnent finalement des valeurs identiques pour une longueur de rugosité de 9 cm.

Les pentes des modèles et des expériences sont relativement proches pour les deux plus hauts nombres de Reynolds, mais ont tendance à s'éloigner pour les deux plus faibles. Pour les quatre cas cependant, les pentes sont très proches au-delà de 6 cm de rugosité. Ceci pourrait être dû au fait que les inserts comportent une partie non rugueuse qui contribue malgré tout à la déstabilisation des ondes de Tollmien-Schlichting. La pente obtenue pour les courbes expérimentales est donc possiblement légèrement plus faible que ce qu'elle devrait être, et notamment pour les plus faibles longueurs de rugosité, qui ont donc les plus longues zones non rugueuses sur l'insert.

Le décalage vertical des courbes expérimentales par rapport au modèle est également dû aux défauts de l'insert qui font que la valeur du ΔN n'est pas nulle pour une longueur de rugosité nulle. De même que pour la pente, plus la longueur de rugosité est grande, plus ce décalage est faible.

Dans tous les cas, pour une zone rugueuse longue de 8 cm, l'écart sur les ΔN obtenus entre l'expérience et les modèles reste relativement faible. Ces modèles mis en place donnent donc de bons résultats concernant la tendance d'évolution du ΔN induit le long de la zone rugueuse.

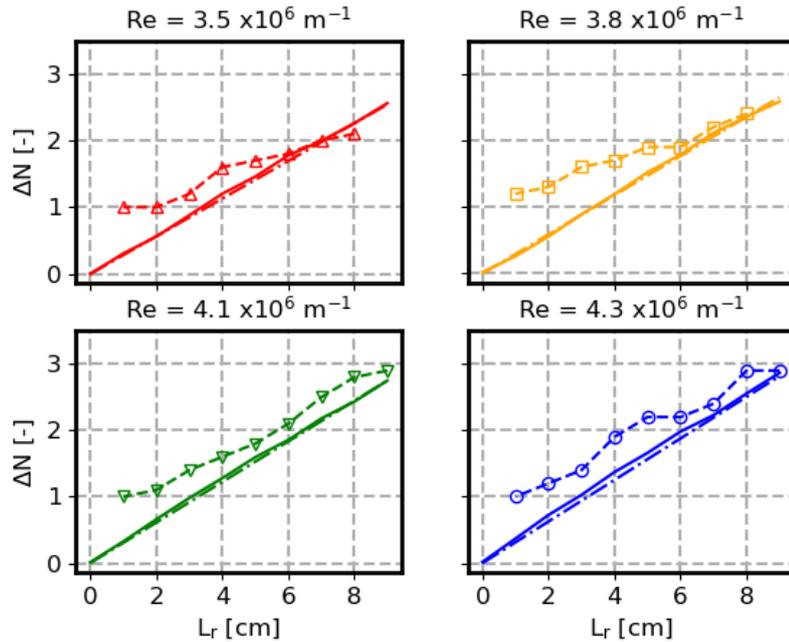


FIGURE 8.4. – Comparaisons des évolutions de ΔN en fonction de la longueur de rugosité pour l'insert P1-Ra71-LV en position1 (lignes en pointillés), le modèle par ΔN réparti (traits continus) et le modèle par ΔN (ligne traits-points)

8.2.3. Comparaison avec les mesures de suramplification locale

Une autre possibilité pour tester les modèles mis au point est la comparaison avec les mesures de suramplification locale. Pour ce faire, le cas de l'insert P2-Ra24 en position 3 pour lequel de telles mesures ont été effectuées a été réutilisé. Les modèles ont été utilisés pour tracer l'évolution du facteur N en prenant en compte la rugosité, et une amplification locale en a été déduite. Les amplifications locales expérimentales et celles prévues par la LST ainsi que par la LST complétées des modèle par ΔN et ΔN réparti sont visibles sur la figure 8.5. La fréquence étudiée est 1250 Hz (bande [1225;1275] Hz pour l'expérience).

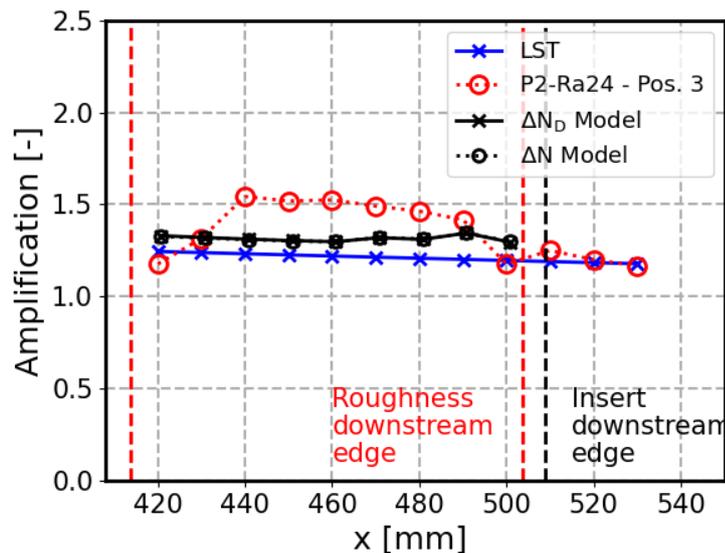


FIGURE 8.5. – Comparaison des modèles avec les résultats d'amplification locale pour l'insert P2-Ra24 en position 3. $Re=4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Fréquence étudiée : 1250 Hz

Les courbes issues des deux modèles sont une nouvelle fois presque confondues. Comme précédemment, le modèle par ΔN réparti donne une suramplification légèrement supérieure à celle du modèle en ΔN au début d'insert avant que cela ne s'inverse, mais les écarts sont trop faibles pour être vus sur la figure.

Une suramplification régulière par rapport à la LST est observée comme attendue avec les deux modèles. A partir de $x = 470$ mm, les courbes sont cependant légèrement plus bruitées qu'au début. Ceci s'explique par le fait que l'écart entre deux points ne soit pas toujours précisément d'un centimètre. En effet, le maillage des calculs ne le permet pas. Il est de plus possible que le maillage devienne de moins en moins fin, ce qui expliquerait que les résultats se dégradent. Il est en tout cas clair que l'écart entre les points change : jusqu'à $x = 460$ mm, l'écart entre deux points successifs est toujours de 1.014 cm. Pour les points suivants, l'écart est plutôt de l'ordre de 1.1 cm. Ceci pourrait être corrigé en effectuant une régression pour redéfinir le maillage de la LST, comme ceci avait été fait par exemple pour la courbe bleue de la figure, correspondant à la LST lisse, mais n'est cependant pas indispensable pour cette étude, l'écart étant relativement faible.

Une nette différence est observable entre les résultats expérimentaux et les modèles. Si le fait que les évolutions globales soient différentes était attendu, la mise en place et la fin de la suramplification aux limites de l'insert n'étant pas modélisées, l'amplification maximale est très sous-estimée. Une des explications de ce phénomène est le fait que la suramplification ne soit pas répartie de la même manière. Le modèle compenserait les effets de bords d'inserts en sous-estimant l'amplification maximale. Cependant, cette explication n'est pas suffisante car le ΔN total obtenu dans les deux cas est différent : 1.2 et 1.1 pour l'expérience par mesures d'amplification locale et de la position de transition respectivement, et 0.83 pour les modèles par ΔN et ΔN réparti. L'écart observé peut alors probablement s'expliquer par la dispersion importante des données ayant servi à la mise en place du modèle.

Si la rugosité était plus longue, l'allongement de la zone le long de laquelle la suramplification est sous-estimée conduirait logiquement à un ΔN encore plus sous-estimé par le modèle. Au contraire, il pourrait être surestimé pour une zone rugueuse très courte.

8.2.4. Comparaison avec l'expérience de Jeong

Aucune expérience assez détaillée et correspondant à ce qui est étudié dans ce manuscrit n'a été trouvée dans la littérature pour tester le modèle par ΔN réparti. Afin de ne pas comparer le modèle mis en place uniquement à des données de la même expérience et de la même soufflerie, une comparaison a été tentée avec les travaux Jeong *et al.* (2019). Il est important de préciser qu'il manque certaines informations essentielles sur la géométrie et les distributions de pression de cette étude qui rendent la comparaison difficile. Celle-ci a malgré tout été faite afin d'illustrer comment pourraient être faites d'éventuelles comparaisons avec d'autres études à l'avenir.

L'expérience de Jeong utilise trois plaques planes, dont une considérée comme étant lisse ($R_a = 0.36 \mu\text{m}$) pour l'essai n°1, les rugosités moyennes des deux autres étant $23.5 \mu\text{m}$ et $86.5 \mu\text{m}$ mais avec un bord d'attaque laissé lisse. La longueur de celui-ci n'est pas donnée, une valeur de 20 cm a été utilisée pour les calculs. Le nombre de Reynolds unitaire est $2.35 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Le modèle de la couche limite de Blasius a été utilisé pour le calcul des épaisseurs de déplacement. Les nombres de Reynolds de transition ne sont pas directement donnés et ont été déduits de la figure 4 de l'article où sont tracées les intermittences en fonction du nombre de Reynolds basé sur la coordonnée longitudinale Re_X . Les épaisseurs de déplacement utilisées pour l'adimensionnement de la rugosité sont calculées au début supposé de la zone rugueuse, soit $x = 20$ cm. Les données relatives à chaque essai sont résumées dans le tableau 8.1.

Des configurations similaires à celles de Jeong sont reproduites numériquement en appliquant le modèle par ΔN réparti aux calculs de stabilité afin d'essayer de retrouver les mêmes décalages de position de transition. Il est à noter que la géométrie et la distribution de pression utilisées sont les mêmes que pour le reste de ce manuscrit, et pas celles de Jeong par manque d'information sur la géométrie de la plaque plane. Le facteur N_T est déterminé en utilisant la position expérimentale de

Essai	Ra [μm]	Ra/δ_1 [-]	$Re_{X_T} \times 10^{-6}$ [-]	X_T [m]
1	0.36	≈ 0	1.70	0.72
2	23.5	0.047	1.60	0.68
3	86.5	0.17	1.07	0.46

TABLE 8.1. – Données de l'expérience de Jeong *et al.* (2019)

transition de Jeong dans sa configuration de référence lisse. Les calculs sont ensuite effectués pour les deux rugosités testées et les positions de transition résultantes correspondent aux positions pour lesquels les facteurs N modifiés atteignent la valeur N_T .

Les configurations de Jeong pour lesquelles les plaques planes sont entièrement rugueuses permettent de mettre en avant un biais important pour le modèle par ΔN : la zone rugueuse n'étant pas circonscrite à une zone précise, il n'est pas possible de déterminer une épaisseur de déplacement moyenne pour l'adimensionnement de la rugosité. L'épaisseur de déplacement finalement retenue pour cette comparaison est celle du début de la zone rugueuse, mais ceci conduira *a priori* à surestimer le ΔN induit. Le modèle par ΔN réparti ne souffre pas de cette limite étant que l'épaisseur de déplacement utilisée est une valeur locale et non moyenne. Les résultats en termes de positions de transition sont présentés dans le tableau 8.2.

Essai	Ra [μm]	X_T [m] (J)	X_T [m] (ΔN_D)	X_T [m] (ΔN)
2	23.5	0.68	0.45	0.43
3	86.5	0.46	0.30	0.30

TABLE 8.2. – Comparaison des résultats de Jeong (J) avec les positions de transitions obtenues avec les modèles par ΔN réparti (ΔN_D) et par ΔN

Une nouvelle fois, les deux modèles mis en place donnent des résultats très similaires. Il peut cependant être noté que plus la zone rugueuse est longue, plus le modèle par ΔN va prévoir une transition avancée par rapport au modèle en ΔN réparti, comme en atteste le fait que les deux modèles donnent des résultats identiques pour l'essai 3 ($L_R \approx 15$ cm) mais pas pour l'essai 2 ($L_R \approx 25$ cm). Ceci est dû au fait que plus la zone rugueuse est longue, moins la variation de l'épaisseur de déplacement peut être négligée. Dans les deux cas, les résultats obtenus sont très éloignés de ceux de Jeong, surestimant de beaucoup l'avancée de la position de transition.

Il est possible que les résultats obtenus lors de cette thèse ne soient pas assez universels pour être transposés directement pour d'autres expériences et plus de données différentes seraient nécessaires afin de pouvoir tester les modèles mis en place. Mais, comme expliqué au début de ce paragraphe, cette comparaison est rendue caduque par le manque de certaines informations essentielles et ne suffit pas à remettre en cause le modèle mis en place. L'idéal serait de posséder des données issues à la fois d'expériences très proches afin de vérifier si les modèles obtenus correspondent, ou, si ce n'est pas le cas, et de comprendre quels paramètres pourraient influencer sur eux mais aussi de configurations relativement différentes afin de voir à quel point les résultats peuvent être transposés.

Bilan

Cet ultime chapitre a permis d'effectuer un bilan sur les méthodes envisagées pour modéliser la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting le long d'une surface rugueuse dans des cas sans présence de modes de Klebanoff. Deux approches par ΔN , dans un cas d'une manière globale et dans l'autre locale, répartie le long de la zone rugueuse, ont été mises en place pour modéliser l'effet d'une surface rugueuse sur la position de transition.

Les ΔN obtenus lors de cette thèse sur de nombreux cas avec rugosité ont été utilisés comme base de données pour voir appliquer ces modèles avec comme uniques données d'entrées la longueur de la zone rugueuse et la hauteur de rugosité adimensionnée.

