

# Etude d'une couche limite turbulente sous des gradients de pression variables

(Turbulent boundary layers under favourable and adverse pressure gradient)

Ing. J.-M. GUERARD  
PIERRARD – Virton

Le travail présenté dans cet article a été effectué dans le cadre d'un programme Erasmus réalisé à l'Université Polytechnique de Czesochowa (Pologne) - département de la Mécanique des Fluides. Le travail a été accompli en collaboration avec Artur Drozd et sous la tutelle du Professeur Witold Elsner.

*Le présent article décrit l'analyse d'une couche limite turbulente créée en soufflerie à la surface d'une plaque plane en plexiglas pour un flux d'air ayant un nombre de Reynolds  $Re_\theta$  compris entre 1900 et 3400, sous des conditions de dépression et de surpression. La variation de pression a été réalisée grâce à la contraction de la veine fluide dans laquelle les mesures ont été effectuées. Cet article comporte trois parties : théorie – résultats et analyse – normalisation des données en vue de l'élaboration de modèles permettant le calcul de couches limites turbulentes.*

*Mots clés : couche limite turbulente – gradient de pression – échelle de normalisation.*

*This article deals with the analysis of a turbulent boundary layer obtained in wind tunnel at the surface of a Plexiglas flat plate for an air flow with a Reynolds number  $Re_\theta$  included between 1900 and 3400, under favourable and adverse pressure gradients (FPG and APG). The pressure variation has been obtained by contraction of the fluid vein in which measurements occur. This work is divided in 3 parts: theory – results and analysis – scaling approaches in order to modelize turbulent boundary layers.*

*Keywords: turbulent boundary layer – favourable pressure gradient (FPG) – adverse pressure gradient (APG) – scaling – inner scales – outer scales.*

## 1. Introduction

Les mouvements turbulents sont présents dans beaucoup d'applications industrielles et conduisent à des pertes d'énergie. Les turbulences rencontrées sur le fuselage d'un avion, sur la carrosserie d'une voiture, sur la coque d'un bateau ou sur les aubages de turbomachines en sont des exemples. Dans la plupart des cas, les flux ont un nombre  $Re_\theta$  élevé et sont complexes surtout lorsqu'ils sont soumis à des variations de pression. Pour cette raison, il est difficile de calculer ces flux à l'aide de modèles numériques.

Les analyses expérimentales ont pour but de décrire les flux turbulents afin de comprendre la formation des turbulences, leurs interactions avec les flux voisins de type « laminaires » et la dissipation d'énergie encourue. De plus, les données fournies peuvent également être utilisées pour vérifier les modèles numériques. Le but final est de concevoir ou d'améliorer le fuselage des différents mobiles qui mettent en jeux ces flux.

Les mesures de vitesse effectuées dans cette expérience ont été réalisées à l'aide de la technique des anémomètres à fils chauds. De par leur spécificité, ceux-ci ont pu être placés très près de la plaque plane à la surface de laquelle était localisée la couche limite turbulente.

Ce projet a été réalisé en trois parties. La première phase du projet a consisté à effectuer l'ensemble des mesures nécessaires à l'étude de la couche limite turbulente. La deuxième phase a été de calculer certains paramètres puis de les analyser afin de caractériser le flux. La dernière étape a été de vérifier certains modèles de normalisation dont le but est explicité au point 5.

L'étude des couches limites représente un intérêt pour les applications industrielles à court et à long terme, spécialement dans le domaine de l'aéronautique et des turbomachines. Pour le moment, différents types de modèles sont utilisés pour décrire les couches limites. Dans le but d'en améliorer la précision, des données doivent être générées pour calculer de nouveaux paramètres et valider de nouveaux modèles. Jusqu'à présent, ce sont les couches limites sans variation de pression qui ont été étudiées de préférence car leur étude était plus aisée étant donné l'influence des gradients de pression sur les turbulences. De ce fait, on manque évidemment de données concernant les couches limites sous variation de pression. Ce travail s'inscrit donc dans ce cadre.

Ce travail est une continuation du projet européen EU-WALLTURB (2005 – 2009), dont les buts principaux étaient d'une part de générer des données

et d'autre part d'améliorer les modèles numériques des couches limites turbulentes.

## 2. Paramètres étudiés [1], [2]

### 2.1 Couche limite et épaisseur de couche limite

Les fluides de faible viscosité utilisés dans beaucoup d'applications industrielles peuvent être étudiés avec la théorie des fluides parfaits, c'est-à-dire, sans tenir compte de la viscosité étant donné qu'elle est faible. Néanmoins cette théorie présente des désavantages, notamment lorsque la viscosité du fluide devient plus importante, ou lorsque le fluide est étudié dans le voisinage d'un corps solide. Dans ce cas, la viscosité du fluide doit être prise en compte, le fluide doit être considéré comme newtonien.

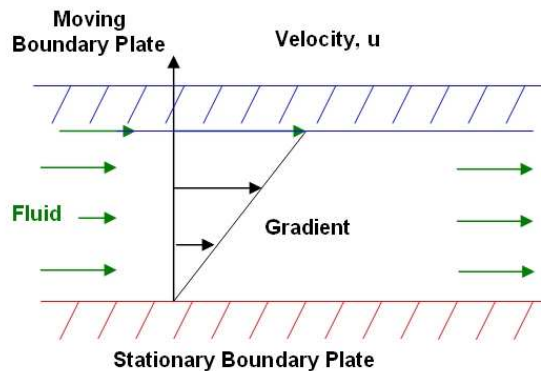


Figure 1 : représentation d'un fluide newtonien soumis à un cisaillement provoqué par une plaque stationnaire et une plaque en mouvement

$$\tau = \mu * \frac{\partial u}{\partial y}$$

Un fluide est newtonien lorsque la contrainte de cisaillement  $\tau$  qui existe entre les couches de fluide est proportionnelle au gradient de vitesse  $\partial u / \partial y$ ,  $y$  étant la direction perpendiculaire à la direction de l'écoulement. La constante de proportionnalité étant appelée la viscosité dynamique  $\mu$ .

La couche limite est définie comme étant la région proche d'une paroi d'un corps solide où le fluide voit sa vitesse passer d'une vitesse nulle près de la paroi du solide, à une vitesse égale à celle de l'écoulement loin de la paroi. Dans cette région, le fluide doit être considéré comme newtonien. Mais en

dehors, le fluide peut être considéré comme parfait étant donné que la vitesse du fluide  $y$  est constante et comme les forces de cisaillement entre les différentes couches de fluide sont quasi nulles, les effets de la viscosité sont donc négligeables.

Le profil de vitesse d'un fluide dans une couche limite est décrit par le graphique suivant, l'intensité de la vitesse étant représentée par les flèches.

