

50376  
1990  
239-1

50376  
1990  
239-1

N° d'ordre : 610

## THESE DE DOCTORAT

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE LILLE FLANDRES-ARTOIS

pour obtenir le Grade de

DOCTEUR EN MÉCANIQUE

par

HOYEZ-DELALIAUX Marie-Claire

### ETUDE DES CARACTERISTIQUES INSTATIONNAIRES D'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE DE PLAQUE PLANE SANS GRADIENT DE PRESSION



soutenue le 20 Novembre 1990

devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

Président :

Rapporteurs : M. COUSTEIX, Chef du DERAT au CERT-ONERA  
M. VANDROMME, Professeur à l'INSA de Rouen

Examineurs : M. DYMENT, Professeur à l'USTL-Flandres-Artois  
M. MICHEAU, Professeur à l'USTL-Flandres-Artois  
M. MOREL, Professeur à l'INSA de Lyon  
M. STANISLAS, Professeur à l'IDN

# TABLE DES MATIERES

Liste des figures .....	7
Notations principales .....	15
Lexique .....	18

## Première Partie: INTRODUCTION

Chapitre 1-1: Etat de la recherche .....	20
Chapitre 1-2: Déroulement de l'étude .....	31

## Deuxième Partie: INSTALLATION EXPERIMENTALE

Chapitre 2-1: La soufflerie .....	34
Chapitre 2-2: La plaque plane .....	37
Chapitre 2-3: Instrumentation .....	38
2-3-1 Mesure des vitesses moyennes .....	38
2-3-2 Mesure du frottement pariétal et de la vitesse instantanée ..	39
Chapitre 2-4: Montage optique pour les visualisations .....	40
2-4-1 La source lumineuse et les systèmes optiques .....	40
2-4-2 L'ensemencement de la couche limite .....	41
2-4-3 Le système de prise de vues .....	42

## Troisième Partie:

# CARACTERISATION DE LA COUCHE LIMITE DU POINT DE VUE STATISTIQUE

<b>Chapitre 3-1:</b> Rappels sur l'anémométrie à fil chaud .....	44
3-1-1 Principe .....	44
3-1-2 Méthodes opérationnelles .....	48
3-1-3 Limitations du fil chaud .....	51
 <b>Chapitre 3-2:</b> Méthodes de calcul .....	 53
3-2-1 Vitesse moyenne et intensité de turbulence .....	54
3-2-2 Tensions de REYNOLDS .....	57
 <b>Chapitre 3-3:</b> Résultats expérimentaux .....	 66
3-3-1 Grandeurs caractéristiques .....	66
3-3-2 Profils des vitesses .....	68
3-3-3 Spectres d'énergie .....	69
 <b>Tableaux</b> .....	 69

## Quatrième Partie:

# ÉTUDE DES PROPRIETES INSTATIONNAIRES

<b>Chapitre 4-1:</b> Visualisations par tomographie laser .....	72
4-1-1 Types de prises de vues .....	72
4-1-2 Analyse de la zone externe de la couche limite .....	74
4-1-2-1 Analyse visuelle .....	74
4-1-2-2 Analyse statistique .....	77
4-1-3 Analyse de la zone interne de la couche limite .....	85
4-1-3-1 Analyse visuelle .....	85
4-1-3-2 Analyse statistique .....	88
 <b>Chapitre 4-2:</b> Simulation numérique de visualisations .....	 

90	
4-2-1	Méthode ..... 90
4-2-2	Résultats ..... 93
<b>Chapitre 4-3:</b>	<b>Vélocimétrie par images de particules ..... 97</b>
4-3-1	Obtention des clichés ..... 97
4-3-2	Traitement ..... 98
<b>Chapitre 4-4:</b>	<b>Discussion ..... 100</b>

**Cinquième Partie:**  
**ETUDE D'UN MANIPULATEUR DE COUCHE**  
**LIMITE DE TYPE *LEBU***

<b>Chapitre 5-1:</b>	<b>Le manipulateur de couche limite ..... 107</b>
5-1-1	Rappels bibliographiques ..... 107
5-1-2	Configuration ..... 110
<b>Chapitre 5-2:</b>	<b>Résultats expérimentaux ..... 111</b>
5-2-1	Caractérisation moyenne de la couche limite manipulée ..... 111
5-2-2	Visualisations ..... 112

**Sixième Partie:**  
**CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES ..... 115**

<b>Références bibliographiques</b> .....	<b>118</b>
<b>Annexes</b> .....	<b>126</b>
<b>Annexe A:</b> Principe de fonctionnement et étalonnage de la	

sonde de frottement .....	127
<b>Annexe B:</b> Justification de l'hypothèse $\overline{E^2} = \bar{E}^2$ .....	133
<b>Annexe C:</b> Méthode classique de mesure aux fils croisés .....	136
<b>Annexe D:</b> Définition d'un profil de vitesse moyenne .....	135
<b>Figures</b> .....	141

# LISTE DES FIGURES

## PREMIERE PARTIE

- Figure 1-1 Technique de visualisation par bulles d'hydrogène
- Figure 1-2 Visualisations de la structure de la couche limite turbulente de plaque plane par bulles d'hydrogène [5]
- Figure 1-3 Taux de production d'énergie turbulente par unité de volume dans une couche limite turbulente [5]
- Figure 1-4 Formation des *streaks* [5]
- Figure 1-5 Mécanisme d'éjection [5]
- Figure 1-6 Structures en épingle à cheveux [23]
- Figure 1-7 Forme générale d'un tourbillon typique de FALCO
- Figure 1-8 Modèles de la structure externe d'une couche limite turbulente
- Figure 1-9 Evolution des tourbillons typiques de Falco sur les grosses structures [30]
- Figure 1-10 Evolution d'une *pocket* [32]

## DEUXIEME PARTIE

- Figure 2-1 Soufflerie de couche limite
- Figure 2-2 Schéma d'une plaque de paroi latérale équipée de prises de pression

- Figure 2-3 Soufflerie d'étalonnage
- Figure 2-4 Schéma de la plaque dans la première configuration d'essais
- Figure 2-5 Schéma de la plaque dans la deuxième configuration d'essais
- Figure 2-6 Sondes à fils chauds utilisées
- Figure 2-7 Dispositif de mesure au fil chaud
- Figure 2-8 Position du peigne et de la sonde de frottement dans la couche limite lors de la première configuration d'essais
- Figure 2-9 Schéma de principe du montage optique
- Figure 2-10 Les cavités laser à rubis
- Figure 2-11 Système optique pour réaliser les plans lumineux
- Figure 2-12 Système de prise de vues

## **TROISIEME PARTIE**

- Figure 3-1 Différentes sondes à fil et film chaud
- Figure 3-2 Circuit de l'anémomètre à courant constant
- Figure 3-3 Circuit de l'anémomètre à température constante
- Figure 3-4 Réponses en fréquence de l'anémomètre à température constante
- Figure 3-5 Signal de sortie de l'anémomètre à température constante en réponse au signal carré

- Figure 3-6 Exemple de courbe d'étalonnage du fil chaud simple
- Figure 3-7 Courbes de calibration des fils croisés
- Figure 3-8 Vitesse moyenne en représentation logarithmique
- Figure 3-9 Vitesse moyenne déficitaire
- Figure 3-10 Intensité de turbulence
- Figure 3-11 Comparaison des profils de la fluctuation longitudinale obtenus au fil simple et aux fils croisés ( $x = 2555 \text{ mm}$ )
- Figure 3-12 Fluctuation normale ( $x = 2555 \text{ mm}$ )
- Figure 3-13 Contrainte de REYNOLDS  $-\overline{uv}$  ( $x = 2555 \text{ mm}$ )
- Figure 3-14 Spectres d'énergie de la fluctuation longitudinale ( $x = 955 \text{ mm}$ )
- Figure 3-15 Spectres d'énergie de la fluctuation longitudinale ( $x = 2555 \text{ mm}$ )

## QUATRIEME PARTIE

- Figure 4-1 Différents arrangements des plans de lumière issus des quatre cavités laser
- Figure 4-2 Exemple de cliché réalisé avec une simple injection de fumée
- Figure 4-3 Grosse structure évolutive à la frontière de la couche limite  
 $\delta t = 2,4 \text{ ms}$  -  $U_e = 22 \text{ m/s}$
- Figure 4-4 Tourbillon typique,  $Re_\theta = 3515$



- Figure 4-5 Evolution d'un tourbillon typique  
 $\delta t = 1,5 \text{ ms} - Re_{\theta} = 6278$
- Figure 4-6 Structure contra-rotative,  $Re_{\theta} = 3515$
- Figure 4-7 Front montant,  $Re_{\theta} = 3515$
- Figure 4-8 Structure géante,  $Re_{\theta} = 6278$
- Figure 4-9 Schéma simplifié du système de traitement d'image
- Figure 4-10 Exemple d'image numérisée sur la carte Matrox MPV
- Figure 4-11 Exemple de traitement d'images numérisées
- Figure 4-12 Dimensions des tourbillons mesurées par FALCO [27] et dans la présente étude
- Figure 4-13 Dimension  $L_t$  des tourbillons typiques en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-14 Dimension  $l_t$  des tourbillons typiques en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-15 Comparaison des valeurs de  $L_t/3$  avec les courbes de FALCO extraites de [26]
- Figure 4-16 Evolutions respectives des dimensions des tourbillons typiques
- Figure 4-17 Histogrammes des dimensions des tourbillons typiques dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-18 Angle des tourbillons typiques en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite

- Figure 4-19 Vitesse longitudinale des tourbillons typiques en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-20 Vitesse normale des tourbillons typiques en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-21 Histogrammes des vitesses des tourbillons typiques dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-22 Dimension  $L_s$  des tourbillons simples en fonction de leur position dans la zone externe la couche limite
- Figure 4-23 Dimension  $l_s$  des tourbillons simples en fonction de leur position par rapport à la paroi dans la couche limite
- Figure 4-24 Vitesse longitudinale des tourbillons simples en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-25 Vitesse normale des tourbillons simples en fonction de leur position dans la zone externe de la couche limite
- Figure 4-26 Exemple de tourbillon typique
- Figure 4-27 Exemple de tourbillon typique
- Figure 4-28 Exemple de tourbillon typique
- Figure 4-29 Exemple de tourbillon typique
- Figure 4-30 Schéma du phénomène d'instabilité
- Figure 4-31 Exemple de tourbillon typique
- Figure 4-32 Comparaison de la dimension  $L_t$  des tourbillons typiques à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite -  $Re_\theta = 3515$

- Figure 4-33 Comparaison de la dimension  $l_t$  des tourbillons typiques à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite -  $Re_\theta = 3515$
- Figure 4-34 Evolutions respectives des dimensions des tourbillons typiques à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite  $Re_\theta = 3515$
- Figure 4-35 Vitesse longitudinale des tourbillons typiques à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite -  $Re_\theta = 3515$
- Figure 4-36 Vitesse normale des tourbillons typiques à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite -  $Re_\theta = 3515$
- Figure 4-37 a) et b) Visualisations par bulles d'hydrogène d'une couche limite turbulente [6]
- Figure 4-38 Modèle de simulation d'une structure tourbillonnaire dans une couche limite turbulente
- Figure 4-39 Visualisations simultanées par bulles d'hydrogène et injection de colorant à la paroi [13]
- Figure 4-40 Profils de vitesse et de vorticité instantanées [6]
- Figure 4-41 Simulation: (1) tourbillon co-rotatif
- Figure 4-42 Simulation: (1) tourbillon co-rotatif  
(2) tourbillon contra-rotatif
- Figure 4-43 Simulation: (1) tourbillon contra-rotatif
- Figure 4-44 Simulation: (1) tourbillon co-rotatif  
(2) tourbillon contra-rotatif
- Figure 4-45 Simulation de l'interaction de deux tourbillons typiques

Figure 4-46 a) Exemple d'un cliché de V. I. P.  
b) Exemple de carte de vitesse obtenue

Figure 4-47 Schéma de principe du modèle de mécanisme de production

## CINQUIEME PARTIE

Figure 5-1 Variations du coefficient de traînée en fonction de la géométrie des *riblets* [56]

Figure 5-2 Evolution longitudinale du coefficient de frottement en fonction de la hauteur du manipulateur dans la couche limite [56]

Figure 5-3 Manipulateur en tandem

Figure 5-4 Le *lebu* fixé sur la plaque plane dans la soufflerie

Figure 5-5 Montage du manipulateur dans la couche limite

Figure 5-6 Comparaison des profils de vitesse moyenne avec et sans *lebu*

Figure 5-7 Comparaison des profils de la fluctuation longitudinale avec et sans *lebu*

Figure 5-8 Coefficient de frottement à  $x/\delta_0 \approx 20$  comparé aux résultats de CERT [58]

Figure 5-9 Prise de vues entre 0 et  $6 \delta_0$  en présence du *lebu*  
 $\delta t = 1,3 \text{ ms}$  -  $U_e = 22 \text{ m/s}$

Figure 5-10 Prise de vues juste en aval du *lebu*  
 $\delta t = 1,9 \text{ ms}$  -  $U_e = 22 \text{ m/s}$

## ANNEXES

Figure A-1 Schémas de la sonde de frottement et du circuit dans lequel elle est placée

Figure A-2 Courbe d'étalonnage de la sonde de frottement

Figure A-3 Exemple de signal de frottement instantané

Figure D-1 Profil de vitesse de la couche limite turbulente

# NOTATIONS PRINCIPALES

x	abscisse le long de la plaque plane dans le sens de l'écoulement
y	ordonnée normale à la paroi
z	coordonnée parallèle à la paroi et normale à la vitesse extérieure
t	temps
$\Delta t$	intervalle de temps

## FLUIDE

$\rho$	masse volumique
$\mu$	viscosité dynamique
$\nu$	viscosité cinématique
$c_p$	chaleur spécifique à pression constante
$k_g$	conductivité du gaz
$\beta$	coefficient de dilatation cubique
h	coefficient de transfert de chaleur
$\delta$	épaisseur de couche limite
$\delta_1$	épaisseur de déplacement
$\theta$	épaisseur de quantité de mouvement
$Re_{li}$	nombre de REYNOLDS basé sur la longueur li
$H = \delta/\theta$	facteur de forme
$C_f$	coefficient de frottement pariétal local
$\tau$	contrainte de frottement pariétal
$\vec{U}$	vitesse instantanée
U, V, W	composantes longitudinale, normale et transversale de la vitesse $\vec{U}$
$\vec{u}$	vitesse fluctuante
u, v, w	composantes longitudinale, normale et transversale de la vitesse $\vec{u}$
$u_\tau$	vitesse de frottement

$h_{\text{eau}}$	pression en mm d'eau
$x^+ = xu_{\tau}/\nu$	
$y^+ = yu_{\tau}/\nu$	
$z^+ = zu_{\tau}/\nu$	
$t^+ = tu_{\tau}^2/\nu$	

## FIL CHAUD

$\lambda$	longueur du fil
$d$	diamètre du fil
$X$	abscisse le long du fil
$T$	température
$R_i$	résistance du fil à la température $T_i$
$r_1, r_2$	coefficients de résistivité thermique du fil
$\rho_f$	masse volumique du fil à la température $T_f$
$k_f$	conductivité thermique du fil
$c_f$	chaleur spécifique du fil par unité de masse
$E$	tension aux bornes de l'anémomètre
$e$	tension fluctuante
$I$	courant électrique traversant le fil
$f_c$	fréquence de coupure du circuit comprenant le fil chaud

## LEBU

$l$	corde
$\varepsilon$	épaisseur
$\zeta$	distance par rapport à la paroi
$\xi$	abscisse à compter du bord de fuite du <i>lebu</i>

## INDICES

$f$	à la température du fil $T_f$
$g$	à la température du gaz $T_g$
$e$	extérieur à la couche limite

0

au niveau du *lebu*

Les grandeurs surlignées correspondent aux grandeurs moyennes quadratiques.  
Une définition des mots en *italique* est donnée dans le lexique ci-après.