Des comparaisons avec d'autres expériences effectuées lors de cette thèse ont montré une capacité correcte des modèles à prévoir la suramplification induite par des zones rugueuses longues de 0 à 9 cm. Il a en revanche été constaté qu'en réalité, la suramplification est moins régulière qu'avec les modèles à cause des effets en début et fin de la zone rugueuse, ce qui induira des écarts inévitables entre modèles et réalité, plus ou moins grands selon la longueur de la zone rugueuse.

Une tentative de comparaison a été faite avec les essais de Jeong *et al.* (2019) malgré le fait qu'il manque des informations essentielles pour la reproduction numérique de ces expériences. Les calculs effectués conduisent à des positions de transition très avancées par rapport à celles de Jeong. Il serait nécessaire d'avoir d'autres expériences, effectuées dans d'autres souffleries, avec lesquelles se comparer afin de mieux comprendre ceci et de pouvoir juger plus précisément la crédibilité de la modélisation mise en place.

Les deux modèles donnent des résultats très similaires dans les cas testés. Le modèle par ΔN est plus simple et rapide d'utilisation pour le cas où une zone rugueuse ne recouvre pas toute la surface. Un ΔN total peut alors être calculé en utilisant simplement la longueur et la hauteur moyenne adimensionnée de la zone rugueuse.

En revanche, dans le cas contraire où la zone rugueuse recouvre toute la paroi, ce modèle souffre d'un biais : le choix nécessaire d'une position pour le calcul de l'épaisseur de déplacement, ce dont le modèle par ΔN réparti n'a pas besoin du fait de sa formulation locale. Il est de plus probable que le modèle par ΔN réparti soit d'autant plus intéressant par rapport au modèle en ΔN que la zone rugueuse est longue (et donc que la variation d'épaisseur de déplacement est importante).

Conclusion

Bilan

Les objectifs de cette thèse étaient de mieux comprendre les mécanismes physiques par lesquels la transition de la couche limite est affectée en présence de rugosité de surface dans le cas d'un écoulement bidimensionnel incompressible, et de progresser sur la mise en place d'un modèle permettant de prévoir cet effet en fonction des paramètres de rugosité. L'hypothèse de départ était que l'avancement de la position de transition pourrait être dû à une augmentation de l'amplitude des ondes de Tollmien-Schlichting, par augmentation de la réceptivité et/ou de leur amplification. La suramplification pourrait être la conséquence directe d'une déformation du profil de couche limite par la rugosité ou induite par la présence de stries générées par un phénomène de croissance transitoire en présence de rugosité. La possibilité que les ondes T-S ne soient plus les instabilités déclenchant la transition était donc envisagée.

Pour étudier ceci, une expérience qui consiste en une plaque plane usinée pour pouvoir accueillir trois inserts amovibles dont la surface peut être lisse (inserts en métal usinés) ou rugueuse a été conçue. Les inserts rugueux sont obtenus par impression 3D SLA afin de pouvoir obtenir un grand contrôle sur la taille et la forme des rugosités. Une instrumentation principalement basée sur les mesures de pression à la surface de la plaque et l'anémométrie à fil chaud a été mise en place pour caractériser la couche limite et les instabilités s'y développant. La réceptivité étant très compliquée à mesurer, cette expérience a été principalement pensée pour l'étude de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting, notamment en usinant la cavité accueillant les inserts rugueux relativement loin du bord d'attaque pour éviter d'éventuels effets sur la réceptivité. La configuration lisse a été reproduite numériquement avec les codes de calcul de couche limite 3C3D et de stabilité linéaire CASTET afin de pouvoir valider l'évolution de la couche limite laminaire et des ondes T-S s'y développant. Cet accord expérimental/numérique était doublement important car la configuration lisse a par la suite servi de référence pour exprimer les résultats obtenus en terme de positions de transition par des variations de facteurs N , nommées ΔN .

Les premières études ont malgré tout montré à "bas" nombre de Reynolds (relativement aux nombres de Reynolds utilisés lors de ces travaux de thèse), d'importantes avancées de la position de transition qui pourraient être dus à des effets de réceptivité. Si l'impossibilité de mesurer directement la réceptivité ne permet pas de confirmer pleinement cette hypothèse, celle-ci est très cohérente avec les positions relatives des inserts rugueux et des points neutres des ondes de Tollmien-Schlichting à l'origine de la transition.

Pour des nombres de Reynolds plus élevés, tous les éléments vont dans le sens d'une transition par ondes de Tollmien-Schlichting avancée du fait d'une suramplification de ces instabilités qui a été directement mesurée sur les surfaces rugueuses. Une comparaison entre les ondes de Tollmien-Schlichting de différentes fréquences a été effectuée. La plupart des modes semblent montrer des comportements similaires au-dessus de la surface rugueuse et subir une suramplification du même ordre de grandeur. Cette étude souffre cependant du fait que la mesure d'amplitude d'ondes T-S de fréquences très différentes dans une même zone est compliquée (certaines étant beaucoup moins amplifiées que d'autres) et présente donc une importante incertitude.

Les deux hypothèses précitées concernant l'origine de la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting ont été étudiées. Aucune déformation évidente du profil de couche limite n'a été observée au-dessus et en aval des inserts rugueux mis à part une légère inflexion visible dans la zone très proche de la paroi. La mesure de cette inflexion devra cependant être confirmée en utilisant des métrologie plus adaptée à la mesure très proche paroi. Un essai a été fait avec un micro-anémomètre à fil chaud développé par Baradel *et al.* (2021) dans l'idée d'obtenir des mesures plus proches de la paroi, mais cela n'a finalement pas donné de résultats exploitables dans cette zone.

Des résultats probants ont en revanche été obtenus en recherchant la présence de stries en aval des surfaces rugueuses : de nettes oscillations transversales de vitesse longitudinale ont été observées en utilisant une rugosité aléatoire faite de papier de verre. Aucune strie n'a en revanche été observée dans un premier temps en utilisant les inserts imprimés dont la surface est composée d'un damier. Les analyses des surfaces rugueuses ont permis d'expliquer ceci par le fait que ces surfaces imprimées ne possèdent pas les bonnes longueurs d'onde de rugosité transversale pour générer des stries, au contraire du papier de verre dont le spectre spatial est plus large. Cela s'est confirmé en utilisant un insert imprimé, toujours avec un motif en damier, mais dont la longueur d'onde principale a été adaptée, qui a effectivement permis d'observer des stries. Les oscillations générées par cet insert étaient cependant plus faibles que pour le papier de verre malgré une hauteur moyenne de rugosité supérieure. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que la longueur d'onde choisie ne soit pas optimale, mais peut aussi laisser penser qu'outre les longueurs d'onde, certaines formes de rugosité sont plus déstabilisantes (comme les nombreux pics du papier de verre par rapport aux rugosités moins abruptes des inserts) et facilitent la mise en place d'un phénomène de croissance transitoire. L'influence de la longueur d'onde de rugosité de surface transversale sur la génération de strie est très cohérente avec le fait que ce même phénomène existe en aval de rugosités distribuées.

Les études paramétriques lors desquelles ont été étudiées les ΔN induits par la rugosité, en l'absence de stries, en fonction de la hauteur moyenne et de l'étendue longitudinale de la surface rugueuse ont montré l'importance fondamentale de ces deux paramètres. En particulier, la rugosité moyenne adimensionnée par l'épaisseur de déplacement R_a/δ_1 s'est révélée être un très bon paramètre pour regrouper les données qui semblent montrer une croissance linéaire du ΔN en fonction de cette rugosité adimensionnée. Les résultats étant similaires quelque soit la position de l'insert, un corollaire important est que deux rugosités de même hauteur (relativement à celle de la couche limite) mais placées à deux positions différentes ont le même effet sur la position de transition, tant que la réceptivité n'est pas affectée.

Au-delà d'une certaine hauteur de rugosité en revanche, le fait d'augmenter encore la taille des rugosités ne change plus la position de transition. Ce comportement asymptotique a été interprété comme étant dû à la forme particulière de la rugosité utilisée (uniquement celle en forme de damier pour ces hauteurs de rugosité) : le fluide ne pouvant s'écouler autour de la rugosité, il est probable qu'au-delà d'une certaine hauteur, il se forme des zones de recirculation au fond des cavités. Un lien a été fait avec les cavités 2D pour lesquelles le fluide n'atteint plus le fond à partir d'un rapport d'aspect *hauteur/longueur* ≈ 0.2 . Une valeur similaire du rapport d'aspect seuil a été trouvé pour les rugosités en forme de damier.

Les paramètres de forme autres que la hauteur moyenne de rugosité n'ont pas été étudiés lors de cette thèse. Il est cependant intéressant de constater que les deux motifs de rugosité étudiés P1 (en damier) et P2 (en dômes) semblent s'inscrire dans la même tendance, ce qui signifierait que la forme n'influe pas ou peu à rugosité moyenne égale. Le nombre d'inserts testés est cependant relativement faible et ce résultat devra être confirmé avec d'autres motifs.

La longueur de la zone rugueuse, paramètre jusqu'alors très peu étudié, s'est révélée avoir un impact aussi important que la hauteur moyenne de rugosité sur la position de transition. Le long de la rugosité, le phénomène de suramplification des ondes T-S met environ 2 cm (soit quelques dizaines de fois l'épaisseur de déplacement de la couche limite) pour être complètement établi, dans la gamme haute des nombres de Reynolds testés, puis engendre une suramplification régulière le long de la surface rugueuse. Un retour au niveau d'amplification prévu pour un cas lisse par la LST est observé au voisinage direct de la fin de la zone rugueuse dans la plupart des cas. L'évolution de la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting, quantifiée via le ΔN , en fonction de la longueur de rugosité au-delà des deux premiers centimètres est proche d'une loi linéaire et une légère diminution de la pente semble être observée au-delà d'une certaine longueur, entre 7 et 9 cm. Cette inflexion de pente n'est pas régulièrement observée sur toutes les mesure effectuées, mais pourrait être la conséquence d'un épaissement de la couche limite, et donc d'une diminution de rugosité moyenne adimensionnée, le long de la surface rugueuse.

Deux modèles mis au point vont dans ce sens en montrant que l'épaississement de la couche limite influe de manière modérée mais non négligeable au-delà d'une certaine longueur de rugosité. Ces modèles, découlent de la mise en évidence expérimentale d'une suramplification régulière des ondes T-S au-dessus de la zone rugueuse, et de l'évolution linéaire de ΔN avec la longueur de rugosité. Le premier et le plus simple définit le ΔN global induit par une surface rugueuse comme étant proportionnel à la longueur et la hauteur moyenne adimensionnée de celle-ci. Cette approche est similaire aux modèles en ΔN de l'effet de rugosités 2D localisées. Le second est une approche locale consistant à répartir le ΔN le long de la zone rugueuse, en prenant en compte l'épaississement de la couche limite.

Ces modèles permettant de représenter l'influence de la rugosité sur les ondes T-S le long de la zone rugueuse ont été associés aux résultats de l'étude de la hauteur moyenne de rugosité donnant un modèle d'évolution de ΔN en fonction du ratio R_a/δ_1 pour une zone rugueuse longue de 9 cm. Il est alors théoriquement possible de calculer le ΔN induit par une surface pour une hauteur moyenne et une longueur de rugosité quelconques, dans la mesure où celle-ci n'induit pas de stries.

Compte-tenu de la taille restreinte de la base de données utilisée, il est nécessaire de confronter les modèles mis en place avec des cas de validation. Or, il n'existe que très peu d'études dans la littérature avec lesquelles il est possible de se comparer. Des comparaisons ont tout d'abord été faites avec des expériences effectuées lors de cette thèse mais n'ayant pas servi directement à la mise en place des modèles (inserts à longueur de rugosité variable et mesures locales d'amplification) et ont montré un bon accord mais ont aussi laissé penser que des zones rugueuses plus longues pourraient conduire à une sous-estimation des ΔN totaux obtenus. Une meilleure prise en compte des phénomènes en début et fin d'inserts rugueux serait nécessaire afin d'affiner les modèles et mieux calculer la suramplification maximale induite par la rugosité.

Une tentative de comparaison a été faite avec l'expérience [Jeong et al. \(2019\)](#), mais les positions de transition données par les modèles sont trop avancées par rapport aux résultats expérimentaux. Il convient de préciser que, la géométrie exacte des plaques planes utilisées et les distributions de pressions sur le bord d'attaque dans cet article n'étant pas connues, cette comparaison ne peut être considérée qu'avec de grandes précautions et était surtout destinée à illustrer la manière dont ces modèles peuvent être comparés à d'autres expériences que celles issues de ce manuscrit.

Dans la plupart des cas, les deux modèles donnent des résultats très proches, mais le modèle par ΔN réparti semble donner des résultats légèrement meilleurs pour de longues zones rugueuses. Ce modèle est de plus mieux adapté dans le cas où une surface est entièrement rugueuse. Le modèle par ΔN est en revanche un outil efficace et très simple lorsque la rugosité de surface est circonscrite à une zone précise.

Perspectives

Bien qu'ayant permis d'avancer sur les objectifs de départ, tant sur les questions phénoménologiques que sur la modélisation de l'effet de rugosité de surface sur la position de transition, de nombreux points restent à étudier ou préciser.