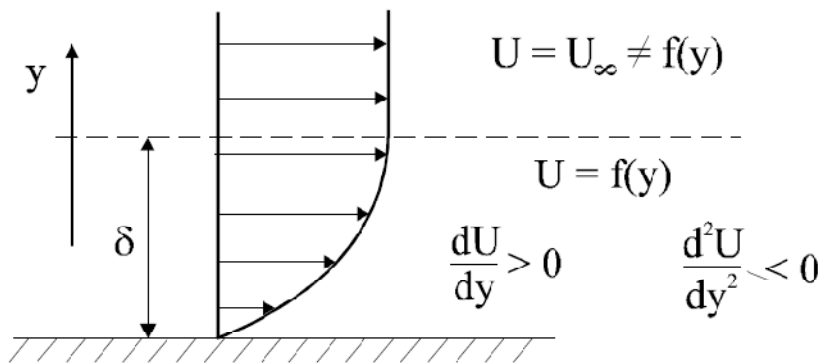


Figure 2 : profil des vitesses moyennes et épaisseur de couche limite  $\delta_{[1]}$

L'épaisseur de la couche limite  $\delta$  est définie comme étant la distance entre la paroi et le point où la vitesse de l'écoulement  $U$  est égale à 99% de la vitesse de l'écoulement externe (ou libre)  $U_\infty$ , défini comme étant le fluide s'écoulant loin de la paroi.

$$y = \delta \quad \text{si} \quad U(y) = 0,99 \cdot U_\infty$$

## 2.2 Déplacement de la couche limite

L'épaisseur de la couche limite a été introduite de façon arbitraire. Pour approcher et interpréter la notion d'épaisseur de couche limite, un second paramètre est utilisé, il s'agit de l'épaisseur de déplacement de la couche limite  $\delta^*$ . Ce paramètre renseigne de quelle manière les lignes de courant du flux externe sont déplacées du fait de la couche limite. Ce paramètre est calculé de la façon suivante :

$$\int_0^\delta U \, dy = \int_{\delta^*}^\delta U_\infty \, dy$$

La relation précédente exprime que la quantité des lignes de courant de la plaque à la couche limite est égale à la quantité des lignes de courant du flux extérieur sur une distance égale à  $\delta^* - \delta$ .

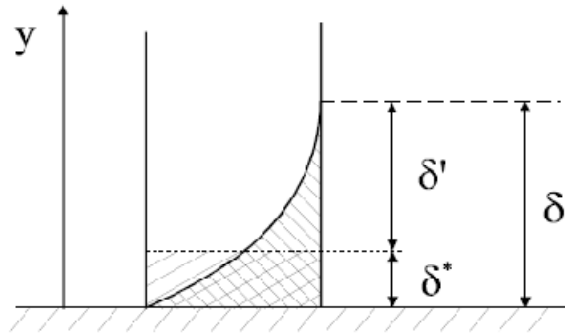


Figure 3 : profil de vitesse moyenne et déplacement de la couche limite  $\delta^*$  [1]

En isolant le paramètre  $\delta^*$ , nous obtenons la relation suivante :

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{U}{U_{\infty}}\right) dy$$

L'expression  $\delta^* U_{\infty}$  représente la quantité totale de flux perdu à cause de la décélération du fluide occasionnée par la paroi du solide dans la couche limite.

### 2.3 Epaisseur de la quantité de mouvement perdue

Un autre paramètre utilisé pour caractériser l'épaisseur de la couche limite est donné par la relation suivante :

$$\theta = \delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{U}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{U}{U_{\infty}}\right) dy$$

Ce paramètre représente la quantité de mouvement perdue étant donné les forces de friction entre couches de fluide et entre couche de fluide et surface du corps solide.

L'expression  $\rho U_{\infty}^2 \theta$  [kg/s] exprime la quantité d'énergie cinétique perdue dans la couche limite.

## 2.4 Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la quantité de mouvement perdue

Le nombre de Reynolds est utilisé pour caractériser la nature de l'écoulement d'un fluide. Il est le rapport entre les forces d'inertie dues à la rugosité d'une paroi et les forces de viscosité dues à la nature du fluide:

$$Re = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}} = \frac{\rho \cdot L^2 \cdot V^2}{\mu \cdot L \cdot V} = \frac{\rho \cdot L \cdot V}{\mu} = \frac{V \cdot L}{\nu}$$

Dans cette expression,  $V$  est la vitesse relative du fluide par rapport au point d'un solide en contact avec le fluide,  $L$  est une distance caractéristique,  $\rho$  est la masse volumique du fluide,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $\mu = \rho \cdot \nu$  la viscosité dynamique du fluide.

Avec le paramètre  $\theta$ , le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la quantité de mouvement perdue est défini:

$$Re_{\theta} = \frac{U_{\infty} \cdot \theta}{\nu}$$

Dans cette expression,  $U_{\infty}$  remplace  $V$  et  $\theta$  remplace  $L$ .

## 2.5 Paramètre de forme

Comme le nombre de Reynolds, le paramètre de forme  $H$  est utilisé pour caractériser le type d'écoulement, laminaire ou turbulent. Il est défini comme étant le rapport entre le déplacement de la couche limite et l'épaisseur de la quantité de mouvement perdue.

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}$$

Pour un écoulement laminaire (*Blasius*<sub>[2]</sub>):  $H = 2,59$ .

Pour un écoulement turbulent :  $H \sim 1,4$ .

Dans une conduite sans variation de section, la forme du profil de vitesse sera plutôt de type rectangulaire pour un écoulement turbulent, tandis que pour un écoulement laminaire, le profil de vitesse sera plus courbé.

## 2.6 Coefficient de friction

Un dernier coefficient utilisé pour caractériser une couche limite est le coefficient de friction, défini comme étant le rapport suivant :

$$C_f = \frac{\tau_w(x)}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2}$$

Où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement subie par le fluide à proximité de la plaque en plexi (w wall). Cette contrainte étant le rapport entre les forces de cisaillement et la surface des particules de fluide sur laquelle le cisaillement à lieu. Le coefficient de friction permet de calculer les forces de frictions engendrées à la surface d'un solide et permet donc de connaître les pertes énergétiques dues à la vitesse du fluide par rapport au solide. Dans le milieu automobile, il permet de calculer le  $C_x$  des véhicules.

### 3. Anémomètres à fils chauds <sup>[3], [4]</sup>

Il existe plusieurs méthodes d'anémométrie pour effectuer des mesures sur les fluides en soufflerie. Dans cette étude, les mesures devaient être précises, être effectuées le plus près possible de la paroi où les turbulences avaient lieu et être réalisées de manière continue afin de bien analyser les turbulences, leur intensité et leur quantité. C'est pour ces raisons que la technique d'anémométrie à fils chauds a été retenue.

L'anémométrie à fil chaud utilise le phénomène de transfert de chaleur. Un fil entre deux électrodes est traversé par un courant électrique, la chaleur produite par effet joule est transférée au milieu ambiant.

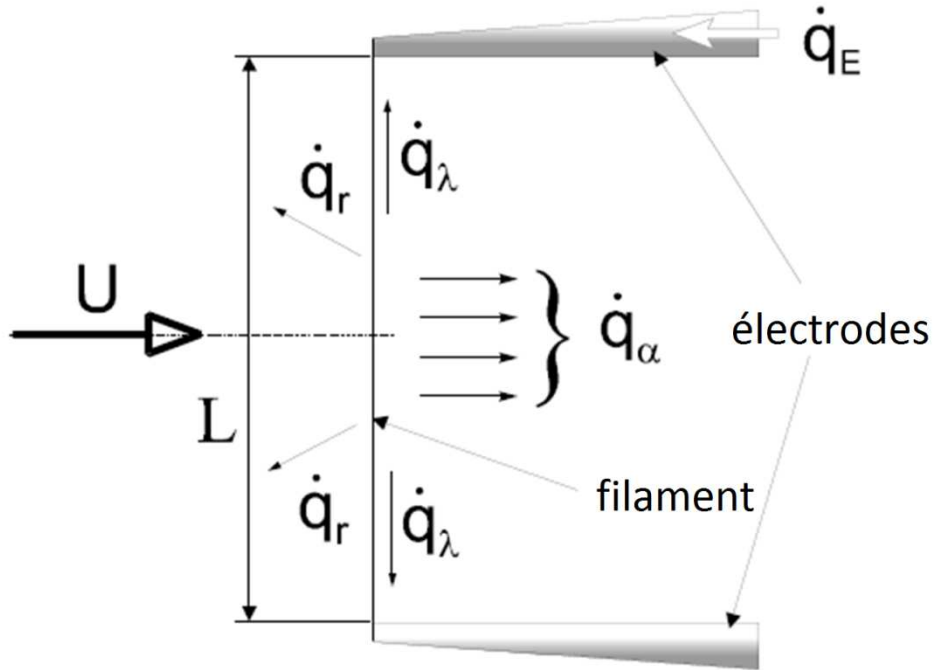


Figure 4: schéma des électrodes d'un anémomètre à fil chaud<sub>[3]</sub>

De la chaleur est transférée par conduction -  $\dot{q}_\lambda$ , par rayonnement -  $\dot{q}_r$  et par convection -  $\dot{q}_\alpha$ . La plupart de l'énergie est transférée par convection, pour cette raison les transferts de chaleur par conduction et rayonnement peuvent être négligés.