# LEXIQUE

***bursting*** entraînement, soulèvement, oscillation puis éclatement des lanières à faible vitesse;

***large scale motion (lsm)*** mouvement à grande échelle;

***lebu*** ou ***large eddy breakup device*** dispositif susceptible de casser les grosses structures de la couche limite turbulente afin de réduire la traînée;

***low speed streak*** bande de fluide longitudinale à faible vitesse à la paroi;

***pocket*** poche de fluide à forte quantité de mouvement;

***riblets*** fines rainures creusées dans la paroi afin de modifier la structure de la zone interne de la couche limite turbulente;

***superburst*** structure géante à l'interface couche limite / fluide irrotationnel;

***sweep*** pénétration de fluide à quantité de mouvement élevée dans la zone interne de la couche limite,  $u > 0$  et  $v < 0$ ;

***typical eddy*** tourbillon typique de Falco;

***vortex*** filament tourbillonnaire;

**Première Partie**  
**INTRODUCTION**

# Chapitre 1-1

## ETAT DE LA RECHERCHE

La compréhension des phénomènes turbulents existant dans les écoulements est un enjeu important dans de très nombreux domaines tels l'aéronautique, l'hydrodynamique, l'industrie nucléaire, la météorologie ...

Depuis les premiers travaux de O. REYNOLDS [1] et jusque vers le milieu des années 50, les écoulements turbulents ont été considérés comme étant la superposition d'un champ moyen et de fluctuations totalement aléatoires. Cette idée a été progressivement remise en cause depuis, à la lumière des travaux de THEODORSEN [2] qui montra analytiquement que les écoulements turbulents ne pouvaient être constitués que de mouvements cohérents prenant la forme de tourbillons en fer à cheval, et de WESKE et PLANTHOLT [3] qui, les premiers, mirent en évidence des structures tourbillonnaires cohérentes en perturbant un écoulement laminaire établi dans un tuyau de section circulaire.

De nombreux groupes de recherche se sont alors attachés à étudier les phénomènes instationnaires se produisant dans des écoulements turbulents, et en particulier dans les couches limites turbulentes. Le but de ces études était de comprendre les mécanismes régissant la production et le transport de l'énergie turbulente. Pour ce faire, parallèlement à l'essor des techniques numériques, plusieurs méthodes alliant anémométrie à fil chaud et techniques de visualisation ont été développées dans le but de "voir" la turbulence et de corrélérer signaux de vitesse ou de pression instantanées et mouvements typiques du fluide. On peut citer à titre d'exemple les premières observations de structures cohérentes faites par BROWN et ROSHKO [4] dans une couche de mélange, ou par KLINE et REYNOLDS [5] dans une couche limite de plaque plane.

Pour ce qui concerne les visualisations, la qualité des prises de vues et

donc leur exploitation dépendent non seulement de la source lumineuse mais aussi des traceurs utilisés. Plusieurs types d'ensemencement ont été mis au point soit avec une émission commandée de bulles d'hydrogène, soit avec une injection de fumée.

L'ensemencement par bulles d'hydrogène est utilisé pour des visualisations effectuées dans l'eau à des vitesses de l'ordre de 10 cm/s. En effet, l'épaisseur des couches limites obtenues dans de tels écoulements à nombre de REYNOLDS peu élevé facilite les visualisations. Cette technique consiste à tendre un fil métallique normalement ou parallèlement à la paroi sur laquelle se développe la couche limite étudiée, comme schématisé sur la figure 1-1, et à l'alimenter à intervalles de temps réguliers par de courtes impulsions de courant électrique. A chaque impulsion, une électrolyse de l'eau se produit sur le fil. Celui-ci libère alors une ligne de fines bulles d'hydrogène qui est transportée par l'écoulement. Le problème est que cette ligne de bulles est émise dans une zone où l'écoulement est déjà turbulent. On visualise donc la déformation de cette ligne par un écoulement dont on ne connaît pas l'état initial.

Dès 1967, l'équipe de KLINE et REYNOLDS ([5], [6]) à l'Université de Stanford en Californie utilisa la méthode des bulles d'hydrogène associée à l'injection d'un filet de colorant pour étudier la structure d'une couche limite turbulente de plaque plane dans un écoulement d'eau dont la vitesse pouvait varier de 6 à 20 cm/s. Ces travaux visant à étudier la zone proche de la paroi, c'est-à-dire correspondant à des  $y^+ < 30$  ( $y^+ = yu_\tau/\nu$ ), ont confirmé les résultats de THEODORSEN. En effet, des bandes de fluide, allongées dans le sens de l'écoulement, où se concentrent les bulles d'hydrogène ont été décelées dans la sous couche laminaire. Ces bandes relativement étroites, dont la vitesse longitudinale est égale à environ la moitié de la vitesse locale, sont désignées dans la littérature anglo-saxonne sous l'appellation *low speed streaks* et sont séparées par des bandes de fluide plus larges dont la vitesse longitudinale est plus élevée, environ une fois et demi la vitesse locale. Ces structures cohérentes semblent être le résultat d'une vorticité longitudinale localisée juste au dessus de la paroi. La distance transversale moyenne entre ces *low speed streaks* ne dépend pas du nombre de REYNOLDS. Les visualisations des chercheurs de Stanford ont permis de se rendre compte que ces bandes de fluide à basse vitesse ne sont pas rectilignes, mais font des méandres le long de la paroi. Elles s'éloignent

lentement de la paroi en se déplaçant vers l'aval. A un moment donné elles se soulèvent rapidement, oscillent brusquement, puis éclatent, provoquant une éjection soudaine et brutale de fluide à faible vitesse vers la zone externe sous forme d'un fin filament. Ces filaments se déplacent ensuite vers l'extérieur de la couche limite où ils se désorganisent dans la turbulence de la zone externe. Cette succession d'événements, connue sous le nom de *bursting*, se produit dans la zone interne de la couche limite. De plus, KLINE et al. [5] ont montré qu'un gradient de pression favorable tend à réduire la fréquence du *bursting* alors qu'un gradient défavorable a tendance à l'augmenter. La figure 1-2 donne un exemple de clichés extraits de [5] réalisés avec le fil transversal (figure 1-1) sur lesquels on distingue parfaitement les *streaks* pour différentes valeurs de la distance adimensionnée à la paroi  $y^+$ , l'écoulement étant dans ce cas de haut en bas. Les lanières à faible vitesse, qui ont leur origine dans la région  $y^+ < 10$ , se déplacent lentement vers l'aval tout en étant soulevées peu à peu de la paroi. Lorsqu'elles atteignent l'intervalle  $8 < y^+ < 10$ , elles sont éjectées vers la zone externe de la couche limite, ce processus étant aléatoire dans l'espace et dans le temps. Les éléments éjectés forment un angle avec la paroi très variable, entre  $0$  et  $26^\circ$  vers l'aval. Dans cette région, les *streaks* commencent à osciller violemment, et finissent par éclater dans une zone où  $y^+$  est compris entre  $10$  et  $30$ . Or, les travaux de KLEBANOFF [7] ont mis en évidence le fait que  $50\%$  de la production totale d'énergie turbulente dans la couche limite intervient dans la zone pariétale, avec un pic très prononcé à la frontière de la sous-couche visqueuse comme le montre la figure 1-3. CORINO et BRODKEY [8] ont également estimé que la région  $5 < y^+ < 20$  est le siège d'un maximum de production et de dissipation d'énergie turbulente. Par suite, KLINE et al. [6] ont émis et confirmé l'hypothèse que le phénomène de *bursting* qu'ils ont observé joue un rôle important dans la production et le transport de l'énergie turbulente de la zone de paroi vers la zone externe de la couche limite, hypothèse corroborée par WILLMARTH et LU [9] et par GRASS [10], qui ont estimé que  $70\%$  de la contrainte de REYNOLDS est produite dans la région  $y^+ < 100$ .

Pourquoi et comment apparaissent les *streaks*? Qu'est-ce qui provoque le phénomène de *bursting*? Quelle est sa fréquence? Quel est son rôle dans le transfert de la turbulence? Quel est le résultat de son interaction avec la zone externe? De nombreuses études, tant expérimentales que numériques, ont été consacrées à ces questions.

Bien que son étude se situe dans un autre contexte, LIDTHILL [11]

propose une explication du phénomène des streaks schématisée sur la figure 1-4 extraite de [5]. Lorsque le fluide s'approche ou s'éloigne d'une paroi, il se met à tourner. Ce mouvement de rotation entraîne la déformation de la composante transversale du vecteur tourbillon à la paroi. Les filets tourbillonnaires sont étirés lorsque le fluide s'approche de la paroi et sont raccourcis lorsqu'il s'en éloigne. Quand les filets tourbillonnaires sont étirés, la vitesse longitudinale dans la sous-couche visqueuse augmente suivant l'envergure et elle diminue lorsqu'ils sont raccourcis. Or, de nombreux auteurs [12] ont mis en évidence des structures tourbillonnaires longitudinales contra-rotatives juste au-dessus des lanières à faible vitesse, dont la longueur longitudinale moyenne est d'environ  $1000\nu/u_\tau$ . La distance entre la paroi et le centre de ces tourbillons est en moyenne de  $15\nu/u_\tau$ . On interprète généralement ces structures comme étant les branches des tourbillons en épingle à cheveux observés dans la zone de paroi. Le mouvement de ces tourbillons a tendance à soulever les filaments tourbillonnaires (*vortex*) de la paroi et à les entraîner vers la zone externe comme le montre la figure 1-5 extraite de [5], provoquant ainsi l'inflexion du profil de vitesse instantanée.

Pour leur part, CORINO et BRODKEY [8] expliquent les phénomènes de paroi en quatre événements successifs.

Tout d'abord, il se produit une décélération de la vitesse longitudinale locale sur une petite surface près de la paroi, pouvant atteindre 50% de la vitesse moyenne locale. Cette inflexion du profil de vitesse crée une instabilité qui entraîne l'entrée d'une masse de fluide venant de l'amont à la vitesse moyenne locale. Ce fluide pénètre dans la direction longitudinale avec un angle faible, sa composante transversale de vitesse ne dépassant pas 20% de la vitesse longitudinale. Dans tous les cas, cette entrée de fluide représente une perturbation à grande échelle transportée par l'écoulement moyen.

De plus, CORINO et BRODKEY [8] ont montré que le déplacement du fluide accéléré vers la paroi avec un angle de 5 à 15°, événement relativement rare, est souvent accompagné, dans la zone  $5 < y^+ < 15$ , d'une éjection de fluide retardé vers l'extérieur, éjection tridimensionnelle dont l'échelle est cependant plus petite que celle de la masse de fluide accéléré. Ce mouvement brutal de fluide vers l'extérieur se produit parfois dès que le fluide accéléré entre dans le champ, d'autres fois après que l'accélération ait commencé. En outre, pendant

qu'une éjection se développe, d'autres éjections se produisent en aval de la première, qui semblent plus ou moins corrélées entre elles. Quand le fluide éjecté se déplace vers l'extérieur, il rencontre soudain du fluide de vitesse longitudinale beaucoup plus importante et une interaction violente se produit en mouvements turbulents internes, abrupts et chaotiques.

La phase d'éjection se termine par l'entrée, venant de l'amont, d'un courant de fluide parallèle à la paroi dont la vitesse longitudinale correspond à la valeur moyenne. GRASS [10], OFFEN et KLINE [13], KIM [14] et de nombreux autres auteurs ont également mis en évidence un mouvement de fluide s'engouffrant vers la paroi, encore nommé *sweep*. Ils ont observé que cette entrée de fluide à quantité de mouvement élevée, en provenance de la zone logarithmique, est à l'origine de l'apparition de nouvelles bandes de fluide dans la sous-couche visqueuse et donc d'une nouvelle éjection de fluide.

Une étude de simulation numérique d'une couche limite de plaque plane à  $Re_\theta = 670$ , réalisée par ROBINSON, KLINE et SPALART [15], a apporté différents résultats concernant les *sweeps* et les éjections. Ces auteurs ont mis en évidence le fait que deux types d'éjections se produisent dans la couche limite, des éjections localisées, fines et allongées, décelables dans la zone de transition et la région logarithmique et des éjections plus larges en forme de bulbe atteignant la partie externe. Ils ont constaté également que les *sweeps* sont étroits et d'extension longitudinale nettement inférieure aux *streaks*. Des tourbillons en forme de fer à cheval ont également été mis en évidence à proximité de la paroi. Ils ont des branches latérales parallèles à la paroi et à la vitesse extérieure qui se redressent vers l'aval pour se rejoindre en une partie centrale incurvée et inclinée à environ  $45^\circ$  par rapport à la paroi. C'est autour de ces tourbillons que se localisent les éjections et les *sweeps* : les éjections du premier type apparaissent le long des branches latérales, celles du deuxième type à l'intérieur du tourbillon et le plus souvent un peu en amont de celui-ci. Le *sweep* se produit, lui, du côté extérieur des branches latérales et en aval de la partie incurvée centrale. Cette simulation a également prouvé l'existence de nombreuses couches de cisaillement près de la paroi qui s'enroulent en un tourbillon.