La possibilité d'un effet de la rugosité sur la réceptivité tout d'abord, a été envisagée suite à certaines observations indirectes mais n'a pas pu être explicitement prouvée. Une expérience spécifique de réceptivité pourrait être mise en place en reproduisant les cas effectués lors de cette thèse pour lesquels ce phénomène est suspecté, mais en forçant la perturbation extérieure d'une fréquence précise à un niveau plus élevé avec un haut-parleur par exemple. Ceci permettrait de mesurer directement l'onde T-S à proximité du point neutre et donc comparer les amplitudes avec et sans rugosité. Une autre option serait la mise en place d'une DNS ou LNS où serait étudiée spécifiquement cette onde T-S pour des cas lisse et rugueux. Le fait que les rugosités utilisées soient académiques pourrait faciliter la reproduction numérique de nos expériences en exploitant les symétries de la surface, permettant ainsi probablement un gain de temps non négligeable sur la mise en place de la géométrie et du maillage, ainsi que sur le calcul.

La DNS pourrait aussi être un outil particulièrement efficace pour étudier une possible déformation du profil de couche limite à proximité immédiate de la rugosité et vérifier la suramplification des ondes T-S. Il semble en effet compliqué d'étudier ces régions expérimentalement. Les limites de la métrologie à fil chaud ont été montrées lors de cette thèse. Les autres techniques connues telles que les métrologies optiques de type LDV ou la PIV ne seraient probablement pas adaptées non plus. Elles requièrent un ensemencement de l'écoulement, mais ceci fonctionne mieux dans une couche limite turbulente, pour laquelle le mélange est plus efficace que pour une couche limite laminaire où les particules auront tendance à suivre les lignes de courant et s'éloigner de la surface. L'accès optique difficile entre les rugosités et l'éblouissement proche de la paroi rendent de plus l'étude de l'écoulement extrêmement difficile entre les rugosités par la PIV. Il pourrait en revanche peut-être être envisageable d'observer l'écoulement au-dessus des maxima de la surface. La mesure entre les rugosités avec la LDV pourrait être tentée, mais il est fort possible que la résolution spatiale soit trop faible pour pouvoir effectivement mesurer la présence d'un point d'inflexion sur le profil de vitesse de la couche limite.

L'étude sur la génération de stries pourrait être complétée en s'intéressant à l'avancement de la position de transition en présence d'un tel phénomène. Il serait par exemple possible de reproduire ce qui a été fait lors du chapitre 5 en changeant la longueur d'onde transversale de rugosité afin de générer ou non des stries, d'en observer les conséquences sur la position de transition, et de comparer ces résultats avec ceux existant déjà dans le domaine de la rugosité distribuée.

Les mesures de positions de transition effectuées pour différentes hauteurs de rugosité ont montré une tendance relativement nette de croissance de ΔN en fonction de la rugosité adimensionnée. Le nombre d'inserts utilisés est cependant relativement restreint, et il serait important de reproduire le même genre d'essais avec des motifs de rugosité plus variés. Des rugosités académiques ou aléatoires pourraient être imprimées, et d'autres surfaces rugueuses encore pourraient être utilisées (papier de verre, surfaces abrasées par sablage etc.), l'objectif étant d'avoir des surfaces aussi différentes les unes des autres que possible. Des outils tels que l'intelligence artificielle pourraient ensuite être utilisés pour faciliter l'analyse des résultats et déterminer des tendances.

Enfin, l'influence de la longueur de la zone rugueuse pourrait être réétudiée en poussant l'expérience pour des longueurs plus grandes afin de mieux cerner les effets de suramplification en début et fin de zone rugueuse dans l'idée d'améliorer les modèles par ΔN et ΔN réparti.

Avec ou sans résultats expérimentaux supplémentaires pour les alimenter, les modèles mis au points nécessitent d'être comparés avec d'autres expériences pour lesquelles toutes les données nécessaires à une reproduction sont disponibles.

La dernière étape sera d'intégrer ces modèles dans des codes de calcul. Ceci devrait être aisé pour des codes de calcul de couche limite utilisant déjà la méthode e^N . L'intégration pourrait en revanche être plus délicate pour d'autres types de calcul, tels que les solveurs RANS utilisant des paramètres locaux et non intégraux. Cela reste cependant envisageable, à l'instar de ce qui a été fait dans la thèse de Bégou (2018) lors de laquelle la méthode des paraboles a été intégrée au solveur RANS de l'ONERA elsA afin de pouvoir y utiliser la méthode e^N .

Annexes

Détermination expérimentale de l'intermittence

Volino *et al.* (2001) proposent un algorithme pour calculer l'intermittence à partir de données mesurées par un fil chaud. Cet algorithme a été testé dans une étude expérimentale en soufflerie sur une plaque plane, avec un signal de fil chaud filtré avec un filtre passe haut tel que : $f_{HP} = 200.U_\infty$. Une première fonction d'intermittence Γ_{1u} est définie ainsi :

$$\Gamma_{1u}(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\partial u / \partial t| > 8.89 U_m U_\infty \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

avec

$$U_m = \begin{cases} U + 2.\overline{u'^{31/3}} - \overline{u'^{21/2}} & \text{si } 2 \overline{u'^{31/3}} > \overline{u'^{21/2}} \\ U & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

U est la vitesse moyenne locale, U_∞ la vitesse moyenne de l'écoulement libre et U_m est appelé vitesse locale ajustée. L'utilisation de U_m au lieu de U permet d'ajuster la valeur seuil dans les régions proches de la paroi. En effet, avec U à la place de U_m , U étant quasiment nul au voisinage de la paroi, Γ_{1u} vaudrait toujours 1. Il est à noter que les coefficients numériques ne sont pas des nombres sans dimension.

Une deuxième fonction Γ_{2u} est définie, basée sur la valeur de la dérivée seconde de la vitesse instantanée $|\partial^2 u / \partial t^2|$. La valeur seuil de cette fonction doit être définie de manière à ce que les moyennes temporelles de Γ_{1u} et Γ_{2u} soient les mêmes. On définit ensuite Γ_{3u} :

$$\Gamma_{3u}(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \Gamma_{1u} = 1 \text{ ou } \Gamma_{2u} = 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

L'intérêt de définir des seuils à la fois sur la dérivée première et la seconde de la vitesse instantanée u est d'éviter que Γ_{3u} revienne trop souvent à 0 dans les zones turbulentes, ce qui arrive quand les dérivées changent de signe. La dernière étape est de lisser la fonction Γ_{3u} , en la filtrant avec un filtre passe-bas tel que $f_{LP} = 17.78 U_\infty$ puis en définissant enfin la fonction d'intermittence en fonction de Γ_{3u} filtré :

$$\Gamma_u(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \Gamma_{3u} > 0.5 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

La figure A.1 permet de voir la fonction Γ_u en fonction du u' mesuré.

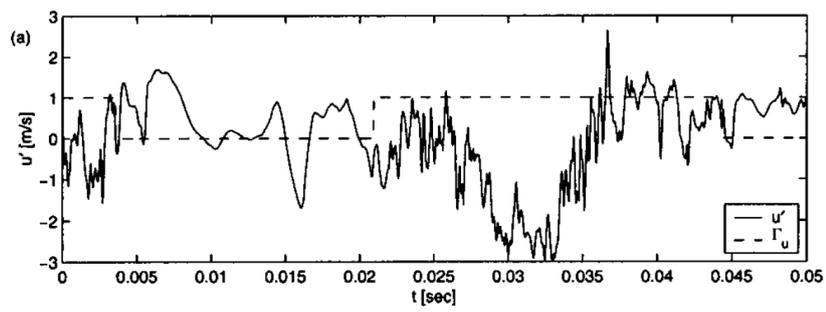


FIGURE A.1. – Algorithme de *Volino et al. (2001)* appliqué à un signal temporel de vitesse fluctuante

Positions de transition et N_T associés pour les cas avec rugosité

B.1. Inserts de longueurs de rugosités différentes

Les tableaux B.1, B.2 et B.3 fournissent les positions de transition et N_T associés pour les inserts avec différentes longueurs de rugosité, correspondant aux essais de la première section du chapitre 7. La colonne Re représente les nombres de Reynolds unitaires utilisés divisés par un million et L_R la longueur de la zone rugueuse en centimètres. Les positions de transition données sont en millimètres.

Re/ L_R	9	9	7	7	5	5	3	3
	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T
2.3	870	7.9	940	8.2	905	8.1	940	8.2
2.8	745	8.2	840	8.8	750	8.3	850	8.8
3.1	660	7.9	750	8.9	685	8.2	770	9
3.5	550	7.6	595	8	545	7.5	700	9.1
3.8	460	7.3	545	8	505	7.6	610	8.6
4.1	365	6.7	465	7.7	460	7.7	580	8.8
4.3	340	6.6	370	7	430	7.6	540	8.6

TABLE B.1. – Inserts P1-Ra67-LX en position 1

Re/ L_R	9	9	7	7	5	5	3	3
	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T
2.3	930	8.2	955	8.4	970	8.5	940	8.2
2.8	840	8.8	890	9.1	850	8.9	890	9.4
3.1	730	8.7	820	9.3	740	8.8	830	9.4
3.5	650	8.5	720	9.3	690	9	740	9.5
3.8	565	8.2	665	9.2	620	8.7	630	8.8
4.1	520	8.1	585	8.8	560	8.6	565	8.6
4.3	350	6.7	545	8.7	535	8.6	540	8.6

TABLE B.2. – Inserts P1-Ra24-LX en position 1

B.2. Inserts à longueur de rugosité variable

Les tableaux B.4, B.5, B.6 et B.7 fournissent les positions de transition et N_T associés pour les inserts à longueur de rugosité variable, correspondant aux essais de la seconde section du chapitre 7. La colonne Re représente les nombres de Reynolds unitaires utilisés divisés par un million et L_R la longueur de la zone rugueuse en centimètres. Les positions de transition données sont en millimètres.

Re/ L_R	9	9	7	7	5	5	3	3	1	1
	X_T	N_T								
2.8	910	9.2	930	9.3	930	9.4	930	9.4	920	9.3
3.1	880	9.7	900	9.8	910	9.9	900	9.8	900	9.8
3.5	750	9.6	820	10.1	830	10.2	820	10.1	850	10.4
3.8	620	8.7	680	9.5	760	10.2	690	9.6	760	10.2
4.1	550	8.4	590	8.8	640	9.4	600	9	650	9.5
4.3	515	8.4	540	8.6	580	9	575	8.9	590	9.1

TABLE B.3. – Inserts P1-Ra24-LX en position 3

L_R/Re	4.3	4.3	3.8	3.8	3.5	3.5
	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T
9	485	8.1	600	8.5	645	8.5
8	530	8.5	645	9	675	8.8
7	545	8.7	675	9.4	700	9.1
6	550	8.7	680	9.5	700	9.1
5	550	8.7	670	9.3	660	8.6
4	530	8.5	700	9.7	690	9
3	540	8.6	710	9.8	670	8.7
2	540	8.6	690	9.6	690	9
1			650	9.1	680	8.9
0			650	9.1	700	9.1

TABLE B.4. – Insert P2-Ra24-LV

B.3. Inserts dont la longueur de rugosité est 9 cm

Les tableaux B.8 et B.9 donnent les valeurs des positions de transition et N_T associés pour les essais avec une zone rugueuse longue de 9 cm. La colonne Re représente les nombres de Reynolds unitaires utilisés divisés par un million. Les positions de transition données sont en millimètre.