On sait que la chaleur stockée dans le fil -  $\dot{q}_t$  est égale à la différence entre la quantité d'énergie électrique produite -  $\dot{q}_e$  et la quantité d'énergie calorifique transférée au fluide -  $\dot{q}_t$ . Par unité de longueur de fil, cette relation s'exprime de la façon suivante :

$$\dot{q}_t = \dot{q}_e - \dot{q}_t \quad [W/m]$$

Or la puissance électrique est calculée suivant la relation:

$$\dot{q}_e = I^2 \cdot \frac{R_w}{L} \quad [W/m]$$

Où  $I$  est le courant traversant le fil électrique,  $R_w$  est la résistance du fil et  $L$  la longueur du fil:

Nous savons également que la résistance du fil dépend de la température:

$$R_w = R_0 \cdot [1 + b_0(\theta_w - \theta_0)] \quad [\Omega]$$

$R_0$  est la résistance du fil de la sonde lorsque sa température  $\theta_w$  vaut  $\theta_0$ .



$b_0$  est le coefficient de température de la résistance, fonction du matériau utilisé.

En régime, l'énergie électrique est totalement transférée au milieu ambiant :

$$\frac{dq_i}{dt} = 0 \Rightarrow \dot{q}_e = \dot{q}_t \approx \dot{q}_\alpha \quad [W/m]$$

Nous obtenons la relation d'équilibre:

$$I^2 R_w = \frac{E_w^2}{R_w} = \pi h L d (\theta_w - \theta_0) \quad [W]$$

$E_w$  est la chute de tension le long du fil,  $h$  (W/m<sup>2</sup>.K) est le coefficient de transfert de chaleur, et  $d$  est le diamètre du fil. Si nous utilisons le nombre de Nusselt:

$$I^2 R_w = \frac{E_w^2}{R_w} = \pi L \lambda_f Nu (\theta_w - \theta_0) \quad [W]$$

$\lambda_f$  est la conductivité de chaleur du fluide. Le nombre de Nusselt (Nu) est, lui, un nombre sans dimensions qui est défini comme étant le rapport entre le transfert thermique total et le transfert par conduction.

$$Nu = \frac{h \cdot d}{\lambda_f}$$

Or, le nombre de Nusselt s'exprime également en fonction du nombre de Reynolds et de la vitesse du fluide:

$$Nu = A' + B' Re^n = A'' + B'' U^n$$

Ce qui amène à trouver la loi de King:

$$I^2 R_w^2 = E_w^2 = (A^* + B^* \cdot U^n) (\theta_w - \theta_0) \quad [W]$$

$A^*$  et  $B^*$  sont les coefficients de la loi de King et sont indépendants de la vitesse  $U$ .  $n \approx 0,5$ .

De cette relation, il est possible de voir que  $E_w$  est une fonction de  $U$  et  $\theta_w$ . Différents types d'anémomètres existent : les anémomètres à tension constante, à courant constant et finalement à température constante. En fonction de la variable à mesurer, température ou vitesse, le circuit auquel l'anémomètre est connecté va répondre de telle sorte à maintenir une des variables spécifiques constante (tension, température ou courant). Les deux premiers types (tension constante et courant constant) permettent de mesurer soit la vitesse, soit la température, tandis que le dernier type (température constante) permet de mesurer uniquement la vitesse. Pour cette analyse, l'anémomètre à température constante a été retenu.

La loi de King devient:

$$E^2 = B \cdot U^n + A$$

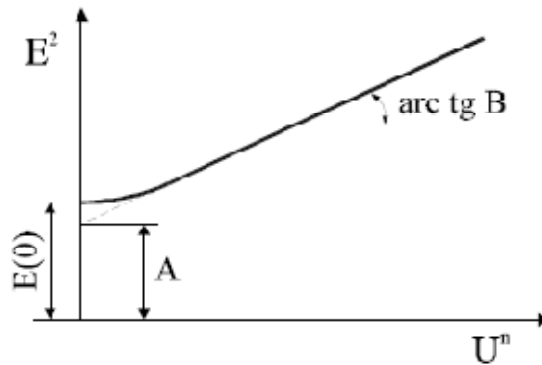


Figure 5: dépendance entre la chute de tension  $E$  le long du fil de l'anémomètre et la vitesse du fluide  $U_{[3]}$

Les paramètres  $A$  et  $B$  sont calculés durant la calibration de l'anémomètre à l'aide d'un tube de Pitot qui est utilisé pour fournir des informations sur la pression dynamique du fluide, et donc sur sa vitesse.

### 3.1 Instrumentation et installation des équipements

#### **Banc d'essai** <sup>[5], [6]</sup>

La soufflerie utilisée pour réaliser cette expérience est à veine ouverte. A pleine puissance, le moteur de 68 kW qui actionne le ventilateur centrifuge permet de débiter un flux d'air de 19 000 m<sup>3</sup>/h, ce qui équivaut à une vitesse de 22 m/s dans la veine rectangulaire de section 720x250 mm où les mesures ont été effectuées. La couche limite turbulente a été développée le long d'une plaque plane en plexiglas d'une longueur de 2807 mm, large de 250 mm et épaisse de 10 mm, positionnée à 360 mm au-dessus de la paroi inférieure de la section de test. La forme elliptique de la plaque à son front a pour but de prévenir la séparation de la couche limite. Pour forcer la transition du régime laminaire au régime turbulent du flux, un fil rugueux a été placé à 210 mm du bord d'attaque de la plaque suivi de papier émeri. Le schéma suivant montre une représentation de la section test. Celle-ci est divisée en 3 parties, les 2 premières sont longues de 704 et 801 mm et permettent toutes deux d'étudier le comportement de la couche limite sans variation de pression statique. La dernière partie, où les mesures ont été réalisées, est longue de 1200 mm. A son entrée le flux est séparé par une plaque

d'aluminium placée à 160 mm au dessus de la plaque en plexi et s'incurvant d'abord vers le bas puis ensuite vers le haut (fig.7). Cette courbure impose une variation de pression statique, le gradient de pression statique  $dp/dx$  ( $x$  étant la direction de l'écoulement) est d'abord négatif, nul puis positif (fig.7). La variation de pression statique est similaire à celle obtenue dans les stators des turbomachines.