En ce qui concerne les longueurs caractéristiques des *streaks* et du phénomène de *bursting*, RAO et al [16] ont montré que la période d'apparition

des *bursts* est d'environ  $6 \delta/U_c$ ,  $\delta$  et  $U_c$  étant les variables externes. Les variables de paroi ne semble donc pas intervenir dans l'adimensionnement. Une explication à ce résultat à priori curieux est peut-être donnée par SMITH [17] et par OFFEN et KLINE [18]. En effet, en réalisant des visualisations par bulles d'hydrogène d'une couche limite turbulente ces auteurs ont observé que le phénomène de *bursting* est presque toujours associé au passage de grosses structures présentes dans la zone externe de la couche limite et visibles à la frontière entre la couche limite et le fluide irrotationnel. Ce résultat a été également obtenu par LAUFER et BADRI NARAYANAN [19],

Ainsi, il apparait manifeste que la production et le maintien de la turbulence dans une couche limite ne sont dûs, ni aux structures de la zone interne seules, ni à celles de la zone externe seules, mais résultent d'une interaction entre ces deux régions, comme le souligne KLINE dans la référence [20]. Dans cette optique, la partie externe de la couche limite, correspondant à  $y^+ > 100$ , a été l'objet de très nombreuses études.

D'après NYCHAS [21], le seul événement notable dans la zone externe de la couche limite est un mouvement tourbillonnaire à grande échelle d'axe transversal, transporté parallèlement à la paroi à une vitesse moyenne légèrement inférieure à la moyenne locale.

PRATURI [22], en revanche, estime que se sont les mouvements de la zone externe qui sont à l'origine de l'activité dans la région de paroi, et non l'inverse. Selon lui, les bourgeonnements observés à la frontière de la couche limite sont associées à des mouvements tourbillonnaires transverses qui induisent des entrées massives de fluide irrotationnel profondément dans la couche limite.

Des études alliant visualisations par fumée et anémométrie à fil chaud ont conduit HEAD et BANDYOPADHYAY ([23], [24]) à proposer un modèle basé sur des tourbillons en "épingle à cheveux" ou en "fer à cheval" semblables à ceux décrits par THEODORSEN [25]. Ces structures d'une largeur de l'ordre de  $100\nu/u_\tau$  s'étirent à travers une grande partie de l'épaisseur de la couche limite et sont inclinées vers l'aval d'environ  $45^\circ$  par rapport à la paroi. Elles s'empilent les unes sur les autres de telle manière que leurs sommets fassent un angle d'environ  $20^\circ$  avec la paroi comme le montre la figure 1-6. Leur existence et leur échelle



sont très dépendantes de  $Re_\theta$ . Le travail de HEAD et BANDYOPADHYAY, publié en 1981, est resté sans suite.

Depuis une quinzaine d'années, FALCO a également axé ses recherches sur les structures externes de la couche limite turbulente et sur les mécanismes de production de turbulence. De 1974 à 1977, ses essais dans l'air à bas nombre de Reynolds se sont déroulés dans la soufflerie du Department of Engineering de l'Université de Cambridge pour une gamme de vitesse d'écoulement allant de 0,8 à 2 m/s ([26], [27]). Grâce à une technique de visualisation par fumée d'huile introduite par une fente percée dans la paroi sur laquelle se développe la couche limite et à des mesures simultanées par anémométrie à fil chaud, FALCO a mis en évidence deux types de structures bien distinctes.

Dans une couche limite turbulente dont le  $Re_\theta$  est faible (entre 600 et 1000) une seule famille de structures est identifiable; ce sont les tourbillons typiques (*typical eddies* en anglais) encore appelés tourbillons de FALCO [26]. Ils sont tridimensionnels, très cohérents, et dépendent fortement de la valeur de  $Re_\theta$ . Leur échelle de longueur est de l'ordre de  $\delta$ . Leur forme générale (en spirale ou en champignon) est représentée sur la figure 1-7. L'apparition de ces tourbillons semble résulter d'une éjection de fluide (lors du *bursting*) qui s'enroule vers l'aval en entraînant du fluide irrotationnel à l'intérieur de la couche limite.

Lorsque  $Re_\theta$  augmente ( $Re_\theta > 1500$ ), les tourbillons de FALCO cessent d'être les grosses structures de la couche limite. Leurs longueurs caractéristiques  $C_x$  et  $C_y$  (figure 1-7) sont alors de l'ordre de  $100\nu/u_\tau$ . Ils apparaissent à des positions aléatoires dans toute l'épaisseur de la couche limite et semblent résulter de structures à plus grande échelle, que FALCO appelle les *large scale motions* ou *lsm*. Ce deuxième type de structures, reconnaissables par les protubérances à la frontière de la couche limite, est visible dans la zone externe [27]. Leur échelle de longueur est d'environ  $1,6\delta$ . Elles évoluent lentement, à la vitesse moyenne de  $0,8U_e$  et, contrairement aux tourbillons typiques, elles sont indépendantes de  $Re_\theta$ . En fait, des visualisations dans des plans de lumière normaux à la paroi et parallèles à l'écoulement ont montré que les *typical eddies* émergent surtout de la face amont (dos) des grosses structures, résultant de l'instabilité de la frontière de

celles-ci. Une fois formés, ils ont un mouvement relatif par rapport à la *lsm* sur laquelle ils sont apparus, devenant ainsi pratiquement indépendants [27]. BROWN et THOMAS [28], ainsi que BLACKWELDER et KOVASNAY [29], schématisent les grosses structures organisées de la couche limite de la même manière que FALCO, comme le montre la figure 1-8. Les tourbillons typiques qui sont observés dans la zone externe de la couche limite se déplacent sur le dos de la *lsm* vers l'aval à une vitesse sensiblement égale à la vitesse moyenne locale, tout en s'éloignant de la paroi. Ils se révèlent être une importante source d'énergie pour la partie externe des grosses structures [30]. Les tourbillons qui apparaissent dans la zone proche de la paroi ont eux, au contraire, un mouvement de recul vers la frontière aval de la grosse structure précédente et se rapprochent ainsi de la paroi avec laquelle ils peuvent interagir (figure 1-9).

De plus, bien qu'étant des structures observées dans la région externe, les tourbillons de FALCO ont des échelles caractéristiques qui se mesurent en unités de paroi. De ce fait, l'hypothèse qu'ils constituent le lien entre la zone interne et la région externe de la couche limite a incité FALCO à étudier en détail, dès 1978, les phénomènes se produisant dans la zone proche de la paroi.

Lors d'une étude sur l'interaction sillage-couche limite laminaire, FALCO a mis au point une technique d'ensemencement de la couche limite lui permettant de visualiser la sous-couche. Cette technique consiste à injecter de la fumée d'huile dans toute la couche limite puis à arrêter complètement l'injection de manière à ce que la sous-couche, où les vitesses de convection sont plus faibles, resteensemencée alors que la fumée de la zone externe est déjà dissipée [31]. En éclairant avec un plan de lumière parallèle à la paroi, FALCO a pu mettre en évidence que les extrémités amont des paires de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs se rejoignent, formant ainsi des poches de fluide qu'il appelle *pocket flow module* et dont les dimensions caractéristiques suivant  $x$  et  $z$  sont de l'ordre de  $100\nu/u_\tau$ . FALCO avait déjà mis en évidence de telles poches au cours de l'étude de l'interaction d'un tourbillon annulaire avec la paroi, en 1977. En 1978 [30], des visualisations simultanées dans deux plans de lumière longitudinaux, l'un normal et l'autre parallèle à la paroi, ont permis de montrer que les *typical eddies* visibles dans la zone externe ne sont pas les parties supérieures des tourbillons en épingle à cheveux décrits par HEAD et BANDYOPADHYAY [23], mais des structures tourbillonnaires plus compactes

pouvant être annulaires. Ces constatations l'ont amené à interpréter les poches comme étant la trace des tourbillons typiques sur la paroi.

Simultanément aux visualisations, des mesures par anémométrie à fil chaud ont montré que les *pockets* sont associées à des niveaux de  $uv$  élevés [32]. Ces structures semblent donc avoir un rôle prépondérant dans le mécanisme de production d'énergie turbulente de la zone de paroi. Des visualisations dans deux plans de lumière, l'un parallèle à la paroi et l'autre perpendiculaire à la paroi et au sens de l'écoulement, ont permis à FALCO d'étudier en détail l'évolution tridimensionnelle de ces poches de fluide. Le sens de rotation des tourbillons formant la frontière d'une poche induit à l'intérieur de celle-ci un mouvement de fluide vers la paroi et à l'extérieur un entraînement de fluide à faible vitesse de la sous-couche loin de la paroi [33], mécanisme inhérent au phénomène de *bursting*. Prenant en compte l'importance de ces *pockets* dans les mécanismes turbulents, FALCO ([32], [34]) propose un modèle de formation et d'évolution de ces structures basé sur l'interaction d'un tourbillon annulaire avec la paroi. Ce modèle que FALCO divise en cinq étapes distinctes, chacune caractérisée par un phénomène produisant une valeur de  $uv$  importante, met en évidence, et de manière ordonnée, tous les phénomènes se produisant dans la région de paroi (*sweep*, éjection, formation de tourbillons en épingle à cheveux, *bursting*, ...). La figure 1-10 extraite de [32] représente pour ces cinq étapes un schéma de la poche ainsi que les signaux de  $u$  et  $uv$  associés.

La durée de vie d'une *pocket* est d'environ  $t^+ = 30$  avec  $t^+ = t u^2/\nu$ .

La première étape concerne les *pockets* telles que  $t^+ < 8$ . Les visualisations montrent une cavité vide de fumée, celle-ci semblant être repoussée vers la paroi. Il résulte de l'analyse des signaux de  $u$  et  $uv$  que l'apparition d'une *pocket* est due à un *sweep*, c'est-à-dire à une pénétration de fluide à quantité de mouvement élevée dans la zone interne de la couche limite ( $u > 0$ ,  $v < 0$ ).

Au cours de la seconde étape ( $4 < t^+ < 12$ ), la *pocket* prend une forme en croissant. Il apparaît un soulèvement de fluide de la sous-couche qui s'enroule autour d'un tourbillon formé à la frontière de la poche. Ce fluide est ensuite convecté vers la paroi. Cette étape est également caractérisée par un *sweep* important.

Lorsque  $t^+$  augmente ( $8 < t^+ < 16$ ), le tourbillon formant la frontière de la *pocket* s'étire de chaque côté vers l'aval, donnant naissance à une paire de tourbillons contra-rotatifs qui se rejoignent en amont. Les signaux de  $u$  et  $uv$  montrent que le *sweep* se poursuit dans la moitié amont de la *pocket* alors qu'à l'aval une éjection de fluide commence à se produire à partir de la sous-couche.

Cette éjection se poursuit au cours de la quatrième étape d'évolution, pour  $t^+$  compris entre 12 et 24, alors que la vitesse longitudinale décroît fortement à l'intérieur de la *pocket*. Durant cette période, on voit également émerger, à la frontière aval, un tourbillon en forme d'épingle à cheveux tournant dans le sens de la vorticité moyenne.

Finalement, lorsque  $t^+ > 20$ , la structure devient de moins en moins détectable sur les visualisations. A l'intérieur règne une vitesse longitudinale faible, alors qu'en aval le niveau de  $uv$  reste élevé. Il semble que le fluide éjecté de la paroi se réorganise dans la zone externe de la couche limite en tourbillons annulaires pouvant être des tourbillons de FALCO. En effet, les fréquences d'apparition des *pockets* et des tourbillons typiques sont identiques.

Ainsi, les mécanismes de production de turbulence à la paroi apparaissent liés à la formation et à l'évolution des *pockets* de fluide et donc à l'interaction des tourbillons de FALCO avec la paroi. Une question restait posée concernant le phénomène d'entraînement de ces tourbillons de la région externe vers la zone interne de la couche limite. FALCO propose un élément de réponse dans la référence [35], faisant intervenir les grosses structures externes (*lsm*). Lorsque les tourbillons typiques émergent des grosses structures [27], ils se trouvent dans une région (entre deux grosses structures) où du fluide irrotationnel à vitesse élevée est entraîné vers la zone interne. Ils seraient ainsi convectés vers la paroi avec laquelle ils interagiraient, donnant naissance aux poches de fluide.

La revue bibliographique présentée ici montre que la présence de structures cohérentes dans la couche limite, telles que les tourbillons de FALCO, est maintenant admise. De même, le rôle prépondérant du phénomène de *bursting* dans la production de la turbulence près de la paroi et dans son maintien dans la zone externe de la couche limite ne semble plus faire de doute.

Cependant, de nombreux points restent encore à éclaircir.

Comment et où apparaissent les *typical eddies*? Quels sont les mécanismes et les causes du *bursting*? Comment s'effectuent la production et le transfert d'énergie turbulente de la zone de paroi à la région externe de la couche limite et quel est le rôle des tourbillons de FALCO dans ces phénomènes? L'étude qui est présentée dans ce mémoire essaye d'apporter quelques éléments de réponse à ces questions.

## Chapitre 1-2

# CHEMINEMENT DE L'ÉTUDE

Le but de notre étude est d'affiner la compréhension des phénomènes décrits dans le chapitre précédent à l'aide de techniques expérimentales nouvelles utilisant la spécificité des lasers à impulsions disponibles à l'IMFL. La deuxième partie de ce mémoire est consacrée à la description de ces techniques.

Dans une première étape, nous nous sommes assurés à l'aide de l'anémométrie à fils chauds simple et croisés que les grandeurs caractéristiques moyennes de la couche limite étudiée étaient en bon accord avec la littérature existante. Les profils de la vitesse moyenne, des tensions de REYNOLDS et des spectres de la fluctuation longitudinale obtenus pour différentes valeurs de la vitesse extérieure et présentés dans la troisième partie sont bien représentatifs d'une couche limite turbulente établie.

Cette certitude étant acquise, l'étude des caractéristiques instationnaires de la couche limite a été entreprise par visualisations ultra-rapides avec un plan de lumière laser longitudinal, accompagnées de l'enregistrement simultané des signaux instantanés d'une sonde de frottement pariétal et, dans certains essais, d'un peigne de deux films chauds placés dans la couche limite. Les résultats obtenus ainsi que leur discussion sont détaillés dans la quatrième partie.