L_R/Re	4.3	4.3	4.1	4.1	3.8	3.8	3.5	3.5
	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T
8	335	6.5	370	6.7	485	7.5	590	8
7	370	7	395	7	515	7.7	605	8.1
6	390	7.2	435	7.4	550	8	630	8.3
5	390	7.2	460	7.7	550	8	640	8.4
4	420	7.5	495	7.9	565	8.2	650	8.5
3	470	8	515	8.1	580	8.3	680	8.9
2	500	8.2	550	8.4	610	8.6	695	9.1
1	525	8.4	555	8.5	615	8.7	700	9.1

TABLE B.5. – Insert P1-Ra71-LV

L_R/Re	4.3	4.3	4.1	4.1	3.8	3.8	3.5	3.5
	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T
9	320	6.3	370	6.7	470	7.4	540	7.5
8	350	6.7	390	7	490	7.5	560	7.7
7	410	7.5	450	7.6	520	7.8	590	8
6	420	7.5	490	7.9	535	7.9	600	8
5	370	7	500	8	520	7.8	600	8
4	410	7.5	500	8	545	8	620	8.2
3	470	8	520	8.1	565	8.2	650	8.6
2	545	8.7	560	8.6	590	8.4	695	9.1
1	590	9.1	600	9	635	8.9	720	9.3
0	600	9.2	630	9.3	655	9.2	720	9.3

TABLE B.6. – Insert P1-Ra72-LV

L_R/Re	4.3	4.3	4.1	4.1	3.8	3.8	3.5	3.5
	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T	X_T	N_T
9			305	5.9	420	7	500	7.2
8	305	6.2	340	6.4	440	7.2	510	7.3
7	330	6.5	390	7	480	7.5	540	7.5
6	360	6.9	450	7.6	510	7.7	570	7.8
5	390	7.2	485	7.9	540	8	590	8
4	425	7.6	520	8.1	580	8.3	610	8.1
3	480	8.1	535	8.3	590	8.4	640	8.4
2	490	8.2	555	8.5	600	8.5	690	9
1	515	8.4	560	8.6	610	8.6	700	9.1
0	525	8.5	570	8.7	590	8.4	710	9.2

TABLE B.7. – Insert P1-Ra93-LV

Nom - off	Position	Re	Xt	Nt
P1-Ra67	1	2.3	870	7.9
P1-Ra67	1	2.8	745	8.2
P1-Ra67	1	3.1	660	7.9
P1-Ra67	1	3.5	550	7.6
P1-Ra67	1	3.8	460	7.3
P1-Ra67	1	4.1	365	6.7
P1-Ra67	1	4.3	340	6.6
P1-Ra67	3	2.3	1070	9.3
P1-Ra67	3	2.5	1010	9.3
P1-Ra67	3	2.8	945	9.6
P1-Ra67	3	3.1	820	9.3
P1-Ra67	3	3.5	660	8.7
P1-Ra67	3	3.8	580	8.4
P1-Ra67	3	4.1	550	8.5
P1-Ra67	3	4.3	535	8.6
P1-Ra61	1	2.8	670	7.5
P1-Ra61	1	3.1	575	7.1
P1-Ra61	1	3.5	450	6.8
P1-Ra61	1	3.8	355	6.3
P1-Ra61	1	4.1	335	6.3
P1-Ra61	1	4.3	325	6.4
P1-Ra61	2	2.8	790	8.5
P1-Ra61	2	3.1	695	8.3
P1-Ra61	2	3.5	510	7.2
P1-Ra61	2	3.8	480	7.5
P1-Ra61	2	4.1	460	7.7
P1-Ra61	2	4.3	440	7.7
P1-Ra61	3	2.8	760	8.3
P1-Ra61	3	3.1	665	8
P1-Ra61	3	3.5	555	7.6
P1-Ra61	3	3.8	535	7.9
P1-Ra61	3	4.1	525	8.2
P1-Ra61	3	4.3	515	8.4
P1-Ra61	3	2.8	800	8.5
P1-Ra61	3	3.1	700	8.4
P1-Ra61	3	3.5	585	7.9
P1-Ra61	3	3.8	545	8
P1-Ra61	3	4.1	535	8.3
P1-Ra61	3	4.3	525	8.4
P1-Ra46	2	2.8	890	9.1
P1-Ra46	2	3.1	830	9.4
P1-Ra46	2	3.5	710	9.2
P1-Ra46	2	3.8	570	8.5
P1-Ra46	2	4.1	515	8.1
P1-Ra46	2	4.3	475	8
P1-Ra47	3	2.8	860	8.9
P1-Ra47	3	3.1	770	9
P1-Ra47	3	3.5	595	8
P1-Ra47	3	3.8	565	8.2
P1-Ra47	3	4.1	550	8.4
P1-Ra47	3	4.3	535	8.6

TABLE B.8. – Positions de transition et N_T associés (1/2)

Nom - off	Position	Re	Xt	Nt
P1-Ra24	1	2.8	810	8.5
P1-Ra24	1	3.1	740	8.8
P1-Ra24	1	3.5	650	8.5
P1-Ra24	1	3.8	580	8.3
P1-Ra24	1	4.1	530	8.3
P1-Ra24	1	4.3	510	8.3
P1-Ra24	3	2.8	950	9.6
P1-Ra24	3	3.1	865	9.6
P1-Ra24	3	3.5	760	9.7
P1-Ra24	3	3.8	610	8.6
P1-Ra24	3	4.1	565	8.6
P1-Ra24	3	4.3	535	8.6
P1-Ra24	3	2.8	965	9.7
P1-Ra24	3	3.1	890	9.8
P1-Ra24	3	3.5	790	9.9
P1-Ra24	3	3.8	665	9.4
P1-Ra24	3	4.1	595	8.9
P1-Ra24	3	4.3	575	8.9
P1-Ra32	1	2.8	810	8.5
P1-Ra32	1	3.1	750	8.9
P1-Ra32	1	3.5	660	8.6
P1-Ra32	1	3.8	620	8.7
P1-Ra32	1	4.1	560	8.6
P1-Ra32	1	4.3	535	8.6
P1-Ra107	1	2.5	785	7.8
P1-Ra107	1	2.8	670	7.5
P1-Ra107	1	3.1	550	7
P1-Ra107	1	3.5	415	6.6
P1-Ra107	1	3.8	320	5.9
P1-Ra107	3	2.8	905	9.2
P1-Ra107	3	3.1	800	9.2
P1-Ra107	3	3.5	610	8.1
P1-Ra107	3	3.8	535	7.9
P1-Ra107	3	4.1	510	8.1
P1-Ra107	3	4.3	490	8.2
P2-Ra24	1	2.8	840	8.8
P2-Ra24	1	3.1	730	8.7
P2-Ra24	1	3.5	650	8.5
P2-Ra24	1	3.8	565	8.2
P2-Ra24	1	4.1	520	8.1
P2-Ra24	1	4.3	350	6.7
P2-Ra24	3	2.8	910	9.2
P2-Ra24	3	3.1	880	9.7
P2-Ra24	3	3.5	750	9.6
P2-Ra24	3	3.8	620	8.7
P2-Ra24	3	4.1	550	8.4
P2-Ra24	3	4.3	515	8.4

TABLE B.9. – Positions de transition et N_T associés (1/2)

Géométrie de la plaque plane et coefficients de pression

Les tableaux C.1 et C.2 donnent respectivement la géométrie complète du bord d'attaque et la distribution de pression sur la partie supérieure de la plaque plane en utilisant le point d'arrêt, soit la séparation entre les parties supérieure et inférieure du bord d'attaque, comme origine.

x_{sup}	y_{sup}	x_{inf}	y_{inf}
0	0	0	0
2,5	13,3	1,4	-24,4
10,9	13,3	10,0	-24,7
19,3	13,3	21,6	-24,4
27,8	13,3	30,0	-24,4
36,2	13,2	38,5	-24,3
44,6	13,1	46,9	-24,1
53,0	13,0	55,4	-23,7
61,4	12,9	72,3	-22,9
69,9	12,8	80,7	-22,4
78,3	12,8	89,2	-21,9
86,7	12,7	97,6	-21,3
95,1	12,6	106,0	-20,6
103,6	12,3	114,4	-20,1
112,0	11,8	122,9	-18,9
120,4	11,3	131,3	-18,0
128,9	11,4	140,0	-17,1
137,2	10,5	148,4	-15,8
145,7	10,2	156,9	-14,7
152,0	9,8	165,4	-12,8
160,4	9,2	174,0	-11,0
168,8	8,1	182,2	-8,6
177,5	6,9	190,3	-5,2
185,7	5,5	193,3	-2,4
190,7	3,1	193,8	0,8

TABLE C.1. – Géométrie des parties supérieure et inférieure du bord d'attaque

x	y	1,9	2,1	2,3	2,8	3,1	3,5	3,8	4,1	4,3
0	0	0,921	0,921	0,921	0,981	0,976	0,972	0,969	0,967	0,967
4	4.241	0,047	0,047	0,047	0,046	0,047	0,048	0,051	0,053	0,053
8	5.565	-0,033	-0,033	-0,033	-0,037	-0,035	-0,034	-0,032	-0,029	-0,029
12.5	6.565	-0,032	-0,032	-0,032	-0,047	-0,045	-0,044	-0,042	-0,040	-0,040
17.5	7.403	-0,042	-0,042	-0,042	-0,052	-0,050	-0,049	-0,047	-0,046	-0,046
25	8.366	-0,078	-0,078	-0,078	-0,074	-0,073	-0,072	-0,070	-0,069	-0,069
33	9.191	-0,073	-0,073	-0,073	-0,077	-0,075	-0,074	-0,073	-0,072	-0,072
41	9.793	-0,075	-0,075	-0,075	-0,070	-0,069	-0,067	-0,066	-0,064	-0,064
50	10.373	-0,081	-0,081	-0,081	-0,071	-0,070	-0,069	-0,068	-0,066	-0,066
58	10.799	-0,079	-0,079	-0,079	-0,070	-0,069	-0,067	-0,066	-0,065	-0,065
66	11.171	-0,078	-0,078	-0,078	-0,069	-0,067	-0,065	-0,064	-0,063	-0,063
75	11.522	-0,074	-0,074	-0,074	-0,064	-0,063	-0,062	-0,060	-0,059	-0,059
83	11.779	-0,070	-0,070	-0,070	-0,062	-0,060	-0,059	-0,058	-0,056	-0,056
91	12.02	-0,070	-0,070	-0,070	-0,060	-0,059	-0,058	-0,056	-0,055	-0,055
100	12.244	-0,069	-0,069	-0,069	-0,058	-0,057	-0,056	-0,055	-0,054	-0,054
112	12.485	-0,066	-0,066	-0,066	-0,057	-0,056	-0,054	-0,053	-0,052	-0,052
125	12.697	-0,060	-0,060	-0,060	-0,053	-0,052	-0,051	-0,050	-0,049	-0,049
150.5	12.978	-0,050	-0,050	-0,050	-0,047	-0,046	-0,045	-0,044	-0,043	-0,043
175.496	13.112	-0,047	-0,047	-0,047	-0,046	-0,044	-0,042	-0,041	-0,040	-0,040
200	13.134	-0,038	-0,038	-0,038	-0,038	-0,036	-0,035	-0,034	-0,033	-0,033
300	13.134	-0,028	-0,028	-0,028	-0,029	-0,028	-0,027	-0,026	-0,025	-0,025
400	13.134	-0,024	-0,024	-0,024	-0,028	-0,027	-0,026	-0,024	-0,023	-0,023
500	13.134	-0,026	-0,026	-0,026	-0,030	-0,029	-0,028	-0,026	-0,024	-0,024
600	13.134	-0,026	-0,026	-0,026	-0,029	-0,027	-0,025	-0,024	-0,022	-0,022
700	13.134	-0,024	-0,024	-0,024	-0,022	-0,020	-0,019	-0,016	-0,012	-0,012
800	13.134	-0,032	-0,032	-0,032	-0,022	-0,020	-0,017	-0,017	-0,017	-0,017
900	13.134	-0,031	-0,031	-0,031	-0,019	-0,016	-0,014	-0,014	-0,015	-0,015
1000	13.134	-0,028	-0,028	-0,028	-0,015	-0,012	-0,010	-0,010	-0,010	-0,010

TABLE C.2. – Distribution des coefficients de pression pour tous les nombres de Reynolds unitaires étudiés

Conception et caractérisation des inserts rugueux

D.1. Conception des surfaces rugueuses

Les rugosités de surface imprimées sont toutes construites selon la même logique : un sinus dans les direction x et z est généré puis modifié pour adapter les formes de rugosité. La variable H est la hauteur de la rugosité.

$$y(x, z) = \sin(\pi x)\sin(\pi z) \quad (\text{D.1})$$

Pour générer la rugosité en damier, ce sinus est modifié ainsi :

```

if  $y(x,z) > 0$  then
   $y(x,z) = H/2$ 
else
   $y(x,z) = -H/2$ 
end if

```

Pour la rugosité en forme de dômes :

```

if  $y(x,z) > 5H/9$  then
   $y(x,z) = H$ 
else
   $y(x,z) = 0$ 
end if

```

Pour la rugosité avec une longueur d'onde de l'ordre de 6 mm en damier, le même principe est repris, mais le sinus en x et z de base est le suivant :

$$y(x, z) = \sin\left(\frac{2\pi}{3}z\right)\sin\left(\frac{2\pi}{6}z\right)\sin(\pi x) \quad (\text{D.2})$$

NB : les formes imprimées ne correspondent pas exactement à ces algorithmes dû fait de la résolution de l'imprimante 3D. En particulier, les passages entre les niveaux haut et bas de rugosité ne sont pas strictement verticaux, d'où le fait que les damiers soient lissés et que le second algorithme donne des dômes aplatis au lieu de picots.

D.2. Paramètres de rugosité des inserts rugueux

Le tableau D.1 donne les valeurs des principaux paramètres de rugosité des inserts testés lors de cette thèse.

Insert	R_a	R_q	R_{sk}	R_{ku}
P1-Ra24	24	26	-0,07	1,4
P1-Ra32	32	35	-0,2	1,9
P1-Ra46	46	49	-0,07	1,4
P1-Ra47	47	50	-0,03	1,4
P1-Ra61	61	65	-0,1	1,4
P1-Ra67	67	73	-0,13	1,3
P1-Ra107	107	116	-0,025	1,4
P2-Ra24	24	29	1,4	3,5
P3-Ra130	130	136	-3	1,2
P1-Ra71-LV	71	76	-0,1	1,3
P1-Ra72-LV	72	77	-0,1	1,3
P1-Ra93-LV	93	98	-0,2	1,3
P2-Ra24-LV	24	29	1,4	3,5
SP-P40-Ra90	90	120	1,1	5,7

TABLE D.1. – Valeurs des paramètres de rugosité des inserts imprimés

Calculs LST

Cette annexe fournit les évolutions des facteurs N_f ainsi que de la courbe enveloppe pour les différents nombres de Reynolds unitaires étudiés lors de cette thèse. Ces courbes ont été utilisées pour convertir les positions de transition en terme de facteurs critiques N_T .