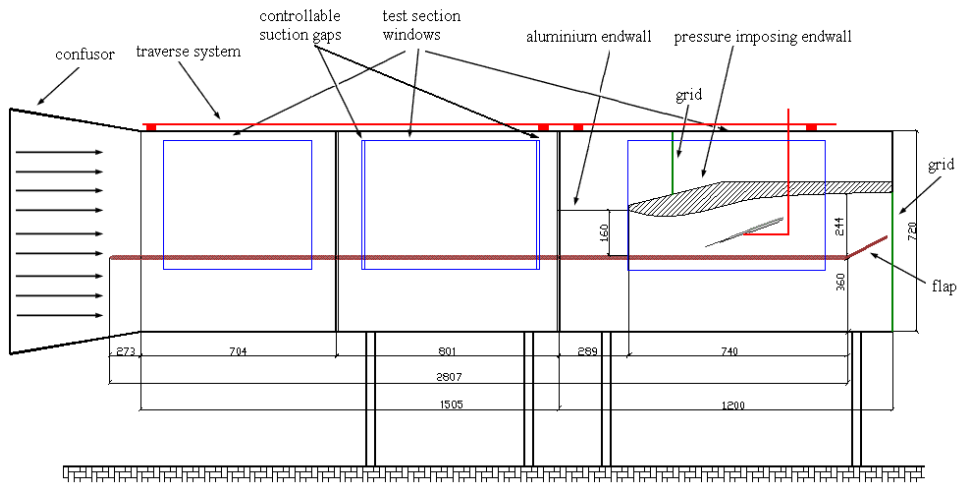


Figure 6: représentation de la section de test

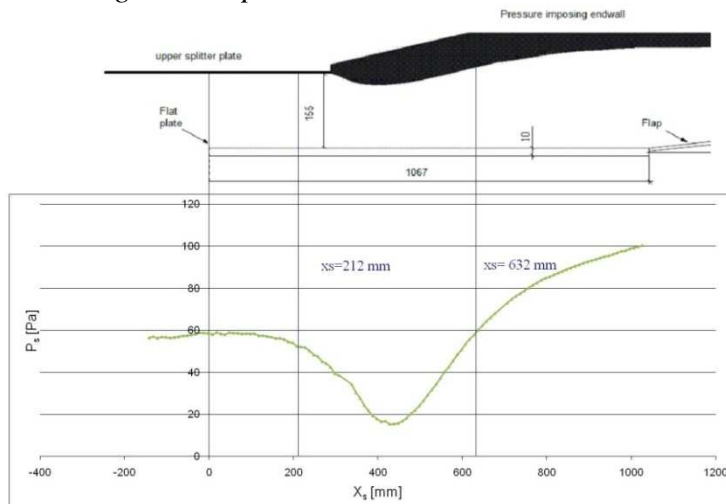


Figure 7: représentation de la section test avec variation de pression et distribution de la pression statique le long de cette section

La figure précédente montre la distribution de la pression statique dans la 3<sup>ème</sup> partie de la section test et indique également les positions entre lesquelles les mesures ont été effectuées.

### ***Système d'acquisition de données***

La chaîne de mesure est composée de la sonde à fils chauds, de l'unité principale DISA 55M01, de 2 voltmètres, d'un oscilloscope, d'une carte d'acquisition de données et d'un PC. L'unité principale comprend 2 parties, la première est un circuit électronique (DISA 55M10) incluant un pont de Wheatstone et des amplificateurs de signal constituant une boucle de feedback, l'ensemble permettant d'alimenter la sonde et de maintenir la température du fil constante. La seconde partie connectée aux bornes du pont de Wheatstone comprend un conditionneur de signal 55D26 utilisé comme filtre passe bas dont la fréquence de coupure est de 25 kHz. La tension de sortie du conditionneur est envoyée aux bornes d'entrée de la carte d'acquisition de données A/D Eagle 703s 14 bits qui permet de convertir la tension analogique en un signal numérique exploitable par l'ordinateur. La vitesse du processeur et la mémoire vive de l'ordinateur sont plus que suffisantes pour l'acquisition. Un oscilloscope est connecté au pont DISA 55M10 pour observer la tension aux bornes de la sonde et ainsi ajuster les paramètres du circuit de feed-back pour obtenir la meilleure réponse possible de l'anémomètre. Deux voltmètres ont été utilisés pour connaître d'une part la valeur de la chute de tension aux bornes de la sonde et d'autre part la tension fournie par une sonde de pression statique disposée à l'entrée de la section test. Cette sonde de pression statique a pour rôle de régler la vitesse de rotation du ventilateur à une valeur constante à chaque mesure effectuée et également vérifier que la vitesse du vent ne chute pas durant une série de mesure. Lorsque l'encrassement de la bouche d'aspiration du ventilateur atteint un certain niveau, la perte de charge peut augmenter brutalement et occasionner une variation de vitesse trop importante pour effectuer les mesures de façon rigoureuse.

Le programme utilisé pour acquérir les données a été réalisé dans un environnement Labview. La fréquence d'acquisition est de 50 kHz et chaque mesure a été réalisée durant une période de 10 secondes, ce qui a permis d'acquérir 500 mille échantillons de tension! Le temps de mesure a été choisi de sorte à détecter un nombre suffisant de structures turbulentes et à satisfaire certains paramètres fonction de la stabilité du signal.

Les fichiers binaires enregistrés avec le programme d'acquisition ont ensuite été utilisés dans un programme "fait maison" permettant de calculer d'une part la vitesse moyenne  $U$  et d'autre part la vitesse RMS<sup>1</sup>  $u'$ , donnant un aperçu des turbulences.

$$U = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i \quad u' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (U_i - U)^2}$$

La vitesse instantanée  $U_i$  est calculée grâce aux coefficients A et B de la loi de King, calculés durant l'étape de calibration. Le nombre n correspond aux nombres d'échantillons mesurés, c.-à-d.  $5 \cdot 10^5$ .

Au cours de la calibration et durant les mesures, les températures de l'atmosphère et du fluide sont mesurées ainsi que la pression atmosphérique. De cette façon, les variations de conditions sont prises en compte pour corriger les paramètres A et B de la loi de King et ainsi permettre de calculer la vitesse instantanée de façon correcte.

#### ***Système de déplacement de la sonde***

Pour mouvoir la sonde verticalement et de façon précise, un moteur pas à pas commandé par un driver DISA 55B01 permet, via un pignon et une crémaillère liée au bras de la sonde, de déplacer celle-ci d'une distance minimum de 0,02 mm pour chaque pas du moteur. Il est donc possible de mesurer la distance de déplacement de la sonde de façon relative de cette manière. Les déplacements horizontaux se sont faits de façon manuelle, grâce à un rack disposé au dessus du tunnel. Pour ces déplacements, la précision était moins importante car chaque plan de mesure était distant de 3 cm.

#### ***Caractéristiques de l'anémomètre***

Les mesures réalisées ont été effectuées avec une sonde miniature unifilaire de la firme DANTEC. La sonde a été spécialement modifiée à Cracovie pour que le fil en platine ait une longueur de 0,5 mm et un diamètre de  $3 \mu\text{m}$ . Ces caractéristiques permettant de réaliser des mesures très près de la paroi sans pour autant trop perturber le flux avoisinant la sonde.

---

<sup>1</sup> De l'anglais Root Mean Square: valeur efficace ou moyenne quadratique :

$$x_{efficace} = \lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{2T} \int_{-T}^T x^2(t) dt}$$

L'avantage d'une sonde unifilaire est que l'on peut mesurer la vitesse du vent très près de la paroi surtout avec le type de sonde que l'on a utilisé, car elle respecte les conditions de "Ligrani et Bradshaw"<sup>[7]</sup>:  $l/d=166<200$  et  $l+\in \{17; 24\} \sim <20$  pour  $Re_\theta \in \{1900; 3400\}$ .  $l+$  est un paramètre fonction de la viscosité du fluide, de la vitesse de friction et la longueur du fil. De façon générale, il a été prouvé que si ces conditions n'étaient pas respectées, les mesures effectuées seraient faussées car les perturbations introduites via la sonde ne seraient plus négligeables, spécialement près de la plaque en plexi.