De plus, l'un des objectifs des chercheurs étudiant la structure de la couche limite turbulente est de pouvoir en modifier les caractéristiques grâce à différents dispositifs perturbateurs, dans le but de réduire la traînée de frottement. Pour cela, en entente avec le Centre d'Études et de Recherches de Toulouse (CERT-DERAT), nous avons étudié par visualisation l'influence que peut avoir un manipulateur de couche limite du type *lebu* (*large eddy breakup device*) sur les grosses structures cohérentes de la zone externe. On sait qu'un tel manipulateur

est susceptible de réduire cette traînée de frottement [36]. Un montage a donc été réalisé dans une configuration proposée par le DERAT et des prises de vues ont été effectuées. Ces essais sont rapportés dans la cinquième partie.

Les conclusions et perspectives que suscitent les résultats obtenus au cours de cette étude font l'objet de la sixième et dernière partie.

## **Deuxième Partie**

# **INSTALLATION EXPERIMENTALE**



# Chapitre 2-1

## LA SOUFFLERIE

L'installation utilisée est la soufflerie de couche limite de l'IMFL représentée sur la figure 2-1. C'est une soufflerie atmosphérique de type EIFFEL, à veine ouverte et horizontale. Elle est constituée de quatre éléments: un collecteur, une veine d'essais, un diffuseur et un ventilateur.

### LE COLLECTEUR

Le collecteur est en résine de polyester collée sur bois. Sa section est carrée, son profil a la forme d'une cubique:

$$y = 0,67 - 2,4375 x^2 + 2,03125 x^3$$

Sa longueur est de 0,8 m, son rapport de contraction de 20. Autour de la section d'entrée de  $1,34 \times 1,34 \text{ m}^2$ , un bourrelet de section semi-circulaire évite le décollement du fluide aspiré. La face d'entrée est équipée d'une structure en nid d'abeille ainsi que d'un grillage fin et d'un filtre au micron afin d'assurer un écoulement stable et exempt de poussière dans la veine.

### LA VEINE D'EXPÉRIENCE

La veine d'expérience, réalisée en fonderie d'aluminium, a une section carrée de  $300 \times 300 \text{ mm}^2$  et une longueur de 2,64 m. Elle est divisée en quatre parties: la première, reliée au collecteur, a une longueur de 500 mm. Ses parois sont fixes dont une latérale en plexiglas. Les trois autres tronçons, identiques

entre eux, sont munis de portes sur les quatre faces. Les portes latérales sont identiques entre elles, de même que les portes supérieures et inférieures. Les dimensions respectives de ces fenêtres sur les faces horizontales et verticales sont de 340 x 600 mm<sup>2</sup> et 240 x 600 mm<sup>2</sup>. Deux portes latérales et deux portes supérieures sont équipées de hublots en plexiglas, de sorte que l'on peut disposer d'une section entièrement transparente pour la visualisation de l'écoulement. Les autres portes, métalliques, peuvent être instrumentées de prises de pression statique pour la qualification de la veine comme le montre la figure 2-2, ou d'une porte-sonde pour les mesures au fil chaud.

Le réglage de la vitesse moyenne dans la veine d'expérience à l'extérieur des couches limites est contrôlé à l'aide d'une prise de pression statique placée à la sortie du convergent sur la paroi supérieure et reliée à un manomètre à eau permettant une lecture au demi millimètre d'eau près. Les pressions statiques sont converties en vitesse en utilisant le théorème de BERNOULLI:

$$(2-1) \quad U = \sqrt{\frac{g}{r} \times 2 \times 10^{-3} \times h_{\text{eau}}}$$

où

U est la vitesse en m/s

$h_{\text{eau}}$  est la pression en mm d'eau

g est l'accélération de la pesanteur = 9,806 m/s<sup>2</sup>

r est le rapport des masses volumiques de l'air et de l'eau soit 1,205x10<sup>-3</sup>

### Qualification de la veine

Les portes équipées de prises de pression statique reliées à des micro-manomètres DEBRO nous ont permis de nous assurer que l'absence de divergence de veine dans la soufflerie induit un gradient longitudinal de pression négligeable. En effet, la variation longitudinale de vitesse calculée entre le deuxième et le dernier tronçon de la chambre d'expérience, c'est-à-dire sur une distance d'environ 1,5 m, pour 3 valeurs de la vitesse au loin (12,6 - 22 - 27,4 m/s) et déduite des mesures de pression statique en différenciant la relation (2-1) est au plus de 1,8%.

## LE DIFFUSEUR

Un diffuseur de longueur 1,10 m transforme la section carrée de la veine d'expérience en section circulaire égale à la section d'entrée du ventilateur, afin de minimiser la puissance requise de ce dernier. Son angle au sommet est voisin de  $7^\circ$  de manière à se trouver le plus près possible du point de rendement optimal. Le raccord entre le diffuseur et le ventilateur est réalisé à l'aide d'un joint souple afin d'éviter la propagation vers l'amont des vibrations du moteur. Un écran en nid d'abeille est placé en amont de la jonction afin d'empêcher la mise en rotation de l'écoulement dans la veine par le ventilateur.

## LE VENTILATEUR

C'est un ventilateur radial qui permet l'aspiration d'un débit de 10000 m<sup>3</sup>/h avec un gain de charge de l'ordre de 100 mm d'eau. Il est entraîné par un moteur à courant continu de 10 kW, piloté par un variateur régulateur permettant un réglage continu de la vitesse d'écoulement dans la veine de 0 à 40 m/s. Le ventilateur débouche dans le laboratoire par l'intermédiaire d'un divergent de section carrée auquel peut être raccordée une petite soufflerie servant à l'étalonnage des fils chauds. La chambre de tranquillisation de cette soufflerie d'étalonnage photographiée sur la figure 2-3 est équipée de nids d'abeille et de filtres afin d'assurer une bonne qualité d'écoulement. Ainsi, le taux de turbulence mesuré en sortie de convergent est de 0,5% .

L'ensemble de l'installation est montée sur joints souples afin de minimiser les vibrations.

## Chapitre 2-2

### LA PLAQUE PLANE

La plaque sur laquelle se développe la couche limite étudiée est une plaque polie en dural de 10 mm d'épaisseur, réalisée en quatre tronçons et occupant toute la longueur de veine. Le bord d'attaque est raccordé au collecteur.

Dans une première campagne d'essais, nous avons étudié la couche limite se développant sur la paroi latérale droite de la veine d'expérience en regardant dans le sens de l'écoulement. La figure 2-4 montre un schéma de la plaque dans cette configuration. Par la suite, afin de minimiser la diffusion lumineuse à l'intérieur de la veine et notamment par la paroi métallique, diffusion qui pénalisait la qualité des prises de vues lors des précédents essais, nous avons apporté quelques modifications à l'installation ([37], [38]). Dans un deuxième temps, nous avons donc étudié la couche limite se développant sur la paroi latérale gauche en regardant dans le sens de l'écoulement. Pour ce faire, la plaque a été changée de côté dans la soufflerie et percée d'une fenêtre équipée d'un hublot anti-reflet par laquelle les faisceaux de lumière pénètrent dans la veine. La figure 2-5 présente la plaque dans la nouvelle configuration. Les faisceaux lumineux traversent ainsi immédiatement la couche limite et ressortent par la face opposée équipée d'une fenêtre en plexiglas.

Afin de déclencher la turbulence, un tube de nickel de 0,5 mm de diamètre et une bande de papier de verre de 20 mm de large sont collés l'un derrière l'autre sur la paroi du collecteur à 200 mm en amont de l'entrée de veine. En prenant l'origine des coordonnées au droit de ce point de déclenchement, à mi-distance des parois haute et basse, nous choisirons les axes de la manière suivante:

- x le long de la paroi dans le sens de l'écoulement,
- y le long de la normale à la paroi,
- z suivant l'axe parallèle à la paroi et normal à la vitesse extérieure.

# Chapitre 2-3

## INSTRUMENTATION

### 2-3-1 MESURE DES VITESSES MOYENNES

Afin de nous assurer que les caractéristiques de la couche limite turbulente étudiée correspondent bien à celles d'une couche limite de plaque plane, nous avons réalisé un sondage de l'écoulement à l'aide d'anémomètres à fils chauds simple et croisés de marque TSI:

-- La sonde à fil simple, utilisée pour obtenir les profils de vitesse moyenne  $\bar{u}$  et de fluctuation longitudinale  $\sqrt{u'^2}$ , est référencée 1218TI.5. Sa partie sensible est un fil de tungstène de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre.

-- Les mesures de la fluctuation normale  $\sqrt{v'^2}$  et de la corrélation  $-\overline{uv}$  ont été effectuées grâce à une sonde à fils croisés référencée 1243TI.5. Les deux éléments sensibles sont des fils de tungstène de longueur 3,5 mm et de diamètre 5  $\mu\text{m}$ . L'écart entre les deux fils au point où ils se croisent est de 1 mm.

Les deux sondes utilisées sont photographiées sur la figure 2-6. Elles sont installées sur un porte-sonde, réalisé par nos soins, et présenté sur la figure 2-7 monté sur une porte latérale de la soufflerie. Le déplacement de l'élément sensible dans la couche limite, normalement à la paroi, est assuré par une vis micrométrique solidaire du porte-sonde. Il est de 1 mm par tour, ce qui permet une précision de l'ordre de 2,5/100 mm sur la position de la sonde.

Les fils chauds sont utilisés avec un anémomètre IFA100 de marque TSI, équipé de quatre ponts et piloté par un ordinateur BFM186. Le principe des mesures au fil chaud ainsi que les caractéristiques moyennes de la couche limite font l'objet de la troisième partie de ce mémoire.

## 2-3-2 MESURE DU FROTTEMENT PARIÉTAL ET DE LA VITESSE INSTANTANÉE

La plaque sur laquelle se développe la couche limite a été percée de trois orifices situés en position 2, 3 et 4 sur la figure 2-4, permettant l'installation d'une sonde de frottement à film chaud qui nous a été prêtée par le CERT-DERAT [39]. L'annexe A rappelle le principe de fonctionnement de cette sonde qui permet la mesure du frottement pariétal instantané. La sonde est utilisée avec l'anémomètre IFA100. Son étalonnage a été réalisé à partir des mesures de frottement déduites des sondages de couche limite à la station 4 pour différentes valeurs de la vitesse extérieure. On donne également en annexe A la courbe d'étalonnage et les coefficients caractéristiques obtenus pour cette sonde.

Au cours de la première campagne d'essais, il nous a également été possible d'installer un peigne équipé de deux films chauds, en position 4 sur la figure 2-4, afin d'enregistrer les signaux de vitesse longitudinale instantanée simultanément à celui du frottement pariétal. Ces films chauds miniatures de marque TSI ont 25  $\mu\text{m}$  de diamètre et 0,75 mm de longueur. Comme le montre la figure 2-8, le premier film se situe à l'aplomb de la sonde de frottement lorsqu'elle est en position 4 et à 4,45 mm de la paroi. Le deuxième film se trouve alors à 19,65 mm de la paroi et à 15,2 mm en aval du premier. Les valeurs moyennes des vitesses obtenues avec les films miniatures étalonnés par nos soins ont été comparées à celles obtenues par sondage. La concordance est meilleure que 2%.

Les signaux de la sonde de frottement et des deux films du peigne ont été enregistrés simultanément à la prise de vues sur bande magnétique à l'aide d'un enregistreur magnétique analogique THORN-EMI SE 7000A, pour être ensuite acquis et traités sur un micro-ordinateur BFM186. Trois voies sont utilisées pour les signaux des trois capteurs et une voie enregistre l'ordre de tir envoyé au laser. Les signaux de frottement et de vitesse instantanée sont acquis à la fréquence de 50 kHz avec un filtrage préalable à 20kHz.

## Chapitre 2-4

# MONTAGE OPTIQUE POUR LES VISUALISATIONS

### 2-4-1 LA SOURCE LUMINEUSE ET LES SYSTEMES OPTIQUES

Une des principales limitations de la méthode utilisée par les différents auteurs ayant étudié la couche limite turbulente tient au fait que les visualisations sont réalisées à l'aide de lasers continus de forte puissance. Ceci implique des temps de pose assez longs et conduit à l'obtention d'images de plus en plus floues à mesure que l'on augmente la vitesse de l'écoulement. Une technique spécifique à base de lasers à impulsions a été développée à l'IMFL dans le but de s'affranchir de cette limitation [40].

La figure 2-9 présente un schéma de principe du montage utilisé pour réaliser les prises de vues.

La source lumineuse est un système de quatre cavités laser à rubis de marque QUANTEL montées sur un même banc optique, dont une photo est présentée sur la figure 2-10. Chacune d'elles est déclenchée par une cellule de Pockels (Q switch sur la figure 2-9) et délivre une impulsion de 100 mJ en 20 ns. Il est également possible d'utiliser chacune des cavités laser en double impulsion. Dans ce cas, les impulsions ont une énergie de 50 mJ et une durée de 20 ns. L'émission laser s'effectue à la longueur d'onde de 6943 Å. Les quatre cavités peuvent être déclenchées successivement avec des retards réglables de 5 µs à 10 s. De plus amples informations sur le principe, la réalisation et les applications des lasers et plus particulièrement des lasers à rubis sont fournies dans la référence [41].

Chaque faisceau laser issu d'une cavité traverse un système de lentilles sphéro-cylindriques représenté sur la figure 2-11. Ces circuits optiques permettent de réaliser des plans lumineux de quelques dixièmes de millimètre d'épaisseur. Dans les expériences présentées ici, ces plans sont parallèles à la vitesse extérieure et normaux à la paroi. Ils peuvent être juxtaposés ou superposés suivant le type de cadrage choisi pour les visualisations. Dans la première configuration d'essais (figure 2-4), les quatre plans lumineux sont introduits à mi-hauteur dans la veine d'expérience à travers un hublot en plexiglas, et se réfléchissent sur la plaque en dural sur laquelle se développe la couche limite. Dans la seconde configuration (figure 2-5), les plans de lumière laser pénètrent dans la veine par un hublot traité anti-reflet percé dans la plaque de couche limite, et ressortent par la face opposée en plexiglas.

## 2-4-2 L'ENSEMENCEMENT DE LA COUCHE LIMITE

Afin de réaliser les visualisations et d'en tirer des informations quantitatives quant aux structures présentes dans la couche limite, il est indispensable d'ensemencer l'écoulement à l'aide de traceurs suffisamment petits de manière à ce que la vitesse des particules coïncide pratiquement avec celle du fluide.