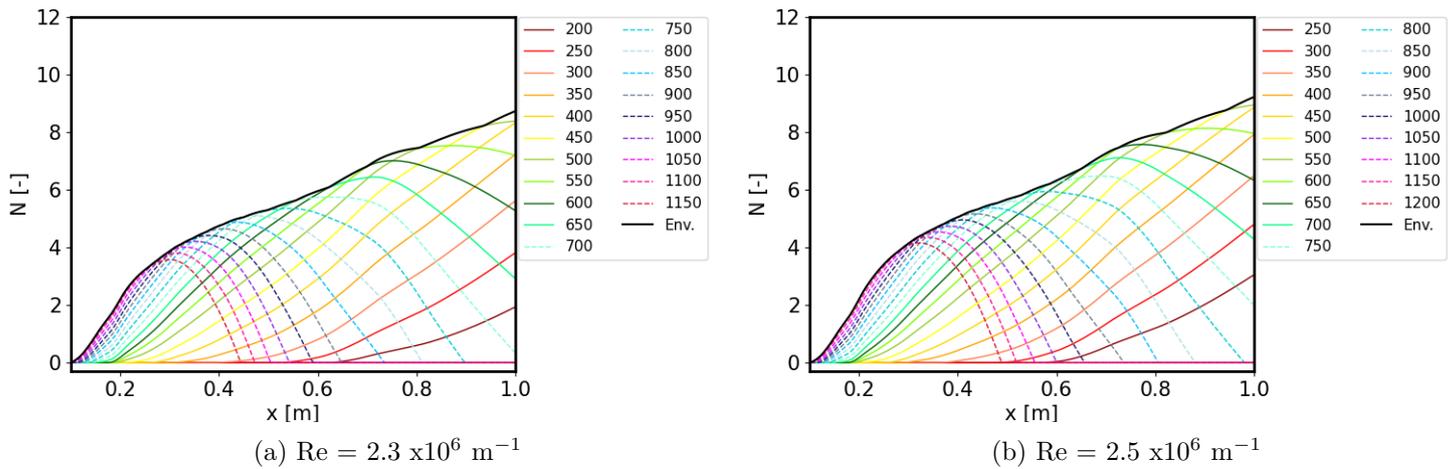


FIGURE E.1. – Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.

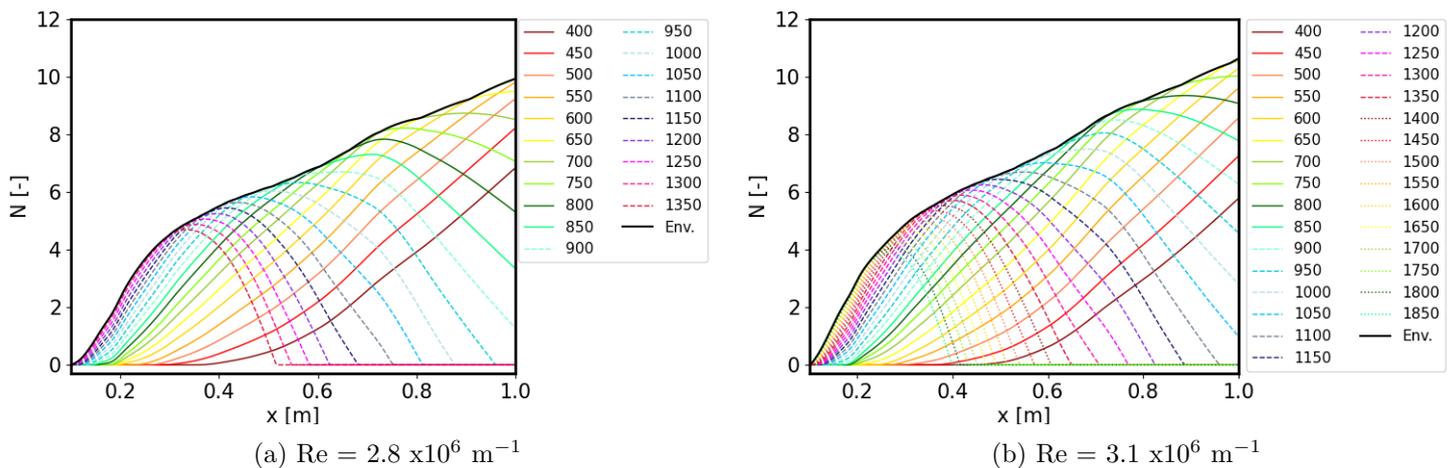


FIGURE E.2. – Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.

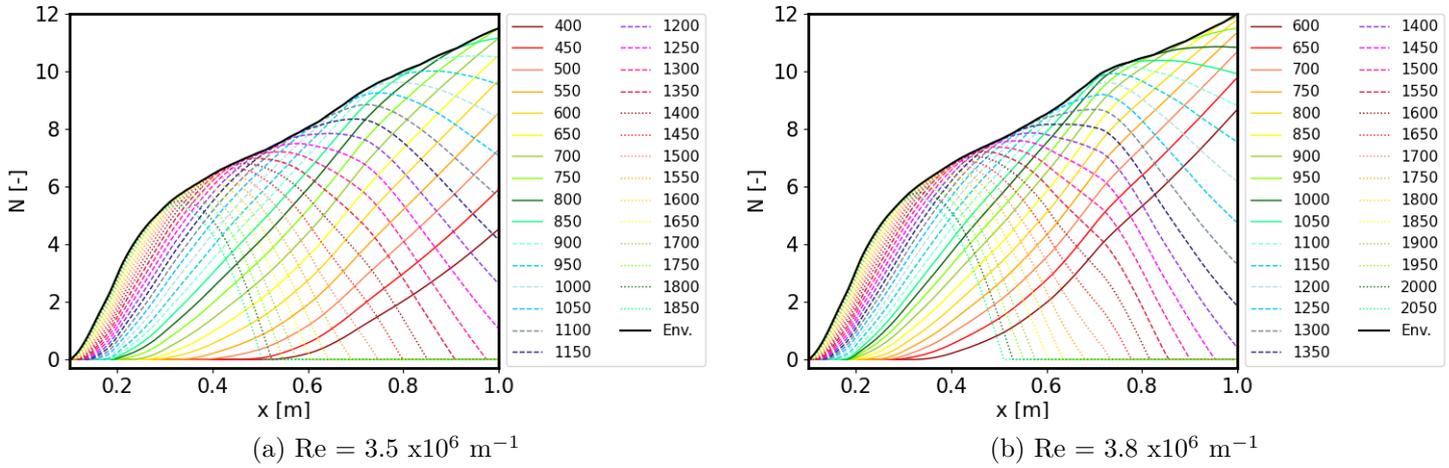


FIGURE E.3. – Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.

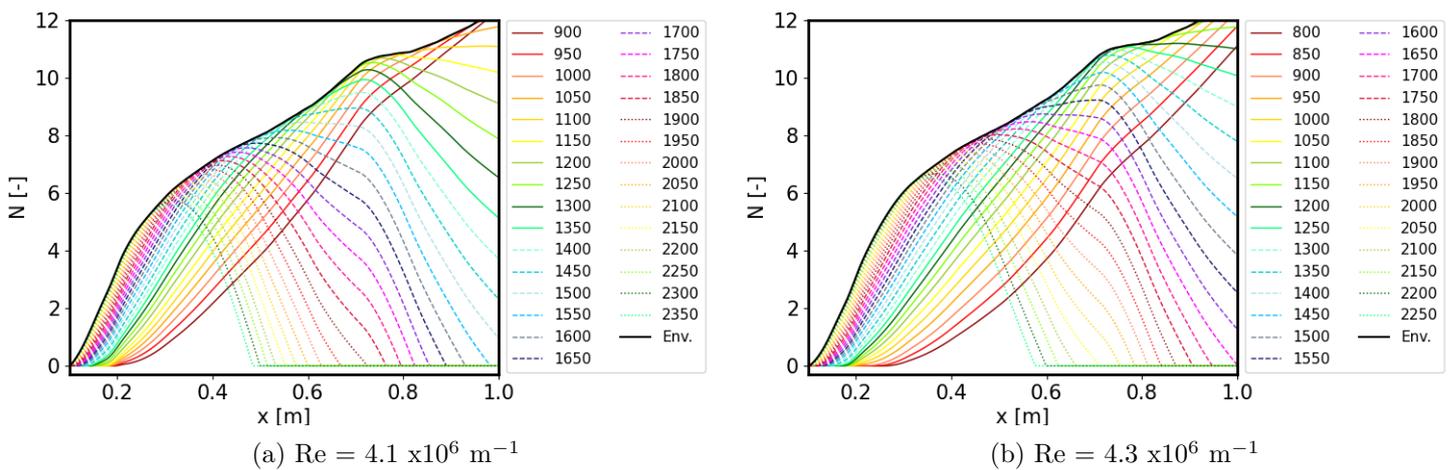


FIGURE E.4. – Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.

Table (exhaustive) des matières

Introduction	xi
I. État de l'art, matériel et méthodes	1
1. Etat de l'art	3
1.1. Couche limite laminaire et transition vers la turbulence	3
1.1.1. Les équations de la couche limite	4
1.1.2. Grandeurs caractéristiques d'une couche limite bidimensionnelle	6
Solution analytique de Blasius pour une couche limite laminaire	7
1.1.3. Transition vers la turbulence	8
Transition laminaire-turbulent	10
Notion d'intermittence	11
Cas d'un écoulement 2D incompressible à faible taux de turbulence	12
1.2. Ondes de Tollmien-Schlichting : réceptivité, croissance linéaire et transition	12
1.2.1. Evolution des ondes de Tollmien-Schlichting le long d'une couche limite	12
1.2.2. Réceptivité	13
1.2.3. Théorie de la stabilité linéaire	14
1.2.4. Croissance transitoire et influence sur les ondes de Tollmien-Schlichting	15
1.2.5. Critères de prévision de la transition	17
Critères basés sur des grandeurs intégrales de couche limite	17
Méthode e^N	17
Prise en compte des phénomènes stabilisants ou déstabilisants dans les critères de prévision de la transition	18
1.3. Caractérisation de l'état de surface	19
1.3.1. Paramètres classiques de la rugosité de surface	19
Rugosité moyenne - R_a	19
Rugosité moyenne quadratique - R_q	20
Extrema de rugosité - R_p , R_v et R_t	20
Coefficient d'asymétrie - R_{sk}	20
Aplatissement (Kurtosis) - R_{ku}	21
Mesures surfaciques de rugosité	21
1.3.2. Paramètres de rugosité de surface spécifique à un écoulement	22
Espacement moyen	22
Pente effective et solidité	22
Paramètre Λ	22
1.3.3. Mesure expérimentale de la rugosité	23
1.4. Influence de la rugosité de surface sur la couche limite laminaire 2D et la transition	24
1.4.1. Différents types de rugosités, différents effets	24
Effets des rugosité 2D localisées sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible	24
Effets des rugosité 3D localisées sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible	25
1.4.2. Effets de la rugosité de surface sur la position de transition d'une couche limite 2D incompressible	27
Influence de la rugosité de surface sur l'amplification des ondes T-S	27
Influence de la rugosité de surface sur la réceptivité des ondes T-S	33
1.4.3. Influence de la rugosité de surface sur d'autres scenarios de transition	36

1.5.	Etude expérimentale des couches limites et de la transition	37
1.5.1.	Anémométrie à fil chaud	37
1.5.2.	Thermographie infrarouge	40
II.	Partie II : conception et validation d'une expérience pour l'étude de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting	45
2.	Conception d'une expérience pour l'étude des ondes de Tollmien-Schlichting sur surface rugueuse	47
2.1.	Dispositif expérimental	47
2.1.1.	Soufflerie TRIN1	47
2.1.2.	Plaque plane	48
2.1.3.	Systèmes d'acquisition de données	49
2.1.4.	Rugosité : conception et caractérisation des inserts rugueux	50
	Choix d'une technologie : l'impression 3D par stéréolithographie (SLA)	50
	Modélisation numérique des inserts rugueux	50
	Caractérisation de la rugosité de surface imprimée	52
	Nomenclature	54
	Emplacement de la rugosité de surface	54
2.2.	Méthodes numériques et expérimentales pour l'étude de la couche limite et de la transition	55
2.2.1.	Etude expérimentale de la couche limite et de la position de transition	55
	Anémométrie à fil chaud	55
	Visualisations infrarouges	61
	Mesure des coefficients de pression	63
2.2.2.	Etude numérique de la configuration lisse	63
2.3.	Quantification de l'incertitude de mesure	63
2.3.1.	Incertitude sur la mesure de vitesse par le fil chaud	63
2.3.2.	Incertitude sur les coefficients de pression	65
2.3.3.	Incertitude sur la position de transition	66
2.3.4.	Incertitude sur la mesure de rugosité	67
3.	Validation de l'expérience et établissement d'une configuration de référence sur plaque lisse	69
3.1.	Etude de la transition et validation de la configuration de référence	69
3.1.1.	Taux de turbulence en présence de la plaque plane	70
3.1.2.	Mesure des coefficients de pression	70
3.1.3.	Validation de la configuration de référence lisse	72
	Couche limite	72
	Etude de la stabilité et mesures des positions de transition	73
3.1.4.	Validation de la méthode de mesure d'amplifications locales d'ondes de Tollmien-Schlichting	78
3.1.5.	Visualisations infrarouge de la transition	80