#### ***Mesure de la distance de la sonde par rapport à la plaque en plexi***

Pour réaliser les mesures dans la partie la plus proche de la plaque en plexi, la partie interne de la couche limite, aussi appelée couche visqueuse ( $y^+<2$ ,  $y<0,02\text{mm}$ ), il a été nécessaire d'être vraiment prudent et d'appliquer une procédure appropriée de telle sorte à placer la sonde correctement sans qu'elle touche la plaque en plexi, ce qui aurait engendré un dommage certain voire même une rupture du filament.

Pour réaliser cette étape, un appareil photo digital avec écran a été utilisé, l'optique du zoom (10x plus lentilles supplémentaires) a permis d'obtenir une image suffisamment agrandie de la sonde pour pouvoir la placer de la meilleure façon possible. L'image de la sonde a également pu montrer que le support de la sonde n'était pas assez rigide et que les turbulences engendraient des vibrations nuisibles au bon déroulement de la prise de mesure. Cette observation a permis de rigidifier le support et ainsi de travailler de façon plus rigoureuse. De plus, l'appareil a permis de connaître la position exacte de la sonde par rapport à la plaque en plexi : à optique égale (même zoom, même focus) la distance entre un objet pris en photo et le centre de la focale de l'appareil photo seront toujours identiques quelque soit l'objet pris en photo. De cette façon, si l'on prend d'une part une photo de la sonde placée dans la section test de la soufflerie avec son reflet et d'autre part une photo d'une règle avec la même résolution en pixels, il est possible de donner une échelle aux pixels et ainsi de mesurer la distance de la sonde par rapport à la plaque en plexi. Dans notre cas, 300 pixels valent 0,5 mm. Lors de chaque mesure, la distance initiale de la sonde par rapport à la plaque en plexi était calculée de cette façon, ensuite il ne restait plus qu'à implémenter la distance relative parcourue par la sonde, calculée en fonction des pas effectués par le moteur.



Figure 8: image de la sonde et de son reflet dans la plaque en plexi

### 3.2 Description de l'expérience

Les objectifs principaux de l'expérience ont été de calculer la vitesse moyenne et la vitesse RMS, donnant une mesure des turbulences. La pression statique a également été mesurée le long de la section test pour calculer le gradient de pression  $dp/dx$ , l'axe des  $x$  étant le sens aval de l'écoulement. Les mesures ont été effectuées sur 15 plans de mesures, allant de  $x_s=212$  à  $x_s=632$ ,  $x_s$  étant la distance par rapport au plan d'entrée de la section test ( $x_s$  augmente dans la direction de l'écoulement), situé à 1740 mm du bord d'attaque de la plaque de plexi (fig.7). Aux conditions d'entrées ( $x_s=0$ ), la vitesse de l'écoulement libre  $U_\infty = 15 [m/s]$   $Re_\theta = 2500$  et le taux de turbulences  $Tu = u'/U_\infty$  est égal à 0,4% au centre du tunnel. Pour chaque plan de mesures, 55 mesures ont été réalisées entre 0,02 mm et 55 mm au dessus de la plaque de plexi. Les points de mesures ont été choisis de telle sorte à réaliser le plus grand nombre de mesures dans la partie inférieure de la couche limite. Sous les conditions de gradients de pression négatifs,  $Re_\theta$  a varié de 2400 à 1900 pour ensuite augmenter jusque 3400 sous gradients de pression positifs.

série n°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
distance $x_s$ [mm]	212	242	272	302	332	362	392	422	452	482	512	542	572	602	632

## 4. Analyse d'une couche limite turbulente soumise à un gradient de pression statique variable

### 4.1 Profils des vitesses RMS et profils des vitesses moyennes représentés à l'échelle physique

Cette partie présente les résultats. Les graphes présentent l'ensemble des mesures effectuées et sont séparés en deux groupes suivant que le gradient de pression est négatif (FPG – favorable pressure gradient) ou positif (APG adverse pressure gradient). L'axe des ordonnées présente les vitesses, moyennes ou RMS suivant le cas, tandis que l'axe des abscisses représente la distance par rapport à la plaque de plexi.

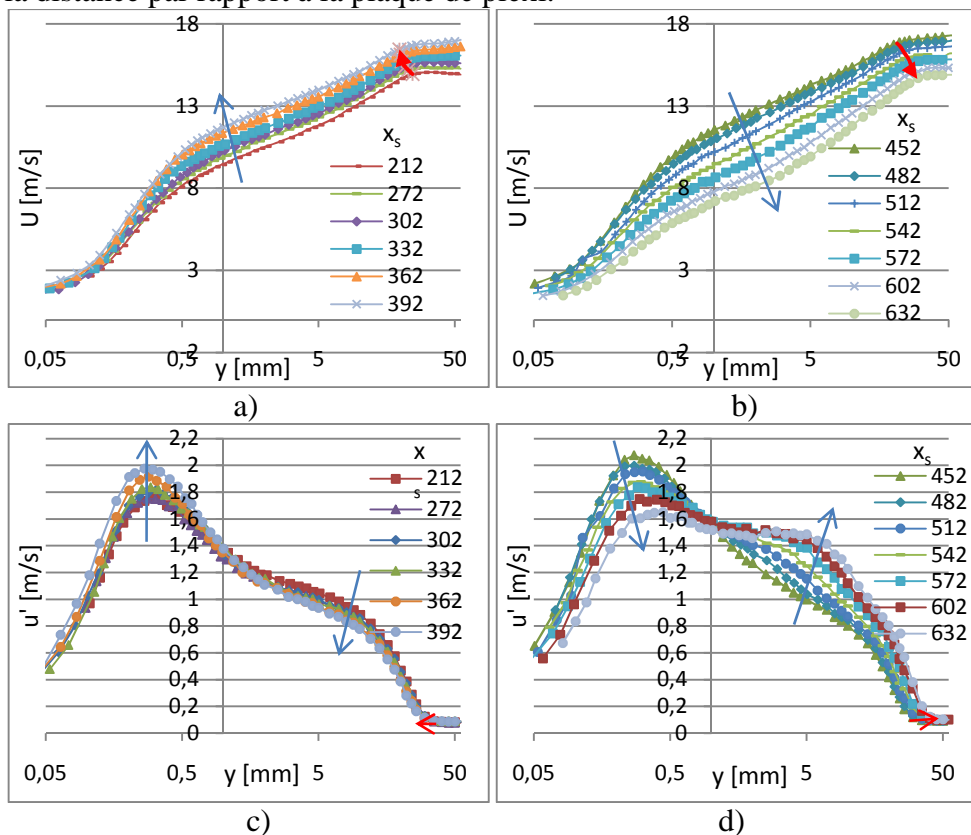


Figure 9: profils de vitesse moyenne a) et b) et RMS c) et d) dans des conditions de dépression a) et c) et de surpression b) et d)



Pour une meilleure visibilité, les graphes ont été représentés à l'échelle logarithmique. Avant de continuer les discussions, rappelons que  $x_s$  augmente dans le sens de l'écoulement. Les graphes a) et b) montrent que la vitesse moyenne a tendance à augmenter dans les conditions FPG tandis qu'elle a tendance à diminuer dans les conditions APG. Les sondes de pressions dynamique et statique indiquent que la pression dynamique augmente tant que le gradient de pression statique est négatif puis diminue lorsqu'il devient positif. La vitesse maximum a été enregistrée pour le plan situé à  $x_s=452$ , juste après la plus petite section de la zone de test (fig.b). Les graphes montrent également que l'épaisseur de la couche limite diminue puis augmente lorsque le gradient de pression change de signe (flèche en gras sur les fig. a et b). En effet, l'écoulement atteint une vitesse constante  $U_\infty$  à une distance d'autant plus proche de la paroi que la pression statique diminue. Lorsque le gradient change de signe, la vitesse de l'écoulement libre  $U_\infty$  est atteinte à une distance de plus en plus lointaine de la plaque de plexi au fur et à mesure que la pression statique augmente. Ces résultats sont dus à l'influence du gradient de pression et peuvent être combinés avec les résultats obtenus pour les variations de vitesses moyennes.