La couche limite est doncensemencée par de la fumée d'huile produite par un générateur de marque DELTALAB. La taille des particules ainsi obtenues est de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$ . La fumée est introduite sous la couche laminaire par une fente de hauteur réglable, de largeur 5 mm, réalisée dans la paroi du collecteur 60 mm en amont du dispositif de déclenchement de la couche limite comme le montre les figures 2-4 et 2-5. La fumée issue du générateur se concentre d'abord dans une boîte à fumée en plexiglas collée au dessus de la fente de manière à avoir un ensemencement homogène. On s'est assuré à l'aide du fil chaud que l'injection de fumée ne modifie pas les caractéristiques moyennes de la couche limite dans les sections où seront faites les mesures.

Au cours de la deuxième campagne d'essais, il nous a également semblé intéressant de pouvoir ensemencer simultanément la zone interne de la couche limite de manière à visualiser les structures de la région pariétale. Pour ce faire,



une petite fente supplémentaire de  $40 \times 2 \text{ mm}^2$  de section a été percée dans la plaque juste en amont du hublot anti-reflet comme indiqué sur la figure 2-5. L'ensemencement de la zone interne a été effectué de la même manière que précédemment.

### **2-4-3 LE SYSTEME DE PRISE DE VUES**

Le système de prises de vues représenté sur la figure 2-12 est placé sous la veine d'expérience dont la paroi inférieure est équipée d'un hublot traité anti-reflet. Il est constitué d'un miroir de renvoi à  $90^\circ$  et soit d'une caméra à tambour tournant de marque IMPULS, munie d'un objectif de 125 mm de focale ouvrant à  $f/2,5$ , soit d'un appareil photographique de marque NIKON. On utilise du film 35 mm KODAK Recording 2475 de très grande sensibilité 1000 ASA.

Un boîtier de synchronisation permet de déclencher les tirs laser en synchronisme avec le tambour de la caméra, ce déclenchement pouvant être conditionné par un signal extérieur tel un pic de frottement pariétal par exemple.

## **Troisième Partie**

# **CARACTÉRISATION DE LA COUCHE LIMITE DU POINT DE VUE STATISTIQUE**

# Chapitre 3-1

## RAPPELS SUR L'ANÉMOMETRIE À FIL CHAUD

La première partie de l'étude consistait à sonder la couche limite turbulente se développant sur la plaque plane afin de s'assurer que ses caractéristiques étaient bien satisfaisantes.

Pour ce faire, l'anémométrie à fil chaud nous a permis de déterminer les profils de vitesse moyenne, d'intensité de turbulence et de tensions de REYNOLDS ainsi que les grandeurs caractéristiques de la couche limite.

### 3-1-1 PRINCIPE

Parmi les différentes techniques utilisées pour mesurer les vitesses moyennes et fluctuantes d'un écoulement turbulent, il semble que l'anémométrie à fil chaud soit celle qui s'est le plus largement développée dès les années 60 avec les progrès de l'électronique intégrée. En effet, malgré ses limites dont nous parlerons plus loin, elle apparaît comme étant la méthode qui répond le mieux aux critères qu'exigent des mesures correctes de turbulence [42]:

- L'élément sensible doit être suffisamment petit afin de perturber le moins possible l'écoulement dans lequel il est placé. De plus, ses dimensions doivent être inférieures à la micro-échelle de turbulence de manière à ce que la distribution de vitesse instantanée dans la région occupée par cet élément soit uniforme.
- La sonde doit avoir une faible inertie de manière à répondre quasi-instantanément aux fluctuations de l'écoulement.
- Elle doit être très sensible pour pouvoir enregistrer de très faibles différences dans les fluctuations.

- Elle doit être stable, c'est-à-dire qu'aucun changement notable des paramètres de calibration ne doit intervenir pendant la durée d'un sondage.
- Elle doit générer le moins possible de turbulence parasite (vibrations du fil, des broches,...).
- Elle doit être bon marché et d'utilisation facile.

Afin de répondre le mieux possible à ce cahier des charges, la partie sensible de l'anémomètre à fil chaud est un fin fil de matériau conducteur (platine, platine-iridium ou tungstène). En général, pour les mesures dans les gaz, le filament a un diamètre de 2 à 10  $\mu\text{m}$ . Différents types de sonde sont représentés sur la figure 3-1.

Le principe de l'anémométrie à fil chaud repose sur la relation qui existe entre le flux thermique qui se produit entre un fluide en mouvement et un filament conducteur chauffé placé dans cet écoulement, et la vitesse du fluide. Lorsque des fluctuations de vitesse surviennent dans l'écoulement au voisinage de la sonde qui est parcourue par un courant électrique  $I$ , il en résulte une modification du transfert de chaleur entre le fil et le fluide. L'équilibre thermique est modifié, ce qui entraîne un changement de la température du fil et donc de sa résistance. L'intensité du flux thermique échangé par le fil et le fluide dépend de plusieurs facteurs:

- la vitesse du fluide
- la différence de température entre le fil et le fluide
- les propriétés physiques du fluide
- les dimensions et les propriétés physiques du fil.

Cet échange de chaleur se fait par conduction, convection libre et forcée, et par rayonnement.

En ce qui concerne la convection libre, Van der Hegge Zijnen [43] a montré qu'elle pouvait être négligée dans le cas où  $Re_d > 0,5$  et  $Gr_x Pr < 10^{-4}$ . On note

$$Re_d = U d / \nu_g \quad = \text{nombre de REYNOLDS}$$

$$Pr = \mu_g c_p / k_g \quad = \text{nombre de PRANDTL}$$

$$Gr = g d^3 \beta \Delta T / \nu_g^2 \quad = \text{nombre de GRASHOF}$$

où

- $U$  est la vitesse de l'écoulement
- $d$  est le diamètre du fil chaud
- $\nu_g$  est la viscosité cinématique du fluide
- $\mu_g$  est la viscosité dynamique du fluide
- $c_p$  est la chaleur spécifique à pression constante du fluide
- $k_g$  est la conductivité du fluide
- $g$  est l'accélération de la pesanteur
- $\beta$  est le coefficient de dilatation cubique du fluide
- $\Delta T$  est la variation de température

Pour la présente étude utilisant un fil de diamètre  $5 \mu\text{m}$  dans l'air, ces conditions sont respectées car  $Gr_x Pr < 10^{-6}$  et  $Re_d > 0,5$  pour  $U > 1,5 \text{ m/s}$ .

Le rayonnement thermique peut également être négligé pour une température de fil  $T_f$  n'excédant pas  $300^\circ\text{C}$ .

Soit  $X$  l'abscisse le long du fil, l'équation générale du bilan thermique s'écrit donc, par unité de temps:

$$(3-1) \quad \underbrace{R_f I^2}_{[1]} = \underbrace{\pi \lambda d h (T_f - T_g)}_{[2]} + \underbrace{\frac{\pi}{4} d^2 \lambda c_f \rho_f \left( \frac{\partial T_f}{\partial t} \right)}_{[3]} - \underbrace{\frac{\pi}{4} d^2 \lambda k_f \left( \frac{\partial^2 T_f}{\partial X^2} \right)}_{[4]}$$

avec

- [1] = chaleur produite par effet Joule
- [2] = chaleur transférée du fil au fluide par convection forcée
- [3] = effet de l'inertie thermique du fil  
 $\approx 0$  si celle-ci est infiniment petite
- [4] = pertes par conduction au niveau des broches dues à l'écart de température entre le fil à  $T_f$  et le support à  $T_g$

En fait, la résolution de cette équation différentielle montre que la prise en compte du terme de conduction [4] fait intervenir une nouvelle longueur  $\lambda_c$  appelée **longueur froide** correspondant à la portion du fil voisine du support et

effectivement refroidie par celui-ci. Cette longueur  $\lambda_c$  est proportionnelle à  $d$ , comme l'explique HINZE [42]. Plus le rapport  $\lambda/\lambda_c$  donc  $\lambda/d$  est grand, plus la distribution de température le long du fil peut être considérée comme uniforme. Il en résulte qu'en prenant un fil chaud ayant un rapport  $\lambda/d$  suffisamment important ( $\lambda/d > 200$ ), le terme de conduction peut être négligé dans l'équation (3-1). En tenant compte de cette hypothèse et en introduisant dans cette équation le nombre de NUSSELT  $Nu = h d/k_g$ , on obtient

$$(3-2) \quad R_f I^2 = \pi \lambda k_g Nu (T_f - T_g) + \frac{\pi}{4} d^2 \lambda c_f \rho_f \left( \frac{\partial T_f}{\partial t} \right)$$

Or  $Nu$  dépend du nombre de PRANDTL et du nombre de REYNOLDS. KRAMER [44] donne une relation empirique valable pour des  $Re_d$  allant de 0,001 à 10000:

$$Nu = 0,42 Pr^{0,2} + 0,57 Pr^{0,33} Re_d^{0,5}$$

COLLIS et WILLIAMS, dans la référence [45], expriment  $Nu$  de manière plus générale sous la forme

$$(3-3) \quad Nu = (A + B Re_d^{0,5}) \left( 1 + \frac{a_T}{2} \right)^{0,17}$$

où  $A$ ,  $B$  et  $n$  sont des constantes que l'on détermine par calibration ( $n \approx 0,5$ ) et  $a_T = (T_f - T_g)/T_g$ .

Cette relation est la plus souvent utilisée.

D'autre part, le fil étant en matériau conducteur, sa résistance dépend de sa température suivant la relation

$$R_f = R_0 \left[ 1 + r_1 (T_f - T_0) + r_2 (T_f - T_0)^2 + \dots \right]$$

dans laquelle  $R_0$  est la résistance du fil à la température de référence  $T_0$  (en général  $0^\circ\text{C}$ ), et  $r_1$  et  $r_2$  sont les coefficients de résistivité thermique du fil. Pour le tungstène  $r_1 = 5,2 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  et  $r_2 = 7 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$ . Or,  $r_2$  étant très petit devant  $r_1$ , le terme quadratique peut être négligé dans la gamme de températures rencontrées

dans la pratique. On a donc

$$\begin{cases} R_f = R_0 [1 + r_1 (T_f - T_0)] \\ R_g = R_0 [1 + r_1 (T_g - T_0)] \end{cases}$$

d'où

$$\begin{cases} T_f = T_0 + \frac{R_f - R_0}{r_1 R_0} \\ T_g = T_0 + \frac{R_g - R_0}{r_1 R_0} \end{cases}$$

Le report de ces relations et de l'équation (3-3) dans l'équation (3-2) donne

$$R_f I^2 = \frac{\pi \lambda k_g (R_f - R_g)}{r_1 R_0} (A + B Re_d^{0,5}) \left(1 + \frac{a_T}{2}\right)^{0,17} + \frac{\pi d^2 \lambda c_f \rho_f}{4 r_1 R_0} \left(\frac{\partial R_f}{\partial t}\right)$$

qui se note plus simplement

$$(3-4) \quad R_f I^2 = (R_f - R_g) (A' + B' U^n) + C \left(\frac{\partial R_f}{\partial t}\right)$$

En conclusion, l'équation générale du bilan thermique s'écrit sous la forme

$$(3-5) \quad \frac{R_f}{(R_f - R_g)} I^2 = (A' + B' U^n) + C' \left(\frac{\partial R_f}{\partial t}\right)$$

### 3-1-2 MÉTHODES OPÉRATIONNELLES

Afin de contrôler l'échange de chaleur entre le filament et le fluide, et donc de relier variations d'intensité dans le fil et fluctuations de vitesse de l'écoulement, différents systèmes électroniques ont été mis au point. Deux méthodes de contrôle sont opérationnelles:

- la méthode à courant constant: Dans cette méthode, les fluctuations de la température du fil dues aux fluctuations de vitesse de l'écoulement se traduisent

par des variations de la résistance du fil et donc par des variations proportionnelles de la tension appliquée à ses bornes, puisque le courant est maintenu constant. Un schéma du circuit de base utilisé pour la mesure à courant constant est représenté sur la figure 3-2. Cette méthode opérationnelle a été la première à être mise en œuvre pour les mesures de fluctuations de vitesse; mais elle est maintenant surtout utilisée dans l'étude des fluctuations de température dans les gaz.

Cette méthode n'étant pas retenue pour la présente étude, nous ne la développerons pas ici. Une description détaillée en est donnée par HINZE et PERRY ([42], [46]).

Un des inconvénients majeurs de cette technique est la possible détérioration du fil dans le cas de très grandes fluctuations de vitesse. Pour cette raison, depuis le milieu des années 60, les progrès dans la réalisation des amplificateurs opérationnels ont permis de remplacer l'anémomètre à courant constant par un autre aux performances supérieures: l'anémomètre à température constante.

- la méthode à température constante. Le principe de cette méthode est de maintenir la température du fil, et donc sa résistance, constante. Ceci est rendu possible en plaçant la sonde à fil chaud dans un circuit électrique qui compense automatiquement les variations de température du filament dues aux fluctuations de l'écoulement. La figure 3-3 présente un schéma simplifié du système électronique dont le processus de compensation est le suivant:

- au départ, le pont de Wheastone est équilibré et alimenté par un courant  $I$ ;
- lorsque la vitesse du fluide augmente, le fil se refroidit ce qui entraîne une diminution de sa résistance et par conséquent un déséquilibre du pont;
- la tension de déséquilibre  $E_i$  à l'entrée de l'amplificateur continu entraîne une variation du courant fourni  $I$  qui tend à ramener le pont à une position d'équilibre.

Ces différentes étapes se produisent en fait simultanément, donc une augmentation de la vitesse implique aussitôt un accroissement de la tension de sortie  $E$ . Ainsi, l'inertie thermique de l'anémomètre est automatiquement compensée, ce qui permet de négliger le terme en  $\partial R_f / \partial t$  dans l'équation (3-5) du bilan thermique. Le courant traversant le fil vérifie donc



$$(3-6) \quad I^2 = \left(1 - \frac{R_g}{R_f}\right) (A' + B' U^n)$$

L'analyse statique du circuit de la figure 3-3 détaillée dans la référence [46] permet de relier la tension  $E$  de sortie de l'anémomètre à la vitesse  $U$  de l'écoulement. En effet, puisque

$$E = (R_a + R_f) I$$

on a

$$\frac{R_f E^2}{(R_f - R_g)(R_a + R_f)^2} = (A' + B' U^n)$$

De manière plus générale, l'équation de calibration du fil chaud s'écrit

$$(3-7) \quad E^2 = A'' + B'' U^n$$

L'analyse dynamique du système est, elle, nécessaire pour déterminer la réponse en fréquence de l'anémomètre aux fluctuations de vitesse de l'écoulement.