III. Partie III : étude phénoménologique de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting	83
4. Etude de l'influence de la rugosité de surface sur l'amplification et la réceptivité des ondes T-S	87
4.1. Influence d'une rugosité de surface sur la transition par ondes de Tollmien-Schlichting	88
4.1.1. Analyse de l'avancement de la position de transition en présence de rugosité	88
Positionnement relatif des points neutres des ondes T-S et de la rugosité de surface	88
Observation de l'influence d'un insert rugueux en positions 1 et 3 sur la position de transition	88
4.1.2. Analyse de la cause de la transition en présence de rugosité de surface . . .	90
4.1.3. Etude de la possibilité d'un effet de sur-réceptivité	91
Etude des positions des points neutres des fréquences à l'origine de la transition	92
Etude de la compatibilité des longueurs d'onde des T-S et de la rugosité . .	93
Bilan sur la réceptivité	94
4.1.4. Etude du comportement aux hauts nombres de Reynolds	94
Hypothèse n°1 : non planéité des inserts	94
Hypothèse n°2 : stabilisation par des stries induites par la rugosité de surface	94
Hypothèse n°3 : déclenchement de la transition par un ΔN_{max}	94
Hypothèse n°4 : influence de la position du début de la zone non linéaire . .	95
Bilan sur le comportement à haut nombre de Reynolds	96
4.2. Etude de la suramplification des ondes T-S en présence de rugosité de surface . . .	97
4.2.1. Mesure directe de la suramplification en présence de rugosité	97
Protocoles expérimentaux	97
Analyse des résultats	98
Application dans le cadre d'une modélisation	98
4.2.2. Etude de l'influence de la fréquence d'une onde T-S sur sa suramplification par la rugosité de surface	99
Automatisation du calcul de l'amplification locale	99
Validation avec un cas d'étude	100
Analyse de l'influence de la fréquence sur l'amplification et compatibilité avec les modélisations en ΔN réparti et coefficient de suramplification	101
5. Recherche de l'origine de la suramplification des ondes de Tollmien-Schlichting en présence de rugosité de surface	105
5.1. Etude du profil de vitesse en présence de rugosité de surface	105
5.1.1. Comparaison des profils de vitesse moyenne et de leurs dérivées spatiales première et seconde entre cas lisse et rugueux	105
5.1.2. Etude des régions proches de la paroi	107
Sondages au fil chaud classique Dantec 55P15	107
Sondages au micro-anémomètre à fil chaud	108
5.1.3. Bilan	110
5.2. Recherche de stries induites par la rugosité de surface	111
5.2.1. Comparaisons avec différentes surfaces	111
5.2.2. Etude des oscillations transversales et comparaison avec les perturbations optimales	112
Etude de la longueur d'onde des oscillations transversales	112
Etude des profils de couche limite dans les stries	114

5.2.3.	Etude de l'influence de la longueur d'onde de rugosité sur la génération de stries	116
	Extension pour d'autres nombres de Reynolds unitaires	118
5.3.	Comparaison avec la littérature	120
IV.	Partie IV : étude paramétrique de l'influence de la rugosité de surface sur les ondes de Tollmien-Schlichting	123
6.	Etude de l'influence de la taille et de la position de la rugosité sur la suramplification des ondes T-S	127
6.1.	Comparaison des différentes rugosités de surface	128
6.2.	Etude de l'influence de la position longitudinale de la rugosité de surface	128
6.3.	Etude d'un comportement asymptotique au-delà d'une certaine valeur de rugosité .	129
6.4.	Etude de l'influence du nombre de Reynolds	131
6.5.	Proposition d'un modèle basé sur la hauteur moyenne adimensionnée de la rugosité	132
6.5.1.	Modélisation par régression linéaire	132
6.5.2.	Comparaison avec la littérature	132
7.	Etude de l'influence de la longueur de la zone rugueuse	137
7.1.	Comparaisons entre inserts de longueurs de rugosité différentes	137
7.1.1.	Méthodologie	137
7.1.2.	Interprétation des positions de transition obtenues	138
7.1.3.	Mesures d'amplification locale	138
7.1.4.	Bilan	139
7.2.	Utilisation d'inserts à longueur de rugosité variable	140
7.2.1.	Méthodologie	140
7.2.2.	Interprétation des positions de transition obtenues	140
	Influences relatives des zones avec et sans rugosité	140
	Evolution de la dynamique le long de la surface rugueuse	141
8.	Modélisation de l'effet de la rugosité de surface sur la suramplification des ondes T-S	145
8.1.	Modélisation par une combinaison des modèles basés sur la longueur et la hauteur relative de rugosité	145
8.1.1.	Modélisation globale du ΔN par une loi linéaire	146
8.1.2.	Modélisation locale par ΔN réparti le long de la zone rugueuse	147
	Principe du ΔN réparti et comparaison avec un coefficient de suramplification	147
	Mise en place du modèle par ΔN réparti	148
	Intégration dans les calculs de LST	148
	Exemples d'utilisation de la LST modifiée	148
8.2.	Comparaison des modèles avec des résultats expérimentaux	150
8.2.1.	Comparaison des modèles par ΔN et ΔN réparti avec une loi linéaire de la longueur de rugosité	150
8.2.2.	Comparaison avec les expériences à longueur de rugosité variable	151
8.2.3.	Comparaison avec les mesures de suramplification locale	152
8.2.4.	Comparaison avec l'expérience de Jeong	153
	Conclusion	157
A.	Détermination expérimentale de l'intermittence	163
B.	Positions de transition et N_T associés pour les cas avec rugosité	165
B.1.	Inserts de longueurs de rugosités différentes	165
B.2.	Inserts à longueur de rugosité variable	165

B.3. Inserts dont la longueur de rugosité est 9 cm	166
C. Géométrie de la plaque plane et coefficients de pression	169
D. Conception et caractérisation des inserts rugueux	171
D.1. Conception des surfaces rugueuses	171
D.2. Paramètres de rugosité des inserts rugueux	171
E. Calculs LST	173
Table (exhaustive) des matières	175
Table des figures	181
Nomenclature	187
Bibliographie	189

Table des figures

1.	Démonstrateur BLADE équipé de tronçons d'ailes laminaires	xi
1.1.	Illustration schématique d'une couche limite se développant le long d'une plaque plane	4
1.2.	Epaisseur de déplacement, issu de Methel (2019)	6
1.3.	Epaisseur de quantité de mouvement, issu de Methel (2019)	7
1.4.	Profils de couches limites avec différents facteurs de forme, issu de Methel (2019)	7
1.5.	Les trois régimes d'écoulement dans la couche limite	9
1.6.	Evolution des grandeurs caractéristiques de la couche limite lors de la transition Cousteix (1989)	9
1.7.	Les différents mécanismes de transition selon Morkovin (1994)	10
1.8.	Fonction d'intermittence	12
1.9.	Développement des ondes de Tollmien-Schlichting Cousteix (1989)	13
1.10.	Visualisation des ondes de Tollmien-Schlichting se développant au-dessus d'une plaque plane dans un tunnel hydrodynamique (Photo de Werlé, ONERA)	13
1.11.	Diagramme de stabilité et facteur N, issu de Methel (2019)	16
1.12.	Visualisation de stries dans une couche limite (Matsubara et Alfredsson, KTH)	16
1.13.	Prise en compte de potentiels augmentations d'amplification et réceptivité dans la méthode e^N	19
1.14.	Ligne moyenne et quelques grandeurs caractéristiques de rugosité	20
1.15.	Exemples de valeurs négatives et positives de skewness. Issu de https://www.olympus-im.com/fr/metrology/surface-roughness-measurement-portal/parameters/	21
1.16.	Exemples de valeurs de kurtosis supérieure et inférieure à 3. Issu de https://www.olympus-im.com/fr/metrology/surface-roughness-measurement-portal/parameters/	22
1.17.	Corrélation entre le grain de sable équivalent et le paramètre Λ issue de Van Rij <i>et al.</i> (2002)	23
1.18.	Modélisation de l'effet d'une rugosité 2D par un ΔN (Methel (2019))	25
1.19.	Tracé des Reynolds de transition basé sur la rugosité $R_{k,t}$ en fonction du paramètre (diamètre rugosité)/(hauteur rugosité) Von Doenhoff et Braslow (1961)	26
1.20.	Visualisation de l'effet stabilisateur des stries par Fransson <i>et al.</i> (2006). A gauche, sans le haut-parleur, à droite, avec. Pour (c) et (d), un forçage des stries est effectué avec des rugosités distribuées, pour (e) et (f), des stries sont forcées sur la moitié de l'écoulement	27
1.21.	Insert rugueux circulaire et longueurs de rugosités traversées dans l'expérience de Lanzillotta <i>et al.</i> (2017)	28
1.22.	Fluctuations de vitesse en fonction de la position longitudinale pour plusieurs longueurs de rugosité lors de l'expérience de Lanzillotta <i>et al.</i> (2017)	28
1.23.	Influence de l'espacement transversal entre deux rugosités sous-critiques sur le déclenchement de la transition Von Doenhoff et Braslow (1961)	28
1.24.	Nombres de Reynolds de l'expérience Corke <i>et al.</i> (1986)	29
1.25.	Couches limites à différentes positions longitudinales le long de la zone rugueuse démarrant à $x = 50$ cm (expérience de Corke <i>et al.</i> (1986)	29
1.26.	Déplacement vertical de la couche limite de la hauteur de la rugosité (Reshotko et Leventhal (1981))	30
1.27.	Mesures de fluctuations de vitesse longitudinale u' à différentes stations longitudinales Corke <i>et al.</i> (1986)	30
1.28.	Croissance des ondes de Tollmien-Schlichting le long de l'axe longitudinal Corke <i>et al.</i> (1986)	31
1.29.	Schéma de l'expérience de Downs <i>et al.</i> (2008)	32

1.30. Rugosités utilisées pour l'expérience de Downs <i>et al.</i> (2008) et observation des stries e aval	32
1.31. Fluctuations de vitesse longitudinale le long de l'axe transversal en aval de la rugosité Lanzillotta <i>et al.</i> (2017)	33
1.32. Evolution longitudinale de l'intermittence le long d'une plane plane pour trois rugosités différentes Jeong <i>et al.</i> (2019)	33
1.33. Influence de la rugosité sur le nombre de Reynolds critique (Données retracées d'une figure de Son et Kim (2021), originellement issues de Feindt (1957))	34
1.34. Variation de la réceptivité avec la distance longitudinale Goldstein (1983a), le point indiqué sur la courbe est le point neutre	35
1.35. Amplitude initiale d'une onde de Tollmien-Schlichting en fonction du paramètre de "désaccordage" $\sigma = \alpha_\omega / \alpha_m - 1$ (issu de Raposo <i>et al.</i> (2018)). α_ω est la longueur d'onde de la rugosité, α_m est la valeur de α_ω maximisant la réceptivité	36
1.36. Exemples d'évolutions de facteur N critique en fonction de la rugosité	37
1.37. Algorithme de Volino <i>et al.</i> (2001) appliqué à un signal temporel de vitesse fluctuante	39
1.38. Principe de l'algorithme de Veerasamy et Atkin (2020)	40
1.39. Visualisation d'un micro-anémomètre à fil chaud et de résultats obtenus avec cet anémomètre	40
1.40. Visualisations de la ligne de transition par imagerie infrarouge sur une aile pour des angles d'incidence croissants (10-12-14-15° respectivement) issues de Thomann et Frisk (1968)	41
2.1. Vue schématique de la soufflerie TRIN 1	48
2.2. CAO et plan de la plaque plane modifiée pour accueillir trois inserts amovibles	49
2.3. Photographie éditée de la plaque plane en veine et du montage d'un insert rugueux en position 1 et deux lisses en positions 2 et 3. Mise en évidence du fil chaud et de la ligne le long de laquelle sont réparties les prises de pression statique. L'origine du repère aérodynamique a été décalée par souci de lisibilité	51
2.4. Imprimante 3D Peopoly Phenom	51
2.5. Insert numérique entier et zoom sur la rugosité	52
2.6. Exemples de rugosités imprimées	52
2.7. Gocator 2320 : résolution en X et utilisation sur papier de verre	53
2.8. Alicona Infinite Focus SL et exemple d'une mesure effectuée avec cet appareil	54
2.9. Montage du fil chaud avec le niveau laser	55
2.10. Etapes de la calibration d'un fil chaud avec la loi de King	56
2.11. Correction verticale pour les sondages de couche limite	57
2.12. Détermination de la position de transition par anémométrie au fil chaud	58
2.13. Exemples de spectres de u' issus de signaux fil chaud	60
2.14. Intégration des spectres de fluctuations de vitesse pour le tracé d'un profil d'onde T-S. Mise en évidence du lien entre spectre et point associé sur le profil par un code couleur identique sur les deux figures	60
2.16. Installation de la caméra infrarouge au-dessus de la veine d'essai	62
2.17. Visualisation infrarouge de la transition derrière un obstacle. Le vent vient de la droite	62
2.18. Mesures de la position de transition sur plaque lisse à différentes hauteurs pour $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$	66
3.1. Taux de turbulence en fonction du nombre de Reynolds pour différentes bornes d'intégration du spectre de u' et détermination du facteur N de transition N_T correspondant par la loi de Mack. Mesures à $x = 600 \text{ mm}$, $z = 0$ et $y = 66 \text{ mm}$ (au-dessus de la plaque plane)	71