Au niveau des profils des vitesses RMS, les remarques concernant l'épaisseur de la couche limite citées précédemment corroborent l'évolution des graphes. Sous des conditions FPG, les turbulences deviennent nulles de plus en plus près de la paroi lorsque  $x_s$  augmente, tandis que sous des conditions APG, les turbulences ont tendance à s'écarter de la paroi dans le sens de l'écoulement. A la zone où la section est la plus étroite ( $x_s = 452$ ), les turbulences sont intenses et très proches de la paroi ( $u'=2,1$  m/s pour  $y=0,27$  mm), elles forment une bosse sur le graphe près de l'origine des  $y$ , à proximité de la plaque en plexi. Ensuite, lorsque l'on avance dans le sens de l'écoulement, on remarque que l'intensité de ces turbulences diminue près de la paroi tandis que plus loin de la paroi, les turbulences augmentent et forment une seconde bosse sur le graphe (fig.d). Sous des conditions FPG, les turbulences ont tendance à s'intensifier près de la plaque en plexi lorsque l'on avance dans le sens de l'écoulement tandis que les turbulences plus loin de la plaque en plexi ont tendance à diminuer. Les bosses qui s'observent sur les graphes portent le nom de pic près de la plaque en plexi et pic externe suivant la position dans la couche limite.

## 4.2 Analyse des paramètres de la couche limite

Les paramètres étudiés sont ceux mentionnés dans la section 2.  $\delta$ ,  $\delta'$ ,  $\theta$ ,  $H$  caractérisent la taille de la couche limite et la forme du profil de la distribution de vitesse dans la couche limite, autrement dit la répartition du flux dans la couche limite. Le nombre  $Re_\theta$  et le coefficient de friction, donnent un aperçu des contraintes de frictions exercées entre les particules de fluide, ou entre les particules de fluide et le solide en contact avec le fluide. Les trois derniers paramètres sont la vitesse de friction  $u^*$ , la vitesse au bord de la couche limite  $U_\delta$  et la vitesse de l'écoulement libre  $U_\infty$ .

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \text{ et } \tau = \mu \cdot \frac{du}{dy}$$

Le graphe suivant (fig.10) présente la distribution des 3 premiers paramètres, c'est-à-dire  $\delta$ ,  $\delta'$  et  $\theta$ .

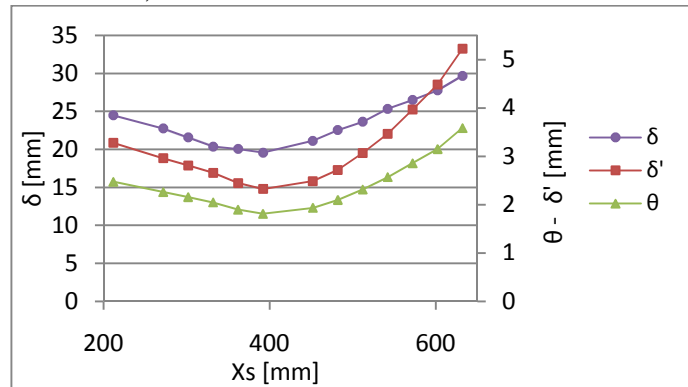


Figure 10: résultats obtenus pour la couche limite  $\delta$ , le déplacement de la couche limite  $\delta'$  et l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\theta$

Comme déjà observé sur les graphes des vitesses moyennes et RMS (fig.9), l'épaisseur de la couche limite tend à diminuer dans le sens de l'écoulement tant que le gradient de pression est négatif puis a tendance à augmenter lorsque le gradient change de signe.  $\delta'$  et  $\theta$  ont la même tendance que  $\delta$  étant donné qu'elles y sont proportionnelles. Cependant on observe que sous les conditions APG,  $\delta'$  augmente plus rapidement que  $\theta$ , ce qui est en accord avec l'évolution du facteur de forme présenté dans le graphe suivant (fig.11) en même temps que l'évolution de  $Re_\theta$ .

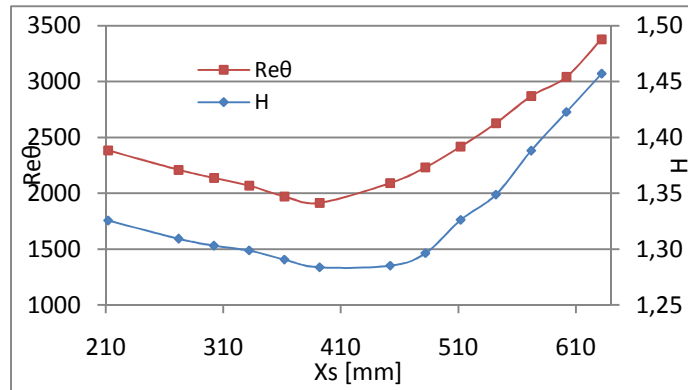


Figure 11: évolution du facteur de forme  $H$  et du nombre de  $Re_\theta$

Le facteur de forme  $H$ , (rapport entre  $\delta'$  et  $\theta$ ) diminue doucement sous les conditions FPG et augmente rapidement sous les conditions APG. Le nombre  $Re_\theta$  diminue de 2400 à 1900 sous les conditions FPG puis augmente jusque 3400 sous les conditions APG. Ces valeurs indiquent qu'à travers toute la zone de mesure, la couche limite était totalement turbulente. Par contre, on remarque, qu'étant donné la courbure négative de la paroi supérieure de la zone test, l'écoulement a tendance à approcher un état laminaire. Celui-ci ne sera néanmoins jamais atteint car l'intensité du gradient négatif de pression n'était pas suffisamment élevée pour une relaminarisation du flux. Après le passage de zone où la veine est la plus contractée, l'écoulement a tendance à devenir plus turbulent.

Malgré l'approche de l'état laminaire près de la zone de contraction, aucune séparation de la couche limite n'a été observée plus loin dans le tunnel, où la pression statique augmente. Les vitesses moyennes des particules de fluides sont toujours positives (fig.9 a et b).

## 5. Normalisation des données [8], [9]

Pour être capable de simuler des couches turbulentes, les chercheurs ont besoin d'utiliser des modèles numériques se basant sur certaines équations, notamment celles de Navier-Stokes. Malheureusement, étant donné la complexité des calculs, il est impossible actuellement, même avec les puissances des processeurs actuels, de représenter un flux de façon précise, le maillage

étant trop grand, et la fréquence des turbulences trop élevée, même avec un faible nombre de Reynolds.

Les chercheurs doivent donc s'appuyer actuellement sur les données expérimentales.

Pour trouver des lois permettant de calculer les couches limites, il est nécessaire de comprendre les relations qui existent entre le nombre de Reynolds, l'épaisseur de la couche limite, la position du fluide, etc. C'est dans ce cadre que la normalisation des données a lieu.