La courbe 1 de la figure 3-4 représente l'amplitude du signal à la sortie de l'anémomètre sans circuit de compensation en fonction de la fréquence  $f$ . La fréquence de coupure, c'est-à-dire la fréquence correspondant à un déficit d'amplitude de -3 db, est d'environ 700 Hz. En considérant le fil chaud avec contrôle de la température constante (courbe 2 de la figure 3-4), cette fréquence de coupure passe à des valeurs supérieures à 100kHz. En fait, l'analyse dynamique théorique d'un tel système donne une fréquence de coupure infinie, alors qu'en pratique l'existence d'un gain fini de l'amplificateur ainsi que des réactances de l'amplificateur et du pont de Wheastone dans lequel est placé le fil chaud entraîne une valeur finie de  $f_c$ . Le problème est donc d'obtenir une réponse en fréquence aux fluctuations de vitesse aussi plate que possible sur une gamme importante de fréquences, c'est-à-dire d'optimiser la valeur de  $f_c$ . Pour ce faire, deux tests électroniques sont disponibles, qui ont pour but d'empêcher les oscillations propres du système et de permettre la mesure des fluctuations très

lentes ou très rapides [47].

Le premier test consiste à appliquer à l'entrée du système un signal sinusoïdal. La réponse en fréquence à cette excitation est représentée sur la courbe 3 de la figure 3-4. On s'aperçoit, en comparant les courbes 2 et 3, que pour une fréquence donnée toute déviation de la réponse à l'excitation sinusoïdale par rapport à la réponse idéale correspond exactement à la même déviation pour la réponse aux fluctuations de vitesse. Ce test apparaît donc comme idéal. Cependant, comme il est relativement difficile à mettre en œuvre, on lui préfère généralement le test du "signal carré".

Celui-ci est facilement obtenu à partir d'un générateur de signal carré qui peut être directement intégré à la chaîne anémométrique (ce qui est le cas pour l'analyseur IFA100). Le signal de sortie du système en fonction du temps a l'allure des courbes de la figure 3-5, obtenues en réglant correctement l'amplitude et la fréquence du signal carré à l'entrée. Pour un signal correspondant à la courbe b, l'anémomètre a une bonne réponse en fréquence et une fréquence de coupure

$$f_c = \frac{1}{1,5 t_b}$$

La réponse est encore meilleure si on ajuste le système de manière à avoir une vibration courte avec un dépassement négatif de 13%. Dans ce cas (courbe c),

$$f_c = \frac{1}{1,3 t_c}$$

### 3-1-3 LIMITATIONS DU FIL CHAUD

Bien qu'il soit devenu l'un des instruments le plus utilisé pour l'étude quantitative de la turbulence, le fil chaud présente plusieurs inconvénients:

- Il est fragile et se casse relativement facilement.
- Il se salit rapidement à cause des micro-particules en suspension dans l'air qui viennent s'y coller et modifient les caractéristiques du fil et donc sa courbe de calibration. Il faut donc le nettoyer souvent et vérifier

l'étalonnage régulièrement.

- Comme on l'a vu précédemment, la vitesse n'est pas mesurée directement mais par l'intermédiaire d'un transfert de chaleur, ce qui peut engendrer des erreurs sur les mesures.
- Enfin, les pertes de chaleur autres que par convection forcée sont difficilement quantifiables avec précision.

Malgré ces limitations, l'utilisation du fil chaud dans les mêmes conditions de température, de composition du fluide, ..., que lors de la calibration permet des mesures qui peuvent être très répétitives, le problème majeur restant surtout sa facilité à se salir. Dès 1955, LOWELL et LING ont mis au point une sonde moins fragile et moins sujette à la contamination par les particules de l'air: le film chaud (figure 3-1). Il est surtout utilisé dans les liquides, mais le principe de fonctionnement est identique à celui du fil chaud.

## Chapitre 3-2

# MÉTHODES DE CALCUL

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, une calibration minutieuse de la sonde est essentielle pour obtenir des mesures exactes et précises par anémométrie à fil chaud. Pour ce faire, la sonde est placée dans un écoulement dont on connaît la vitesse moyenne, perpendiculairement à la direction de celle-ci. Cet écoulement est obtenu dans la petite soufflerie d'étalonnage décrite au chapitre 1 de la deuxième partie.

L'acquisition des points de calibration, c'est-à-dire de la mesure de la tension moyenne aux bornes du fil pour une valeur de la vitesse moyenne de l'écoulement  $\bar{U}$ , se fait grâce à la chaîne de mesure IFA100-BFM186 par l'intermédiaire d'un programme d'étalonnage réalisé par nos soins. Les valeurs moyennes sont calculées sur 10 échantillons de 30000 acquisitions. Les fichiers de calibration obtenus contiennent en général une douzaine de points  $(\bar{U}, \bar{E})$  correspondant à des vitesses allant de 0 à 30 m/s. A partir de ces points d'étalonnage, une régression linéaire permet le calcul des constantes  $A''$ ,  $B''$  et  $n$  intervenant dans la loi de calibration (3-7). Un exemple de courbe d'étalonnage du fil simple que nous avons utilisé est donné sur la figure 3-6.

*Remarque* La méthode utilisée est une calibration statique reliant les valeurs moyennes de la tension  $\bar{E}$  et de la vitesse  $\bar{U}$ , les fluctuations étant déterminées par le calcul local de  $\partial E / \partial U = e/u$ . Afin de limiter les erreurs commises lors de cette dérivation, il est possible de calibrer le fil dynamiquement: on applique au fil une petite perturbation connue  $\Delta U$  et on enregistre les variations de tension  $\Delta E$  correspondantes. Si  $\Delta U$  est suffisamment faible,  $\Delta E / \Delta U = \partial E / \partial U$ . PERRY et MORRISON [48] ont montré, en comparant les courbes  $\partial E / \partial U(\bar{U})$  pour les deux méthodes de calibration, que des différences de plus de 20% peuvent être notées aux vitesses élevées. Cependant, les mécanismes mis en œuvre pour une telle

calibration étant assez compliqués, et le but de notre étude étant simplement de vérifier que la couche limite turbulente était satisfaisante, il nous a semblé suffisant de calibrer les fils statiquement pour les valeurs de la vitesse choisies.

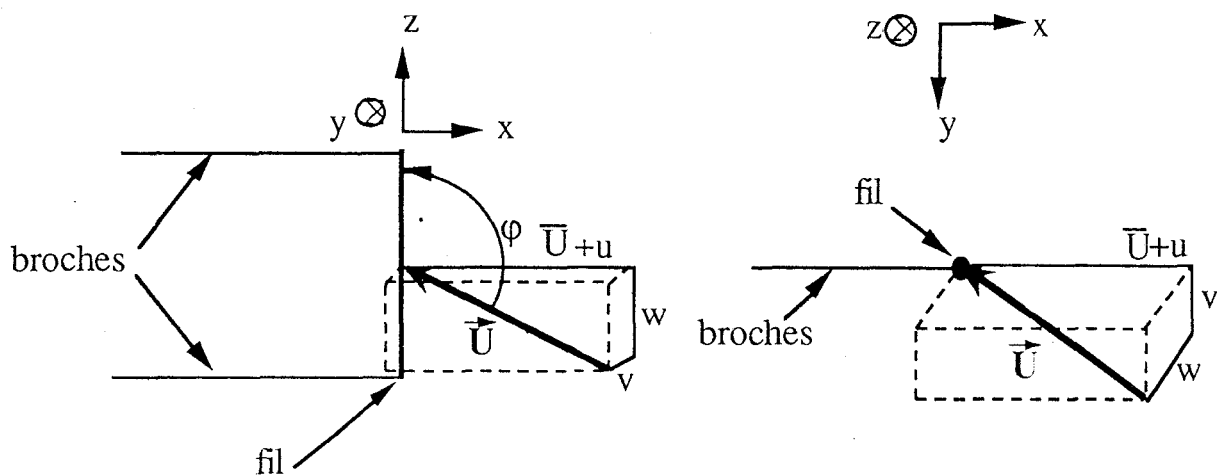
Une fois la courbe d'étalonnage obtenue, les sondages de la couche limite peuvent être entrepris dans les mêmes conditions d'essais que lors de la calibration.

### 3-2-1 VITESSE MOYENNE ET INTENSITÉ DE TURBULENCE

L'anémométrie au fil simple permet la mesure de la vitesse moyenne et de la fluctuation longitudinale en un point de l'écoulement. Le principe de mesure est le suivant:

Considérons un fil simple placé dans un écoulement, perpendiculairement à la vitesse moyenne de celui-ci  $\bar{U}$ . Soit  $\mathcal{R} = (x, y, z)$  le repère lié au fil comme représenté sur le schéma ci-dessous:

- x suivant la direction de la vitesse moyenne
- z suivant la direction du fil
- y tel que  $\mathcal{R}$  soit un repère orthogonal, y normal au fil



Soit  $\vec{U}$  le vecteur vitesse instantanée de composantes  $U, V, W$  dans le

repère  $\mathcal{R}$ . Ce champ de vitesse instantanée peut se décomposer en un champ de vitesse moyenne  $\bar{U}$  et un champ de vitesse fluctuante  $\vec{u}$  tels que  $\vec{U} = \bar{U} + \vec{u}$ . Dans  $\mathcal{R}$ , on obtient

$$\begin{cases} U = \bar{U} + u \\ V = v \\ W = w \end{cases}$$

$u$ ,  $v$  et  $w$  étant les composantes du champ fluctuant  $\vec{u}$ .

L'hypothèse la plus ancienne faite sur la sensibilité directionnelle du fil chaud est, comme l'explique LÖFDAHL dans la référence [49], que la vitesse refroidissant effectivement le fil suit la « loi en cosinus », c'est-à-dire que

$$(3-8) \quad U_{\text{eff}} = |\vec{U}| \sin \varphi$$

où  $\vec{U}$  est la vitesse de l'écoulement et  $\varphi$  l'angle que fait cette vitesse avec le fil. On peut remarquer que cette appellation « loi en cosinus » vient du fait que certains auteurs considèrent non pas cet angle  $\varphi$  mais son complémentaire, angle que fait la vitesse avec la normale au fil, ce qui transforme le sinus en cosinus.

CHAMPAGNE, SLEICHER ET WEHRMANN [50] puis JORGENSEN [51] proposèrent que, pour un fil de longueur finie, les composantes  $V$  et  $W$  refroidissent également le fil. Ils modifièrent la loi sous la forme

$$(3-9) \quad U_{\text{eff}} = \sqrt{U^2 + p V^2 + q W^2}$$

où  $p$  et  $q$  sont des constantes dépendant essentiellement des caractéristiques du fil, principalement du rapport  $\lambda/d$ . En général,  $q$  est compris entre 1 et 1,2 ce qui permet de prendre  $q \approx 1$  avec une bonne précision. En ce qui concerne les valeurs de  $p$ , elles varient entre 0 et 0,3. Par exemple, pour un fil de tungstène de  $5 \mu\text{m}$  de diamètre dans un écoulement de vitesse 30 m/s, CHAMPAGNE propose  $p = 0,2$  pour  $\lambda/d = 200$  et  $p = 0$  pour  $\lambda/d = 600$ .

La vitesse refroidissant effectivement le fil s'écrit donc

$$U_{\text{eff}} = \sqrt{(\bar{U} + u)^2 + p v^2 + q w^2}$$

soit

$$U_{\text{eff}} = \bar{U} \sqrt{\left(1 + \frac{u}{\bar{U}}\right)^2 + p \left(\frac{v}{\bar{U}}\right)^2 + q \left(\frac{w}{\bar{U}}\right)^2}$$

En supposant  $u/\bar{U}$ ,  $v/\bar{U}$  et  $w/\bar{U}$  petits devant 1 on obtient

$$U_{\text{eff}} = \bar{U} \left[ 1 + \frac{u}{\bar{U}} + \frac{1}{2} \left(\frac{u}{\bar{U}}\right)^2 + \frac{p}{2} \left(\frac{v}{\bar{U}}\right)^2 + \frac{q}{2} \left(\frac{w}{\bar{U}}\right)^2 \right] \approx \bar{U} + u$$

E étant la valeur instantanée de la tension aux bornes du fil, on a

$$\begin{aligned}
 & E^2 = A'' + B'' U_{\text{eff}}^n \\
 \Leftrightarrow & E^2 = A'' + B'' (\bar{U} + u)^n \\
 \Leftrightarrow & E^2 = A'' + B'' \bar{U}^n \left(1 + \frac{u}{\bar{U}}\right)^n \\
 \Leftrightarrow & E^2 = A'' + B'' \bar{U}^n \left(1 + n \frac{u}{\bar{U}}\right) \\
 (3-10) \quad \Leftrightarrow & E^2 = \left(A'' + B'' \bar{U}^n\right) + \frac{n B'' u}{\bar{U}^{1-n}}
 \end{aligned}$$

En prenant la moyenne de cette équation (3-10) on obtient

$$(3-11) \quad \overline{E^2} = A'' + B'' \bar{U}^n$$

Nous avons vérifié en annexe B que l'hypothèse  $\overline{E^2} = \bar{E}^2$  était justifiée. Donc

$$(3-12) \quad \boxed{\bar{U} = \left(\frac{\bar{E}^2 - A''}{B''}\right)^{\frac{1}{n}}}$$

Ainsi l'équation (3-10) s'écrit

$$E^2 = \bar{E}^2 + \frac{n B'' u}{\bar{U}^{1-n}}$$

soit

$$\begin{aligned}
 E &= \bar{E} \sqrt{1 + \frac{n B'' u}{\bar{E}^2 \bar{U}^{1-n}}} \\
 \Leftrightarrow E &= \bar{E} \left( 1 + \frac{n B'' u}{2 \bar{E}^2 \bar{U}^{1-n}} \right) \\
 \Leftrightarrow E &= \bar{E} + \frac{n B'' u}{2 \bar{E} \bar{U}^{1-n}}
 \end{aligned}$$

Le calcul de la valeur moyenne de l'écart type  $\sqrt{e^2} = \sqrt{(E - \bar{E})^2}$  donne

$$\begin{aligned}
 \sqrt{e^2} &= \sqrt{\frac{n^2 B''^2 u^2}{4 \bar{E}^2 \bar{U}^{2(1-n)}}} \\
 \Leftrightarrow \sqrt{e^2} &= \frac{n B''}{2 \bar{E} \bar{U}^{1-n}} \sqrt{u^2}
 \end{aligned}$$

L'intensité de turbulence est donc déterminée par la relation

$$\boxed{\sqrt{u^2} = \frac{2 \bar{E} \bar{U}^{1-n}}{n B''} \sqrt{e^2}}$$

Cette méthode de calcul de la vitesse moyenne et de la vitesse fluctuante en un point d'un écoulement dont le taux de turbulence reste faible ( $< 0,2$ ) à partir des tensions moyenne et fluctuante mesurées aux bornes du fil chaud simple placé en ce point a été utilisée pour sonder la couche limite turbulente de plaque plane.