3.2. Spectres de fluctuations de vitesse issus des mesures de taux de turbulence. En légende : le nombre de Reynolds unitaire correspondant à une mesure est divisé par un million	71
3.3. Distribution des coefficients de pression le long de la plaque plane pour quatre nombres de Reynolds unitaires	72
3.4. Profils de vitesse moyenne de couches limites sur la plaque plane en configuration lisse, comparaisons des mesures avec les résultats numériques issus de 3C3D	73
3.5. Comparaisons numériques/expérimentales des grandeur intégrales de couche limite sur plaque lisse	74
3.6. Exemples d'évolutions longitudinales de facteurs N sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST	75
3.7. Spectres de fluctuations de vitesse pour différentes positions longitudinales en amont et aval de la transition sur plaque lisse pour $Re = 4.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x_T \approx 610 \text{ mm}$	76
3.8. Positions de transition et facteurs N critiques en configuration lisse pour différents essais	77
3.9. Evolution de Re_{x_T} avec le taux de turbulence issue de Schubauer et Skramstad (1948)	78
3.10. Comparaisons de spectres de fluctuations de vitesse à $z = -20 \text{ mm}$ et $z = -70 \text{ mm}$ pour $Re=2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$	79
3.11. Validation de la méthode d'estimation de l'amplification locale, sur plaque lisse à $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F_{exp} = [725, 775] Hz$, $F_{LST} = 750Hz$	80
3.12. Visualisation de la transition naturelle par infrarouge	81
4.1. Evolution des facteurs N et position du point neutre (flèches verticales) sur plaque plane lisse des ondes de Tollmien-Schlichting déclenchant la transition. Les lignes en pointillés rouges marquent la position de transition et le N_T associé, celles en noir les positions des trois inserts.	89
4.2. Evolution de N_T et Re_{x_T} en fonction de la rugosité moyenne adimensionnée pour l'insert rugueux P1-Ra67 en positions 1 et 3. Les extrema du nombre de Reynolds unitaire sont indiqués sur les deux figures. Le nombre de Reynolds unitaire $2.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ est mis en valeur par des cercles rouges sur les deux figures	90
4.3. Comparaisons de spectres de fluctuations de vitesse sur plaques lisse et rugueuse, à $x = 510 \text{ mm}$ et $Re = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$	91
4.4. Evolution des facteurs N et position du point neutre (flèches verticales) sur plaque lisse des ondes de Tollmien-Schlichting déclenchant la transition en présence de l'insert P1-Ra67 en positions 1 et 3.	92
4.5. Spectre montrant la largeur de la bande de fréquence des ondes T-S amplifiées, $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 0.950 \text{ mm}$, insert P1-Ra67 en position 3	93
4.6. PSD de rugosité longitudinale des versions numérique et imprimée de l'insert P1-Ra67	93
4.7. Présence d'un maximum local du facteur N en aval d'une rugosité	95
4.8. Illustration schématique de l'influence de la position du début de la zone non linéaire	96
4.9. Mesures d'amplifications locales, au-dessus et en aval d'inserts rugueux. Les lignes verticales rouges marquent les extrémités de la rugosité, les noires celles des inserts (le bord de l'insert étant lisse)	99
4.10. Comparaison de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting de différentes fréquences sur l'insert P2-Ra24 en position 3. L'amplification est basée sur la valeur maximale de l'onde T-S. La ligne verticale représente la fin de l'insert rugueux.	102
4.11. Comparaison de l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting de différentes fréquences sur l'insert P2-Ra24 en position 3. L'amplification locale est basée sur la valeur de l'intégrale de l'onde T-S. La ligne verticale représente la fin de l'insert rugueux.	103

5.1. Comparaisons de profils de couches limites sur plaques lisse et rugueuses au-dessus et en aval de la rugosité, insert P1-Ra60 en position 1	106
5.2. Comparaisons des gradients et dérivées secondes des profils de couche limite sur plaques lisse et rugueuses au-dessus de la rugosité, insert P1-Ra60 en position 1, $x = 280$ mm	108
5.3. Comparaisons de couches limites sur plaques lisses et rugueuses au-dessus de la rugosité, inserts en position 3	109
5.4. Etude du profil moyen de vitesse au micro fil chaud avec l'insert P2-Ra24-L7 en position 1. Pour la figure (b) pour le micro fil chaud : insert P2-Ra24-L7 en position 1, $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, mesure à $x = 280$ mm, pour le fil chaud classique : insert P2-Ra24 en position 3, $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, mesure à $x = 430$ mm	110
5.5. Comparaisons de profils transverses adimensionnés pour plusieurs hauteurs dans la couche limite, pour une surface lisse (pointillés) et les inserts SP-P40-Ra90 (ligne continue) et P1-Ra107 (ligne traits-points épaisse) en position 1. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 310$ mm.	113
5.6. Spectres de fluctuations de vitesse pour différentes positions en envergure dans la bande $z=[5.5;20]$ mm, $y/\delta_1 = 0.63$, $Re=1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$	114
5.7. Spectres spatiaux des sondages transverses présentés sur la figure 5.5	115
5.8. Comparaison des spectres de rugosité transversale des inserts P1-Ra107 et SP-P40-Ra90	115
5.9. Comparaisons de profils transverses adimensionnés pour plusieurs hauteurs, à $x = 410$ mm, pour deux inserts SP-P40-Ra90 en positions 1 et 2. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Les lignes en pointillées signalent les pic ($z=-7$ mm), noeud(-5.5 mm) et creux (-4 mm) étudiés	116
5.10. Comparaison des couches limites dans les pic, noeud et creux d'une strie. Inserts SP-P40-Ra90 en Pos. 2+3. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. $x = 410$ mm.	117
5.11. Différence entre les profils de vitesse moyenne dans (a) un pic et un noeud et (b) un noeud et un creux, le profil noir correspond à la théorie de Luchini (2000)	117
5.12. Profil du signal u' dans les différentes partie de la strie. $Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $x = 310$ mm. Comparaison avec cas lisse $Re = 2.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $x = 390$ mm et la théorie de Luchini (2000)	118
5.13. Visualisation et spectres de rugosité de l'insert P3-Ra130	119
5.14. Comparaisons de sondages transverses à $y/\delta_1 = 0.63$ pour une surface lisse et pour les inserts P1-Ra107, SP-P40-Ra90 et P3-Ra130 en position 1 ($Re = 1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $x = 310$ mm)	119
5.15. Spectres de fluctuations de vitesse pour différentes positions en envergure dans la bande $z=[5.5;20]$ mm avec l'insert P3-Ra130 en position 1. $y/\delta_1 = 0.63$, $Re=1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $x = 310$ mm	120
6.1. Tracés des évolutions N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont triées par inserts et position de l'insert	129
6.2. Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont séparées en fonction de la position de la surface rugueuse sur la maquette	130
6.3. Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont séparées en fonction de la hauteur dimensionnée de rugosité.	131
6.4. Scan des surfaces rugueuses P1-Ra61 et R1-Ra107	131
6.5. Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Les données sont séparées en fonction du nombre de Reynolds unitaire, indiqué de manière simplifiée en légende sans l'unité ($[m^{-1}]$) et divisé par 10^6	132

6.6.	Tracés des évolutions de N_T et ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée pour $R_a \leq 67\mu\text{m}$. Une régression linéaire est effectuée sur l'ensemble des points. La pente ("s") et le r^2 associés sont donnés sur le graphique	133
6.7.	Comparaison avec l'expérience de Feindt (1957). Les données rouges marquent la partie "linéaire" des essais de Feindt. Les nombres sur le graphique sont les pentes des régressions linéaires	134
7.2.	Evolution de ΔN en fonction de la rugosité adimensionnée pour différentes rugosités et différentes longueurs	139
7.3.	Observation de l'amplification d'une onde T-S sur des inserts en résine partiellement "lisses". Les lignes bleues et vertes marquent les débuts et fins des zones rugueuse des inserts testés, la ligne noire celle de la fin de l'insert. $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $F_{LST} = 1250 \text{ Hz}$, $F_{exp} = [1225; 1275] \text{ Hz}$	140
7.4.	Schémas des inserts utilisés dont la longueur de rugosité varie sur un même insert (bleu=lisse, hachuré=rugueux)	142
7.5.	Evolution de ΔN en fonction de la longueur de la zone rugueuse	143
7.6.	Evolution théorique de ΔN en fonction de la longueur de rugosité L_R	144
8.1.	Tracés de l'évolution de ΔN en fonction de la hauteur de rugosité moyenne adimensionnée. Une régression linéaire est effectuée sur l'ensemble des points. La pente ("s") et le r^2 associés sont donnés sur le graphique	146
8.2.	Prise en compte de la rugosité pour la LST. Les lignes en pointillés marquent le début et fin de la zone rugueuse pour les figures (a) et (b). $Re = 4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\Delta N_{loc}[x_0; x_1] = 0.18 \text{ cm}^{-1}$	149
8.3.	Evolution de ΔN avec la longueur de rugosité selon la LST adaptée, avec et sans prise en compte de l'épaississement de la couche limite	151
8.4.	Comparaisons des évolutions de ΔN en fonction de la longueur de rugosité pour l'insert P1-Ra71-LV en position1 (lignes en pointillés), le modèle par ΔN réparti (traits continus) et le modèle par ΔN (ligne traits-points)	152
8.5.	Comparaison des modèles avec les résultats d'amplification locale pour l'insert P2-Ra24 en position 3. $Re=4.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Fréquence étudiée : 1250 Hz	152
A.1.	Algorithme de Volino <i>et al.</i> (2001) appliqué à un signal temporel de vitesse fluctuante	164
E.1.	Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.	173
E.2.	Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.	173
E.3.	Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.	174
E.4.	Evolutions longitudinales de facteurs N_f ainsi que la courbe enveloppe sur la plaque plane lisse issus de calculs de LST. Légende en Hertz.	174

Nomenclature

Acronymes et sigles

ONERA Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales i

Bibliographie

- ARCHAMBAUD, J.-P., LOUIS, F., SERAUDIE, A., ARNAL, D. et CARRIER, G., 2004
Natural transition in supersonic flows : flat plate, swept cylinder, swept wing. Issu de : 34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, page 2245.
- ARNAL, D., 1989
Transition prediction in transonic flow. Issu de : Symposium Transsonicum III, pages 253–262. Springer.
- ARNAL, D., 2008
Advances in laminar-turbulent transition modelling - chapter 7 : Practical transition prediction methods : Subsonic and transonic flows.
- ARNAL, D., HABIBALLAH, M. et COUSTOLS, E., 1984
Laminar instability theory and transition criteria in two and three-dimensional flow. La Recherche Aérospatiale (English Edition)(ISSN 0379-380X), no. 2, 1984, p. 45-63., Volume 2 pages 45–63.
- ARNAL, D. et JUILLEN, J.-C., 1979
Hot wire signal conditional sampling techniques for transition intermittency studies. La Recherche Aérospatiale, pages 23–31.
- ARNAL, D. et JUILLEN, J., 1977
Etude de l'intermittence dans une région de transition de la couche limite. La Recherche Aérospatiale, Volume 3 pages 147–166.
- ARNAL, D., PERRAUD, J. et SÉRAUDIE, A., 2008
Attachment line and surface imperfection problems. Advances in Laminar–Turbulent Transition Modeling, RTO-EN-AVT-151-09, pages 1–20.
- BARADEL, B., LÉON, O., GIANI, A., COMBETTE, P. et MÉRY, F., 2021
Micro thermal anemometer (μ ta) for turbulence measurement : development, fabrication and characterization. Issu de : 2021 Symposium on Design, Test, Integration Packaging of MEMS and MOEMS (DTIP), pages 01–06.
- BÉGOU, G., 2018
Prévision de la transition laminaire-turbulent dans le code elsA par la méthode des paraboles. Thèse de doctorat, UNIVERSITE DE TOULOUSE.
- BEGUET, S., PERRAUD, J., FORTE, M. et BRAZIER, J.-P., 2017
Modeling of transverse gaps effects on boundary-layer transition. Journal of Aircraft, Volume 54 Numéro 2 pages 794–801.
- BORODULIN, V. *et al.*, 2005
3D distributed boundary-layer receptivity to non-stationary free-stream vortices in presence of surface roughness. Issu de : 21st International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. ICTAM Proceedings (Extended Summaries on CD-ROM)(ed. W. Gutkowski & TA Kowalewski), Springer.
- BORODULIN, V., IVANOV, A., KACHANOV, Y. et KOMAROVA, V. Y., 2006
Distributed two-dimensional boundary-layer receptivity to non-stationary vortical disturbances in the presence of surface roughness. Thermophysics and aeromechanics, Volume 13 Numéro 2 pages 183–208.