Clauser a montré en 1956<sup>[10]</sup>, pour des écoulements turbulents sous des gradients de pression nulle que, si deux écoulements ayant des nombres de Reynolds différents et s'écoulant sur des surfaces de rugosité différentes, ont le même coefficient de friction  $C_f$ , alors les profils de vitesse pourront être représentés par un seul et même profil si la normalisation suivante est utilisée:

$$\frac{u'}{\frac{U-1}{\sqrt{\frac{C_f}{2}}}} = \frac{u'-U}{u^*} = f(y^+) \text{ où } y^+ = \frac{yu^*}{\nu}$$

On peut ainsi représenter tous les profils de vitesse en une seule et même courbe.

Le but général de la normalisation est de faire coller tous les profils de vitesse d'un écoulement en une seule courbe (universal curve), ce qui permet d'obtenir des relations et d'extrapoler les résultats obtenus de ces profils de vitesse pour calculer des flux avec des nombres de Reynolds plus élevés. De plus, en fonction de l'historique d'un flux, il serait possible d'en prédire l'évolution. Le but général de la normalisation (scaling) est représenté par le graphe suivant:

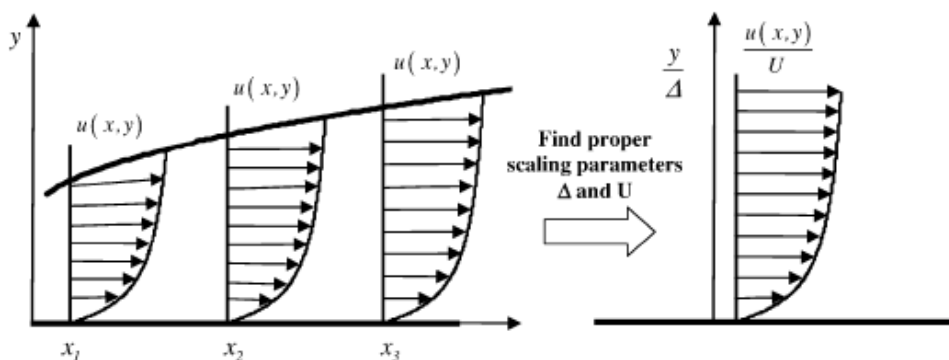


Figure 12: but général de la normalisation <sup>[8]</sup>

Pour l'instant, grâce à la normalisation des données, deux équations ont pu être déterminées pour les écoulements non soumis à des variations de pression:

Pour les écoulements laminaires, Blasius :  $\delta = 5 \cdot \sqrt{vx/U_\infty}$

Pour les écoulements turbulents, Clauser :  $\delta \cdot \frac{U_\infty}{\nu} = \frac{0,14 Re_x}{\ln Re_x G(\ln Re_x)}$

G est une constante qui vaut approximativement 1,5. Ces relations permettent d'établir la dépendance entre l'épaisseur de la couche limite et la distance x parcourue par le fluide le long d'une plaque. Elles sont représentées sur le schéma suivant.

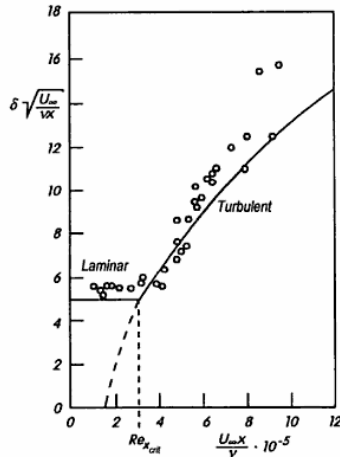


Figure 13 : dépendance entre épaisseur de la couche limite et distance x parcourue par le fluide le long d'une plaque plane [2]

Bien sûr, ces relations sont faussées lorsqu'il y a des variations de pression comme c'est le cas dans le cadre de cette étude. Plusieurs normalisations de données ont été réalisées pour vérifier si oui ou non, ces normalisations fonctionnaient pour des variations du gradient de pression. Dans ce qui suit, une seule partie des normalisations sera présentée étant donné qu'il n'est pas possible de tout expliciter dans ce résumé. Pour une meilleure visibilité, les profils sont représentés suivant une échelle logarithmique.

## 5.1 Méthode de Clauser

La première normalisation provient des résultats de Clauser, elle est utilisée pour représenter les profils des vitesses moyennes :

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

$\kappa$  est la constante de Von Kármán tandis que  $B$  est appelée constante universelle. Pour cette étude les valeurs suivantes ont été prises :  $\kappa = 0,41$  and  $B = 5,5$ . Cette relation est appelée loi logarithmique

$$\text{Avec } u^+ = \frac{U(y)}{u^*}, y^+ = \frac{yu^*}{\nu}, u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \text{ et } \tau = \mu \cdot \frac{du}{dy}$$

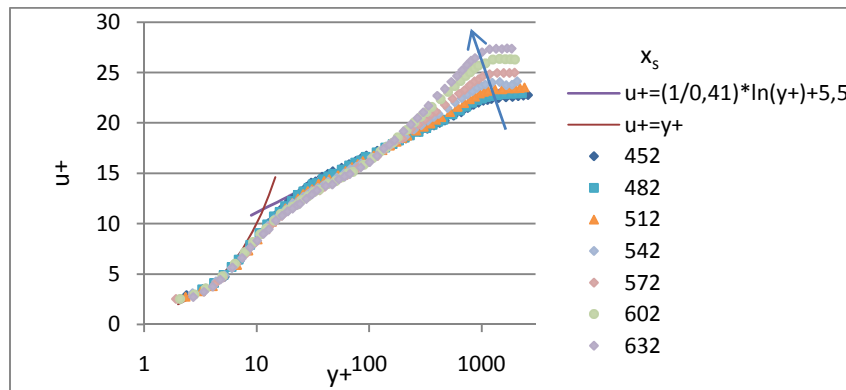


Figure 14 : profil des vitesses moyennes suivant Clauser

Les résultats obtenus pour cette normalisation permettent de dire que pour le gradient de pression négatif (graphe non représenté), les profils normalisés sont confondus en une seule et même courbe. Pour ce qui est des profils sous gradient de pression positif (fig.14), on aperçoit vers  $y^+=200$ , que les profils ont tendance à « décoller » de la courbe universelle (flèche), cela étant bien sûr dû au gradient de pression négatif. De façon générale, cette normalisation permet de relativement bien représenter le flux du fluide, mais uniquement à des distances proches de la paroi (inner scaling). Les résultats des mesures sont situés sur la courbe de l'équation  $u^+=y^+$  jusque  $y^+=10$ , ensuite les mesures suivent la loi logarithmique jusque  $y^+=200$ .

## 5.2 Méthode de Castillo et Georges [11]

La méthode de Castillo et Georges utilise les paramètres suivants pour normaliser les vitesses moyennes et RMS :

$$\frac{U_\infty - U}{U_\infty} = f(y/\delta) \qquad \frac{u'^2}{U_\infty^2} = f(y/\delta)$$

Il a été prouvé que cette normalisation pouvait fonctionner si certaines conditions, non respectées dans le cadre des présentes mesures, étaient respec-

tées. De façon générale, nous pouvons dire que la normalisation suivant cette méthode n'a pas fonctionné. Pour les profils de vitesse moyenne, les profils sont similaires seulement aux extrémités de la couche limite, près de la paroi, où la vitesse est nulle pour chaque profil, et au bord extérieur de la couche limite où  $U$  atteint  $U_\infty$ . Pour les profils de vitesse RMS, les bosses présentées lors de l'explication des résultats (point 4) sont augmentées.