### 3-2-2 TENSIONS DE REYNOLDS

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, l'anémométrie à fil simple placé dans un écoulement perpendiculairement à la direction moyenne ne permet que la mesure de la vitesse moyenne et de la fluctuation longitudinale en un point donné de cet écoulement. Pour compléter ces mesures de  $\bar{U}$  et  $\sqrt{u^2}$  par



celles de la fluctuation normale  $\sqrt{v^2}$  et de la corrélation  $-\overline{uv}$ , il a été nécessaire d'utiliser une sonde à fils croisés, encore appelée sonde en « X ».

Cependant, la méthode classique de calcul des vitesses à partir des mesures aux fils croisés explicitée en annexe C, basée sur un étalonnage de la sonde à angle constant, n'est pas satisfaisante. En effet, non seulement les deux fils ne sont jamais rigoureusement perpendiculaires entre eux, mais la vitesse moyenne de l'écoulement n'est pas toujours alignée avec l'axe de la sonde, ce qui entraîne une imprécision sur les résultats.

Ces raisons ont poussé de nombreux chercheurs à mettre au point d'autres méthodes plus précises de calibration des fils croisés. Pour notre part, nous avons utilisé une méthode de calibration à angle variable proposée par JOHNSON ET ECKELMANN [52].

### Calibration à angle variable des fils croisés

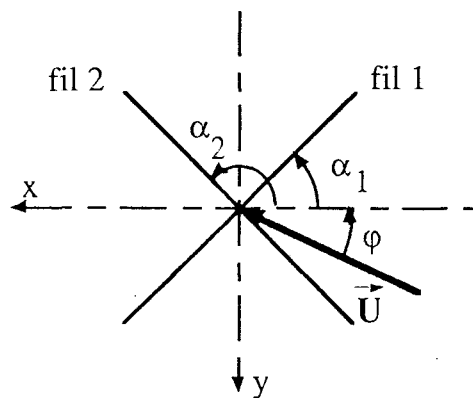


Schéma de principe

On mesure tout d'abord à l'aide d'un théodolite les angles entre les fils et le support de sonde:

$\alpha_1$  est l'angle que fait le fil 1 avec le support de sonde,  $\alpha_1 = 43^\circ$ .

$\alpha_2$  est l'angle que fait le fil 2 avec le support de sonde,  $\alpha_2 = 128^\circ$ .

$\varphi$  est l'angle que fait la vitesse  $\bar{U}$  avec le support de sonde.

L'étalonnage des fils s'effectue en faisant varier non seulement la vitesse

de l'écoulement  $\bar{U}$  à la sortie de la soufflerie d'étalonnage, mais aussi l'angle  $\varphi$  entre cette vitesse et le support de sonde (le cas de la calibration à angle constant correspond à  $\varphi = 0^\circ$ ). Si I et J sont respectivement les nombres de vitesses différentes et d'angles différents, le nombre de points de calibration est I x J. Chaque point de calibration correspondant aux tensions mesurées pour la vitesse  $U_i$  et l'angle  $\varphi_j$  dans le plan des tensions ( $E_1, E_2$ ) sera noté  $(E_1, E_2)_{ij} = (E_{1ij}, E_{2ij})$  i variant de 1 à I et j de 1 à J. Lorsque tous les couples  $(E_1, E_2)_{ij}$  sont déterminés, toutes les dérivées partielles des tensions sont calculées jusqu'à l'ordre 2 en chacun de ces points, dérivées qui sont alors stockées dans le tableau de calibration  $Z(k, i, j)$  tel que

indice k	$z(k, i, j)$	8	$\left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial U \partial \varphi}\right)_{ij}$
1	$E_{1ij}$	9	$\left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial \varphi \partial U}\right)_{ij}$
2	$E_{2ij}$	10	$\left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial \varphi^2}\right)_{ij}$
3	$\left(\frac{\partial E_1}{\partial U}\right)_{ij}$	11	$\left(\frac{\partial^2 E_2}{\partial U^2}\right)_{ij}$
4	$\left(\frac{\partial E_1}{\partial \varphi}\right)_{ij}$	12	$\left(\frac{\partial^2 E_2}{\partial U \partial \varphi}\right)_{ij}$
5	$\left(\frac{\partial E_2}{\partial U}\right)_{ij}$	13	$\left(\frac{\partial^2 E_2}{\partial \varphi \partial U}\right)_{ij}$
6	$\left(\frac{\partial E_2}{\partial \varphi}\right)_{ij}$	14	$\left(\frac{\partial^2 E_2}{\partial \varphi^2}\right)_{ij}$
7	$\left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial U^2}\right)_{ij}$	/ / / / / / / / / /	

Ce tableau de calibration sera utilisé pour le calcul de la vitesse moyenne et

de l'angle moyen par une méthode d'interpolation.

Nous avons cherché à mettre au point plusieurs méthodes pour calculer les tensions de REYNOLDS  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $-\overline{uv}$  sans déterminer les équations des courbes de calibration de chacun des fils de la sonde.

Une première méthode consistait à calculer  $u$  et  $v$  instantanées à partir des acquisitions aux fils croisés, puis à déterminer les tensions de REYNOLDS. Bien que correcte, cette technique imposait des temps de calcul beaucoup trop importants (plus d'une heure pour une mesure) ce qui la rendait dans notre cas inapplicable.

Une seconde méthode, utilisant le tableau de calibration  $Z(k, i, j)$ , bien qu'applicable en théorie, entraînait de très grosses imprécisions sur les calculs.

Il nous a donc fallu déterminer les courbes d'étalonnage des deux fils croisés. Dans tout ce qui suit, on omettra volontairement l'indice faisant référence au numéro du fil, pour des facilités d'écriture.

Sous sa forme la plus générale, l'équation de calibration (3-7) du fil chaud s'écrit:

$$E^2 = E_0^2 + B(\psi) U^n$$

où  $\psi$  est l'angle entre la direction de la vitesse moyenne et le fil,  $\psi = \alpha + \varphi$  (confère le schéma ci-dessus).

- La tension à l'origine  $E_0$ , tension mesurée par le fil à vitesse nulle, ne dépend pas de l'angle  $\varphi$ . Nous l'avons donc calculée en optimisant le passage d'une courbe  $E^2 = E_0^2 + B U^n$  par les  $I$  points expérimentaux  $(E, U)_{ik}$  où  $i$  varie de 1 à  $I$  et  $\varphi_k = 0^\circ$ .

- Le  $E_0$  étant choisi, nous avons reporté dans le plan  $(\log(E^2 - E_0^2), \log U)$  les  $I$  points expérimentaux  $(E, U)_{ij}$  et ce pour trois valeurs de  $\varphi_j$ . La figure 3-7 montre que pour un angle  $\varphi_j$  fixé, les points  $(\log(E^2 - E_0^2), \log U)_{ij}$  s'alignent

entre eux. De plus, ces droites paramétrées par l'angle  $\varphi$  sont toutes parallèles entre elles. Elles ont donc la même pente  $n$ , que l'on détermine par régression linéaire sur les points  $(E, U)_{ik}$  où  $\varphi_k = 0^\circ$ . Ces droites n'ayant pas toutes la même ordonnée à l'origine on peut écrire pour chaque couple  $(U_i, \varphi_j)$ :

$$\log(E^2 - E_0^2) = C(\psi_j) + n \log U_i$$

Les valeurs des  $C(\psi_j)$  se déterminent facilement en sommant cette équation sur les  $I$  points de vitesse. Il reste encore à exprimer les  $C(\psi_j)_{j=1,J}$  à l'aide d'une fonction simple de  $\psi_j$ . Habituellement, on considère la « loi en cosinus » (3-8), soit  $B(\psi_j) = B_0 \sin^n \psi_j$  avec  $\log B(\psi_j) = C(\psi_j)$ . Cependant, en reportant sur la figure 3-7 pour chacun des deux fils les points  $(B(\psi_j), \sin^n \psi_j)_{j=1,J}$ , on s'aperçoit que la courbe les reliant est bien une droite de pente facilement déterminée  $B_0$  mais ne passant pas par l'origine. Donc,  $B(\psi_j) = B_0 \sin^n \psi_j + B'$  avec  $B'$  non nul.

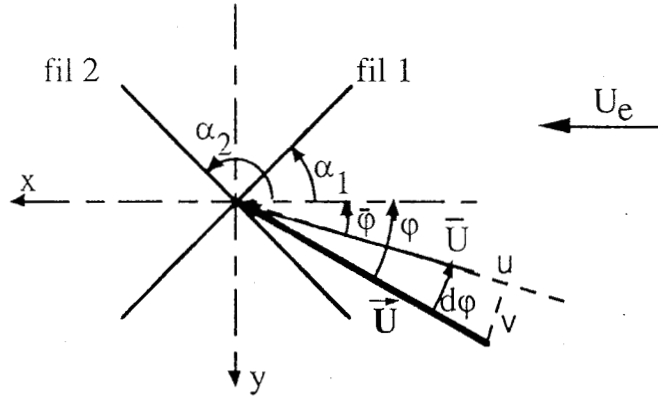
En conclusion, les lois de calibration des deux fils de la sonde à fils croisés s'écrivent

$$\begin{cases} E_1^2 = E_{0,1}^2 + (B_{0,1} \sin^{n_1} \psi_1 + B'_1) U^{n_1} \\ E_2^2 = E_{0,2}^2 + (B_{0,2} \sin^{n_2} \psi_2 + B'_2) U^{n_2} \end{cases}$$

### **Méthode de calcul de la vitesse moyenne (module et direction) et des tensions de REYNOLDS**

Dans un premier temps, le calcul de la vitesse moyenne  $\bar{U}$  et de l'angle moyen  $\bar{\varphi}$  que fait cette vitesse avec l'axe longitudinal en un point de l'écoulement turbulent se fait de la manière suivante:

La sonde en « X » est positionnée dans l'écoulement, par l'intermédiaire du porte-sonde déjà décrit pour le fil simple, de telle manière que le support de sonde soit parallèle à l'écoulement comme le montre le schéma ci-dessous.



Soient  $E_1$  et  $E_2$  les tensions moyennes mesurées aux bornes des deux fils placés à une distance  $y$  de la paroi. On recherche tout d'abord le point de calibration  $(E_1, E_2)_{pq}$  le plus proche de  $(E_1, E_2)$ . Un développement en série de TAYLOR au premier ordre de  $E_1$  et  $E_2$  en ce point donne une première approximation de  $\bar{U}$  et  $\bar{\varphi}$

$$\begin{cases} \bar{E}_1 = E_{1pq} + (\bar{U} - U_p) \left( \frac{\partial E_1}{\partial U} \right)_{pq} + (\bar{\varphi} - \varphi_q) \left( \frac{\partial E_1}{\partial \varphi} \right)_{pq} \\ \bar{E}_2 = E_{2pq} + (\bar{U} - U_p) \left( \frac{\partial E_2}{\partial U} \right)_{pq} + (\bar{\varphi} - \varphi_q) \left( \frac{\partial E_2}{\partial \varphi} \right)_{pq} \end{cases}$$

Les valeurs des dérivées partielles sont prises dans le tableau de calibration  $Z(k, p, q)$ . Le déterminant de ce système vaut

$$D = \left( \frac{\partial E_1}{\partial U} \right)_{pq} \left( \frac{\partial E_2}{\partial \varphi} \right)_{pq} - \left( \frac{\partial E_2}{\partial U} \right)_{pq} \left( \frac{\partial E_1}{\partial \varphi} \right)_{pq}$$

et la solution est

$$\begin{cases} \bar{U} = U_p + \left[ (\bar{E}_1 - E_{1pq}) \left( \frac{\partial E_2}{\partial \varphi} \right)_{pq} + (\bar{E}_2 - E_{2pq}) \left( \frac{\partial E_1}{\partial \varphi} \right)_{pq} \right] / D \\ \bar{\varphi} = \varphi_q + \left[ (\bar{E}_2 - E_{2pq}) \left( \frac{\partial E_1}{\partial U} \right)_{pq} + (\bar{E}_1 - E_{1pq}) \left( \frac{\partial E_2}{\partial U} \right)_{pq} \right] / D \end{cases}$$

A partir de ces valeurs de  $\bar{U}$  et  $\bar{\varphi}$  en première approximation, on calcule les erreurs commises sur une approximation au second ordre:

$$(I) \begin{cases} 2\varepsilon_1 = (\bar{U} - U_p)^2 \left( \frac{\partial^2 E_1}{\partial U^2} \right)_{pq} + 2(\bar{U} - U_p) (\bar{\varphi} - \varphi_q) \left( \frac{\partial^2 E_1}{\partial U \partial \varphi} \right)_{pq} + (\bar{\varphi} - \varphi_q)^2 \left( \frac{\partial^2 E_1}{\partial \varphi^2} \right)_{pq} \\ 2\varepsilon_2 = (\bar{U} - U_p)^2 \left( \frac{\partial^2 E_2}{\partial U^2} \right)_{pq} + 2(\bar{U} - U_p) (\bar{\varphi} - \varphi_q) \left( \frac{\partial^2 E_2}{\partial U \partial \varphi} \right)_{pq} + (\bar{\varphi} - \varphi_q)^2 \left( \frac{\partial^2 E_2}{\partial \varphi^2} \right)_{pq} \end{cases}$$

On détermine alors les nouvelles valeurs de  $\bar{U}$  et  $\bar{\varphi}$  en remplaçant dans le système (I)  $E_1$  et  $E_2$  respectivement par  $E_1 - \varepsilon_1$  et  $E_2 - \varepsilon_2$ .