- BORODULIN, V., IVANOV, A., KACHANOV, Y. S. et FEDENKOVA, A., 2007
Three-dimensional distributed receptivity of a boundary layer to unsteady vortex disturbances. Issu de : XIII International Conference on Methods of Aerophysical Research. Proceedings. Part, volume 3, pages 45–50.
- BRASLOW, A. L. et KNOX, E. C., 1958
Simplified method for determination of critical height of distributed roughness particles for boundary-layer transition at mach numbers from 0 to 5.
- BRUUN, H. H., 1996
Hot-wire anemometry : principles and signal analysis.
- CHOUDHARI, M., 1993
Boundary-layer receptivity due to distributed surface imperfections of a deterministic or random nature. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Volume 4 Numéro 3 pages 101–117.
- CHOUDHARI, M. et STRETT, C. L., 1992
A finite Reynolds-number approach for the prediction of boundary-layer receptivity in localized regions. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, Volume 4 Numéro 11 pages 2495–2514.
- CORKE, T., BAR-SEVER, A. et MORKOVIN, M., 1986
Experiments on transition enhancement by distributed roughness. Physics of Fluids, Volume 29 Numéro 10 pages 3199–3213.
- COUSTEIX, J., 1988
Couches limites laminares.
- COUSTEIX, J., 1989
Turbulence et couches limite.
- CROUCH, J., 1992
Non-localized receptivity of boundary layers. Journal of Fluid Mechanics, Volume 244 pages 567–581.
- CROUCH, J., KOSORYGIN, V. et NG, L., 2006
Modeling the effects of steps on boundary-layer transition. Issu de : IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, pages 37–44. Springer.
- CROUCH, J. et NG, L., 2000
Variable N-factor method for transition prediction in three-dimensional boundary layers. AIAA journal, Volume 38 Numéro 2 pages 211–216.
- CROUCH, J., NG, L., KACHANOV, Y., BORODULIN, V. et IVANOV, A., 2015
Influence of surface roughness and free-stream turbulence on crossflow-instability transition. Procedia IUTAM, Volume 14 pages 295–302.
- CROUCH, J., 2015
Boundary-layer transition prediction for laminar flow control. Issu de : 45th AIAA Fluid Dynamics Conference, page 2472.
- DASSLER, P., KOŽULOVIĆ, D. et FIALA, A., 2010
Modelling of roughness-induced transition using local variables. Issu de : V European Conference on CFD, ECCOMAS CFD.
- DOWNS, R., WHITE, E. et DENISSEN, N., 2008
Transient growth and transition induced by random distributed roughness. AIAA journal, Volume 46 Numéro 2 pages 451–462.

- DREWS, S., DOWNS, R., DOOLITTLE, C., GOLDSTEIN, D. et WHITE, E., 2011
Direct numerical simulations of flow past random distributed roughness. Issu de : 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, page 564.
- EMMONS, H., 1951
The laminar-turbulent transition in a boundary layer-part i. Journal of the Aeronautical Sciences, Volume 18 Numéro 7 pages 490–498.
- FEINDT, E. G., 1957
Untersuchungen über die Abhängigkeit des Umschlages laminar-turbulent von der Oberflächenrauigkeit und der Druckverteilung. Thèse de doctorat, Technische Hochschule Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.
- FRANSSON, J. H., BRANDT, L., TALAMELLI, A. et COSSU, C., 2005
Experimental study of the stabilization of tollmien-schlichting waves by finite amplitude streaks. Physics of Fluids, Volume 17 Numéro 5 pages 054110.
- FRANSSON, J. H., TALAMELLI, A., BRANDT, L. et COSSU, C., 2006
Delaying transition to turbulence by a passive mechanism. Physical review letters, Volume 96 Numéro 6 pages 064501.
- GASTER, M., 1962
A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability. Journal of Fluid Mechanics, Volume 14 Numéro 2 pages 222–224.
- GOLDSTEIN, M. E., 1985
Scattering of acoustic waves into tollmien-schlichting waves by small streamwise variations in surface geometry. Journal of Fluid Mechanics, Volume 154 pages 509–529.
- GOLDSTEIN, M., 1983a
The evolution of tollmien-schlichting waves near a leading edge. Journal of Fluid Mechanics, Volume 127 pages 59–81.
- GOLDSTEIN, M., 1983b
Generation of Tollmien-Schlichting waves by free-stream disturbances at low Mach numbers. Lewis Research Center.
- GOLDSTEIN, M., SOCKOL, P. et SANZ, J., 1983
The evolution of tollmien-schlichting waves near a leading edge. part 2. numerical determination of amplitudes. Journal of Fluid Mechanics, Volume 129 pages 443–453.
- HOUEVILLE, R., 1992
Three-dimensional boundary layer calculation by a characteristic method. Issu de : California State Univ., The Fifth Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows.
- JEONG, H., LEE, S. W. et SONG, S. J., 2019
Measurement of transitional surface roughness effects on flat-plate boundary layer transition. Journal of Fluids Engineering, Volume 141 Numéro 7.
- KOSORYGIN, V. et POLYAKOV, N. P., 1990
Laminar boundary layers in turbulent flows. Issu de : Laminar-Turbulent Transition, pages 573–578. Springer.
- KURZ, A. *et al.*, 2013
Boundary Layer Transition Control using DBD Plasma Actuators. AerospaceLab, Numéro 6 pages p. 1–8.

- LANZERSTORFER, D. et KUHLMANN, H. C., 2012
Global stability of the two-dimensional flow over a backward-facing step. Journal of Fluid Mechanics, Volume 693 pages 1–27.
- LANZILLOTTA, L., FORTE, M. et VERMEERSCH, O., 2017
RT 4/23620 DMPE (ONERA), Etude expérimentale de l'influence de la rugosité de surface sur la transition laminaire/turbulent d'une couche limite incompressible.
- LUCHINI, P., 2000
Reynolds-number-independent instability of the boundary layer over a flat surface : optimal perturbations. Journal of Fluid Mechanics, Volume 404 pages 289–309.
- MACK, L. M., 1977
Transition prediction and linear stability theory. Issu de : In AGARD Laminar-Turbulent Transition 22 p (SEE N78-14316 05-34).
- MAYLE, R. E., 1991
The 1991 IGTI Scholar Lecture : The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines. Journal of Turbomachinery, Volume 113 Numéro 4 pages 509–536.
- MENTER, F. R., LANGTRY, R. B., LIKKI, S. R., SUZEN, Y. B., HUANG, P. G. et VÖLKER, S., 2004
A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I : Model Formulation. Journal of Turbomachinery, Volume 128 Numéro 3 pages 413–422.
- MESSITER, A., 1970
Boundary-layer flow near the trailing edge of a flat plate. SIAM Journal on Applied Mathematics, Volume 18 Numéro 1 pages 241–257.
- METHEL, J., 2019
Experimental Investigation of the Effects of Surface Defects on the Laminar - Turbulent Transition of a Boundary Layer with Wall Suction. Thèse de doctorat, ISAE - SUPAERO , Université de Toulouse, Toulouse , France.
- METHEL, J., FORTE, M., VERMEERSCH, O. et CASALIS, G., 2022
Experimental investigation on the effect of forward-facing steps and gaps combined with wall suction on boundary layer transition. Experiments in Fluids, Volume 63 Numéro 1 pages 1–17.
- MICHEL, R., 1951
Etude de la transition sur les profils d'aile ; établissement d'un critère de détermination de point de transition et calcul de la traînée de profile incompressible. ONERA Rep, Volume 1.
- MINOT, A., 2016
Modélisation de la transition laminaire-turbulent par rugosité et bulbe de décollement laminaire sur les aubes de turbomachines. Thèse de doctorat, UNIVERSITE DE TOULOUSE, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace
- MOFFAT, R., 1982
Contributions to the theory of single-sample uncertainty analysis.
- MORKOVIN, M. V., 1969
On the many faces of transition. Issu de : Viscous drag reduction, pages 1–31. Springer.
- MORKOVIN, M., 1994
Transition in open flow systems-a reassessment. Bull. Am. Phys. Soc., Volume 39 pages 1882.
- NAYFEH, A. H., 1991
Triple-deck structure. Computers & fluids, Volume 20 Numéro 3 pages 269–292.

- NENNI, J. P. et GLUYAS, G. L., 1966
Aerodynamic design and analysis of an lfc surface. Astronautics & Aeronautics, Volume 4 Numéro 7 pages 52.
- NIKURADSE, J., 1933
Laws for flows in rough pipes. Translated from German. NACA Tech. Memo, Volume 1292 pages 62pp.
- PERRAUD, J., ARNAL, D. et KUEHN, W., 2014
Laminar-turbulent transition prediction in the presence of surface imperfections. International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation 48, Volume 6 Numéro 3-4 pages 162–170.
- QUAST, A., 2006
Detection of transition by infrared image techniques. Technical Soaring, Volume 30 Numéro 1-2 pages 33–38.
- RADETZTSKY JR, R., REIBERT, M., SARIC, W. et TAKAGI, S., 1993
Effect of micron-sized roughness in swept-wing flows. AIAA Paper, pages 93–0076.
- RAPOSO, H., MUGHAL, S. et ASHWORTH, R., 2018
Acoustic receptivity and transition modeling of tollmien-schlichting disturbances induced by distributed surface roughness. Physics of Fluids, Volume 30 Numéro 4 pages 044105.
- RESHOTKO, E., 2001
Transient growth : a factor in bypass transition. Physics of Fluids, Volume 13 Numéro 5 pages 1067–1075.
- RESHOTKO, E., 2008
Roughness-induced transition, experiment and modeling. Issu de : 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, page 4294.
- RESHOTKO, E. et LEVENTHAL, L., 1981
Preliminary experimental study of disturbances in a laminar boundary layer due to distributed surface roughness. Issu de : 14th Fluid and Plasma Dynamics Conference, page 1224.
- REYNOLDS, O., 1883
Xxix. 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, Volume 174 pages 935–982.
- ROUVIERE, A., PASCAL, L., MÉRY, F., SIMON, E. et GRATTON, S., 2022
Neural prediction model for transition onset of a boundary-layer in presence of 2d surface defects. Issu de : AIAA SCITECH 2022 Forum, page 1073.
- RUBAN, A., 1985
On tollmien-schlichting wave generation by sound. Issu de : Laminar-Turbulent Transition, pages 313–320. Springer.
- SCHLICHTING, H., 1936
Experimentelle untersuchungen zum rauheitsproblem. Archive of Applied Mechanics, Volume 7 Numéro 1 pages 1–34.
- SCHUBAUER, G. B. et SKRAMSTAD, H. K., 1948
Laminar-boundary-layer oscillations and transition on a flat plate. Rapport technique, NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION WASHINGTON DC.

- SHAPIRO, P. J., 1977
The influence of sound upon laminar boundary layer instability. Rapport technique, MASSACHUSETTS INST OF TECH CAMBRIDGE ACOUSTICS AND VIBRATION LAB.
- SIGAL, A. et DANBERG, J. E., 1990
New correlation of roughness density effect on the turbulent boundary layer. AIAA journal, Volume 28 Numéro 3 pages 554–556.
- SINGH, K. et LUMLEY, J., 1971
Effect of roughness on the velocity profile of a laminar boundary layer. Applied Scientific Research, Volume 24 Numéro 1 pages 168–186.
- SMITH, A. M. O., 1956
Transition, pressure gradient and stability theory. Douglas Aircraft Co., Report ES 26388.
- SON, C. et KIM, T., 2021
Boundary conditions of flow transition model for roughened surface. AIAA Journal, pages 1–5.
- SQUIRE, H. B., 1933
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, Volume 142 Numéro 847 pages 621–628.
- STEWARTSON, K., 1969
On the flow near the trailing edge of a flat plate ii. Mathematika, Volume 16 Numéro 1 pages 106–121.
- STRIPF, M., SCHULZ, A., BAUER, H.-J. et WITTIG, S., 2009
Extended Models for Transitional Rough Wall Boundary Layers With Heat Transfer—Part I : Model Formulations. Journal of Turbomachinery, Volume 131 Numéro 3.
- TANI, I. et KOMODA, H., 1962
Boundary-layer transition in the presence of streamwise vortices. Journal of the Aerospace Sciences, Volume 29 Numéro 4 pages 440–444.
- THOMANN, H. et FRISK, B., 1968
Measurement of heat transfer with an infrared camera. International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 11 Numéro 5 pages 819–826.
- VAN INGEN, J., 1956
A suggested semi-empirical method for the calculation of the boundary layer transition region. Technische Hogeschool Delft, Vliegtuigbouwkunde, Rapport VTH-74.
- VAN RIJ, J. A., BELNAP, B. et LIGRANI, P., 2002
Analysis and experiments on three-dimensional, irregular surface roughness. Journal of fluids engineering, Volume 124 Numéro 3 pages 671–677.
- VEERASAMY, D. et ATKIN, C., 2020
A rational method for determining intermittency in the transitional boundary layer. Experiments in Fluids, Volume 61 Numéro 1 pages 11.
- VEERASAMY, D., ATKIN, C. J. et PONNUSAMI, S. A., 2021
Aerofoil wake-induced transition characteristics on a flat-plate boundary layer. Journal of Fluid Mechanics, Volume 920.
- VOLINO, R. J., SCHULTZ, M. P. et PRATT, C. M., 2001
Conditional sampling in a transitional boundary layer under high free-stream turbulence conditions. Issu de : ASME Turbo Expo 2001 : Power for Land, Sea, and Air, pages V003T01A066–V003T01A066. American Society of Mechanical Engineers.

VON DOENHOFF, A. E. et BRASLOW, A. L., 1961

The effect of distributed surface roughness on laminar flow. Issu de : Boundary layer and flow control, pages 657–681. Elsevier.

VON DOENHOFF, A. E. et HORTON, E. A., 1958

A low-speed experimental investigation of the effect of a sandpaper type of roughness on boundary-layer transition.

WIEGEL, M. et WLEZIEN, R., 1993

Acoustic receptivity of laminar boundary layers over wavy walls. Issu de : 3rd Shear Flow Conference, page 3280.

WU, X., 2001

Receptivity of boundary layers with distributed roughness to vortical and acoustic disturbances : a second-order asymptotic theory and comparison with experiments. Journal of Fluid Mechanics, Volume 431 pages 91–133.

YAVUZKURT, S., 1984

A guide to uncertainty analysis of hot-wire data.