### 5.3 Méthode de Zagarola et Smits (ZS)<sub>[11]</sub>

La méthode de Zagarola et Smith est similaire à celle de Castillo et Georges, on utilise en plus le paramètre  $\delta'/\delta$  pour normaliser les vitesses.

$$\frac{U_\infty - U}{U_\infty \cdot \delta'/\delta} = f(y/\delta) \qquad \frac{u'^2}{(U_\infty \cdot \delta'/\delta)^2} = f(y/\delta)$$

Seuls les profils sous gradient de pression négatif sont explicités.

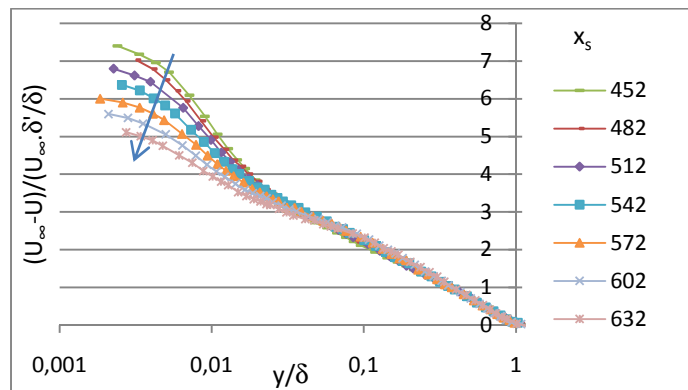


Figure 15 : profils des vitesses moyennes suivant ZS

Dans le cas des vitesses moyennes, on aperçoit que les profils sont similaires à un profil unique lorsque  $y/\delta > 0,04$  et peuvent être positionnés sur l'équation suivante :

$$(U_\infty - U)/(U_\infty \cdot \delta'/\delta) = -0,8 \ln(y/\delta) + 0,25$$

Avant cette position, les profils ont tendance à s'écarter d'un profil unique dans le sens de la flèche et dans le sens de l'écoulement.

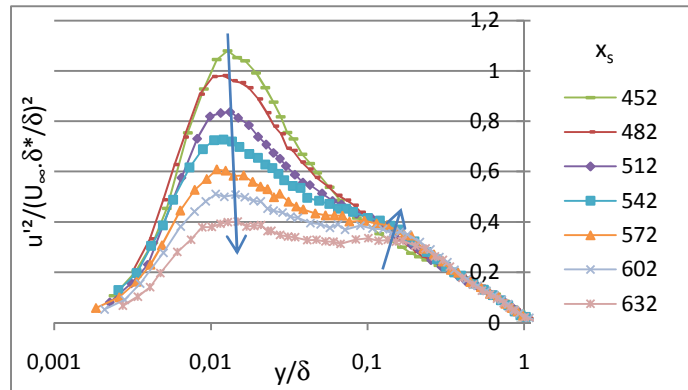


Figure 16 : profils des vitesses RMS suivant ZS

Pour ce qui est des profils de vitesse RMS, nous observons que, proche de la paroi, « la bosse interne » est toujours présente, plus loin de la paroi, nous retrouvons la bosse externe mais moins marquée et présente à l'intérieur de la couche limite. Après  $y/\delta=0,1$ , c'est-à-dire à seulement un dixième de l'épaisseur de la couche limite, il est possible de représenter tous les profils en une seule courbe. Nous pouvons donc affirmer que cette normalisation permet de représenter les données de façon correcte dans la région externe de la couche limite (après  $y/\delta=0,1$ ).

## 6. Conclusion

Les investigations conduites dans le cadre de cette étude ont été réalisées sur une couche limite turbulente sous l'influence de conditions similaires à celles présentes dans les stators des turbomachines industrielles de type compresseur axial.

Les données générées ont permis de calculer les paramètres de la couche limite et de vérifier les lois pour différentes techniques de normalisation des données présentées dans la section 5.

L'influence des gradients de pression a été spécialement observée dans les cas suivants. Sous les conditions de dépressions (FPG), les turbulences ont tendance à augmenter près de la paroi dans la direction de l'écoulement. La présence du gradient de pression positif (APG) cause l'augmentation de  $u^+$  lorsque l'on approche du bord de la couche limite. De plus, dans ces condi-



tions, il a été observé que les turbulences ont tendance à diminuer près de la paroi et augmenter dans la région externe à la couche limite, toujours dans la direction de l'écoulement.

Les normalisations des données suivant les méthodes de Clauser, Georges et Castillo indiquent qu'aucune des deux méthodes ne permet de normaliser les données et d'obtenir une loi universelle.

Suivant Clauser, on observe que les profils s'écartent d'un profil unique lorsque  $y^+ = 200$  et, suivant Georges et Castillo, la défaillance de cette technique était attendue étant donné que certaines conditions (non-explicitées dans ce rapport) n'étaient pas remplies.

Sur toutes les techniques de normalisation trouvées dans la littérature, la technique de Zagarola et Smith semble être la plus efficace pour représenter d'une part les profils de vitesse RMS et d'autre part les profils de vitesse moyenne suivant des profils uniques dits universels, dans la région externe de la couche ( $y/\delta = 0,1$ ), et dans les conditions de variations de pression de cette expérience.

La raison du succès de cette technique réside dans l'utilisation du paramètre  $\delta'/\delta$  qui reflète le mieux la variation des conditions en amont de l'écoulement. Finalement, il est montré qu'aucune technique de normalisation ne permet de représenter les profils de vitesse, moyenne et RMS, suivant une même loi, pour les régions internes et extérieures à la couche limite. Généralement, pour les profils de vitesse moyenne et RMS, sous les conditions de surpression (APG), la tendance des profils à dévier du profil universel est plus marquée par rapport aux conditions de dépression (FPG), pour l'ensemble des techniques de normalisation testées.

## 7. Sources

- [1] ASSENDRYCH D., *Advanced fluid mechanics courses*, University of technology, Czestochowa, 2010.
- [2] SCHLICHTING H. & GERSTEN K., *Boundary layer theory*, 8<sup>th</sup> revised and enlarged edition, Springer, chapter 1-3, 1999.
- [3] ASSENDRYCH D., *Fluid flow metrology*, University of technology, Czestochowa, hot-wire 1 and 2, 2010.
- [4] JØRGENSEN Finn E., *How to measure turbulence with hot-wire anemometers – a practical guide*, Dantec Dynamics, 2002.
- [5] DRÓDZ A., & ELSNER W., *Hot-wire experiment of boundary layer under adverse pressure gradient*, Wallturb technical report, 2008.
- [6] MATERNY M., *Experiment analysis of turbulent Boundary layer under the influence of APG*, Phd thesis, University of technology, Czestochowa, 2009.
- [7] HUTCHINS N., NICKELS T.B., & MARUSIC I., *The inflence of spatial resolution due t hot-wire sensors on measurements in wall-bounded turbulence*, 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, 2007.
- [8] INDINGER T. & BUSCHMANN M. H., *Mean-Velocity Profile of Turbulent Boundary Layers Approching separation*, AIAA Journal, Vol. 44, 2006.
- [9] BRZEK B., BAYOÁN CAL R., JOHANSSON G. & CASTILLO L., *Inner and outer scalings in rough surface zero pressure gradient turbulent boundary layers*, Physics of fluids 19, 2007.
- [10] MACIEL Yvan, ROSSIGNOL Karl-Stéphane & LEMAY Jean, *Self-Similarity in the Outer Region of Adverse-Pressure-Turbulent Boundary layers*, AIAA JOURNAL, Vol. 44, No. 11, 2006.
- [11] DRYDEK H. L. & VON KÁRMÁX Th., *Advanced in applied mechanics*, Vol. 3, Elsevier, 1956.