Pour ce qui concerne le calcul des tensions de REYNOLDS, la méthode que nous avons utilisée a pour point de départ les équations de calibration des deux fils croisés:

$$\begin{cases} E_1^2 = E_{0,1}^2 + (B_{0,1} \sin^{n_1} \psi_1 + B'_{1}) U^{n_1} \\ E_2^2 = E_{0,2}^2 + (B_{0,2} \sin^{n_2} \psi_2 + B'_{2}) U^{n_2} \end{cases}$$

En différenciant ce système, on obtient:

$$\begin{cases} 2 E_1 dE_1 = n_1 U^{n_1-1} (B_{0,1} \sin^{n_1} \psi_1 + B'_{1}) dU + n_1 B_{0,1} \sin^{n_1-1} \psi_1 \cos \psi_1 U^{n_1} d\psi_1 \\ 2 E_2 dE_2 = n_2 U^{n_2-1} (B_{0,2} \sin^{n_2} \psi_2 + B'_{2}) dU + n_2 B_{0,2} \sin^{n_2-1} \psi_2 \cos \psi_2 U^{n_2} d\psi_2 \end{cases}$$

Comme les angles  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  entre les fils et le support de sonde sont constants, on a

$$\begin{cases} d\psi_1 = d(\alpha_1 + \varphi) = d\varphi \\ d\psi_2 = d(\alpha_2 + \varphi) = d\varphi \end{cases}$$

De plus,

$$\begin{cases} u = U - \bar{U} \\ v = U \sin d\varphi \end{cases}$$

Or,  $d\varphi$  étant très petit, on peut écrire  $\sin d\varphi \approx d\varphi$

Ainsi

$$\begin{cases} dU = u \\ d\varphi = \frac{v}{U} \\ dE_1 = e_1 \\ dE_2 = e_2 \end{cases}$$

On obtient donc un système de 2 équations à 2 inconnues  $u$  et  $v$  de la forme

$$\begin{cases} e_1 = A_1 u + C_1 v \\ e_2 = A_2 u + C_2 v \end{cases}$$

où

$$A_1 = \frac{n_1 U^{n_1-1} (B_{0,1} \sin^{n_1} \psi_1 + B'_{1})}{2 E_1}$$

$$A_2 = \frac{n_2 U^{n_2-1} (B_{0,2} \sin^{n_2} \psi_2 + B'_{2})}{2 E_2}$$

$$C_1 = \frac{n_1 U^{n_1} B_{0,1} \sin^{n_1-1} \psi_1 \cos \psi_1}{2 E_1}$$

$$C_2 = \frac{n_2 U^{n_2} B_{0,2} \sin^{n_2-1} \psi_2 \cos \psi_2}{2 E_2}$$

La résolution de ce système donne

$$\begin{cases} u = \frac{C_2 e_1 - C_1 e_2}{A_1 C_2 - A_2 C_1} \\ v = \frac{A_1 e_2 - A_2 e_1}{A_1 C_2 - A_2 C_1} \end{cases}$$

d'où

$$\left\{ \begin{aligned} \overline{u^2} &= \frac{C_2 \overline{e_1^2} + C_1 \overline{e_2^2} - C_1 C_2 \overline{e_1 e_2}}{A_1 C_2 - A_2 C_1} \\ \overline{v^2} &= \frac{A_2 \overline{e_1^2} + A_1 \overline{e_2^2} - A_1 A_2 \overline{e_1 e_2}}{A_1 C_2 - A_2 C_1} \\ \overline{uv} &= \frac{-A_2 C_2 \overline{e_1^2} - A_1 C_1 \overline{e_2^2} + (A_1 C_2 + A_2 C_1) \overline{e_1 e_2}}{A_1 C_2 - A_2 C_1} \end{aligned} \right.$$



## Chapitre 3-3

# RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### 3-3-1 GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES

Les sondages au fil simple ont été réalisés en deux abscisses différentes, soient  $x = 955$  mm légèrement en aval de la position ultérieure du manipulateur de couche limite et  $x = 2555$  mm en fin de veine, et ce pour trois valeurs de la vitesse extérieure  $U_e = 12,6 - 22 - 27,4$  m/s. Les mesures aux fils croisés n'ont, elles, été effectuées que dans la section la plus en aval ([37], [38]). Le taux de turbulence mesuré dans la veine à l'extérieur des couches limites est de 0,3%. La chaîne de mesure a été programmée de manière à ce que les conditions de sondage soient les plus voisines possible de celles de l'étalonnage.

Pour des raisons de sécurité, afin d'éviter le contact du fil chaud avec la paroi, la sonde à fil simple est munie d'une butée. Lorsque celle-ci est en contact avec la plaque, la distance entre le fil et la paroi est de 0,1 mm. Cette ordonnée  $y_0 = 0,1$  mm correspond au point de mesure le plus proche de la paroi qu'il nous soit possible de réaliser. En ce qui concerne la sonde en « X », sa position la plus proche de la paroi correspond à  $y_0 = 1,5$  mm.

La fréquence d'acquisition était de 100 kHz pour le fil simple et de 50 kHz pour les fils croisés. Les valeurs acquises étaient moyennées sur 10 échantillons de 30000 acquisitions avec un filtrage à 20 kHz.

Les mesures de la vitesse moyenne ont permis de déterminer les grandeurs caractéristiques de la couche limite dans les sections considérées.

- l'épaisseur de couche limite  $\delta$  telle que  $U(\delta) = 0,9U_e$

- l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  telle que

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy$$

- l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  telle que

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

- le nombre de REYNOLDS de quantité de mouvement  $Re_{\theta}$  tel que

$$Re_{\theta} = \theta \times U_e / \nu$$

- le coefficient de frottement  $C_f$  calculé à partir de la formule de CLAUSER

$$C_f = 0,0172 \times Re_{\theta}^{-1/5}$$

- le frottement pariétal  $\tau$  tel que

$$\tau = \frac{1}{2} \rho C_f U_e^2$$

- la vitesse de frottement  $u_{\tau}$  telle que

$$u_{\tau} = U_e \sqrt{\frac{C_f}{2}} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

Toutes ces grandeurs sont regroupées dans les tableaux T3-1 et T3-2 à la fin de cette partie. Nos résultats semblent en bon accord avec ceux de HEAD et BANDYOPADHYAY pour une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression, reportés à titre de comparaison dans le tableau T3-3 extrait de [24]. Il est à remarquer cependant que pour le cas de la vitesse extérieure la

plus faible à la position la plus en amont ( $x = 955$  mm), les grandeurs caractéristiques, et principalement le facteur de forme  $H$ , ne sont pas celles d'une couche limite turbulente établie, ce qui sera confirmé par les profils de vitesse.

On peut également noter que l'épaisseur de couche limite dans la section la plus en aval de la veine d'expériences est d'environ 37 mm, épaisseur qui est très suffisante pour réaliser des visualisations de bonne qualité.

### 3-3-2 PROFILS DE VITESSES

Les mesures par anémométrie à fil simple nous ont permis de tracer les profils de vitesse moyenne en représentation logarithmique et déficitaire (figures 3-8, 3-9). Ils sont comparés aux lois de CLAUSER [53]

$$U^+ = 5,6 \log(y^+) + 4,9$$

et

$$\frac{U_c - U}{u_\tau} = -5,6 \log\left(\frac{y}{\delta}\right) + 2,5$$

Nous avons également tracé les profils de l'intensité de turbulence. Ces courbes sont comparées aux résultats de KLEBANOFF sur la figure 3-10 [7].

Les vitesses moyennes sont en bon accord avec les résultats de la littérature pour une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression. Cependant, pour la plus faible valeur de  $Re_\theta$ , dans la section la plus en amont, les profils confirment bien le fait que la couche limite turbulente n'est pas établie.

En ce qui concerne la fluctuation longitudinale, mis à part le profil correspondant au  $Re_\theta$  le plus faible, les résultats obtenus semblent en bon accord avec ceux de KLEBANOFF. Cependant, des écarts notables apparaissent pour  $y/\delta > 0,5$  quelque soit la vitesse extérieure. En fait, il faut préciser que cet auteur a réalisé ses essais dans une soufflerie dont le taux de turbulence extérieur était très faible comparativement au nôtre (0,02% contre 0,3%). De plus, ERM et al. [54] ont noté des écarts semblables lors de l'étude d'une couche limite

turbulente faite dans des conditions d'essais très voisines des nôtres (dimensions des souffleries pratiquement identiques).

Pour ce qui concerne les mesures aux fils croisés, nous avons vérifié sur la figure 3-11 que les profils d'intensité de turbulence étaient comparables à ceux obtenus à partir des mesures au fil simple. Ce fait étant établi, les profils de la fluctuation normale  $\sqrt{v^2} / U_e$  et de la corrélation  $-\overline{uv} / U_e^2$  déterminés à partir des mesures aux fils croisés dans la section la plus en aval ont été comparés à ceux de KLEBANOFF [7] sur les figures 3-12 et 3-13. Ces courbes confirment le bon accord trouvé précédemment pour la fluctuation longitudinale.

### 3-3-3 SPECTRES D'ÉNERGIE

Des spectres d'énergie de la fluctuation longitudinale  $u$  dans les sections considérées ont également été tracés pour différentes distances sonde-paroi. Les figures 3-14 et 3-15 représentent ces spectres en fonction de la variable adimensionnée  $ky$ ,  $k$  étant le nombre d'onde et  $y$  la distance entre la sonde et la paroi. Les valeurs de  $y$  choisies correspondent à  $y/\delta = 0,05 - 0,58$  et  $1$ , valeurs également adoptées par KLEBANOFF [7]. On constate un bon accord avec les résultats de cet auteur, résultats qui ont été confirmés par PERRY, LIM et HENBEST [55].

# TABLEAUX

Ue (m/s)	$\delta$ (mm)	${}_1 \delta$	$\theta$ (mm)	H	Re $\theta$	C <sub>f</sub>	u <sub><math>\tau</math></sub> (m/s)
11,8	10,11	1,88	0,85	2,20	672	0,0047	0,57
21,5	14,23	2,27	1,62	1,40	2323	0,0036	0,92
27	13,53	2,04	1,46	1,40	2631	0,0036	1,14

T3-1 Grandeurs caractéristiques, x = 955 mm

Ue (m/s)	$\delta$ (mm)	${}_1 \delta$	$\theta$	H	Re $\theta$	C <sub>f</sub>	u <sub><math>\tau</math></sub> (m/s)
12,6	34,29	5,78	4,18	1,38	3515	0,0034	0,52
22	36,99	5,75	4,28	1,34	6278	0,0030	0,85
27,4	34,46	4,15	3,88	1,32	7104	0,0029	1,05

T3-2 Grandeurs caractéristiques, x = 2555 mm

Ue (m/s)	$\theta$ (mm)	H	Re $\theta$	C <sub>f</sub>
15,5	10,4	1,37	10620	0,0024
20,4	10,8	1,37	14550	0,0022
25,5	10,4	1,35	17350	0,0022

T3-3 HEAD et BANDYOPHADHYAY [24]

## **Quatrième Partie**

# **ÉTUDE DES PROPRIETES INSTATIONNAIRES**

## Chapitre 4-1

# VISUALISATIONS PAR TOMOGRAPHIE LASER

Après avoir vérifié que les grandeurs moyennes de la couche limite que nous étudions correspondaient bien à celles d'une couche limite turbulente de plaque plane ([7], [24], [53]), nous avons pu nous intéresser à ses caractéristiques instationnaires. Pour cela, une technique de visualisation de l'écoulement par tomographie laser a été mise au point afin de mettre en évidence les structures turbulentes dans la couche limite et d'essayer d'en comprendre les mécanismes. Cette technique permet en effet d'obtenir des images successives dans un plan de coupe de l'écoulement et donc d'étudier l'évolution spatio-temporelle de ces structures.

Le montage optique utilisé a été décrit dans le quatrième chapitre 2-4 de ce mémoire.

### 4-1-1 TYPES DE PRISES DE VUES

Les visualisations par tomographie laser de la couche limite ont été effectuées dans le plan médian de la veine à mi-hauteur entre les parois haute et basse, dans la partie la plus en aval de la veine, au voisinage de l'abscisse  $x = 2555$  mm.

Grâce aux quatre faisceaux lasers indépendants, il nous a été possible d'obtenir quatre images successives de l'écoulement décalées dans le temps d'un intervalle  $\delta t$  réglable. Deux types de cadrage ont été choisis suivant les caractéristiques que l'on désirait étudier.

Dans un premier temps, au cours de la première campagne d'essais (installation expérimentale de la figure 2-4), nous avons voulu suivre l'évolution des grosses structures externes de la couche limite en fonction du temps sur une distance relativement importante. Pour cela, nous avons utilisé un cadrage large en décalant les axes des 4 plans de lumière émis par les 4 lasers de 50 mm l'un par rapport à l'autre dans le sens longitudinal, comme représenté sur la figure 4-1. On obtenait de cette manière un champ lumineux d'environ 250 mm de long. Les signaux de frottement et de vitesse instantanés ont été enregistrés pour chacun de ces essais, la sonde de frottement et le peigne étant dans ce cas à  $x = 2552$  mm (en position 4 sur la figure 2-4), juste en aval du dernier plan de lumière. Les visualisations dans cette configuration ont été réalisées pour une vitesse extérieure de 22 m/s avec un l'intervalle de temps  $\delta t$  entre deux images égal à 2,4 ms. La vitesse de convection des structures à grande échelle étant sensiblement égale à la vitesse extérieure, l'intervalle de temps  $\Delta t$  a été choisi de telle manière qu'une structure visible au début de la première image soit encore repérable à la fin de la quatrième.

Dans un deuxième temps, un cadrage plus serré nous a paru indispensable, de manière à distinguer plus nettement les structures à l'intérieur de la couche limite. Pour ce faire, les quatre plans de lumière déclenchés successivement ont été superposés (figure 4-1), le champ observé était ainsi de l'ordre de 100 mm. Ce type de prises de vues a été réalisé aussi bien dans la première configuration d'essais (figure 2-4) que dans la seconde (figure 2-5). Lors de ces visualisations, la sonde de frottement était positionnée juste en amont de la zone visualisée, à  $x = 2382$  mm. Deux valeurs de la vitesse extérieure ont été testées, soient 22 m/s et 12,6 m/s. Au cours de ces essais, deux types de visualisations ont été réalisés.

Tout d'abord, nous avons enregistré une série de séquences de 4 images conditionnées par le passage d'un pic de frottement sur la sonde pariétale. L'ordre de tir était envoyé au laser lorsque le frottement instantané était 2,5 fois supérieur au frottement moyen. L'intervalle de temps entre deux images successives était de 900  $\mu$ s à la vitesse  $U_e = 22$  m/s et de 1700  $\mu$ s à  $U_e = 12,6$  m/s. Le but de ce déclenchement conditionné était de se rendre compte d'une corrélation éventuelle entre une certaine configuration de l'écoulement et le passage d'un pic de frottement pariétal.



Une première analyse rapide des clichés obtenus, du type de celui reproduit sur la figure 4-2 nous avait permis de nous rendre compte de la difficulté de distinguer les structures présentes dans la région pariétale. Afin d'essayer de remédier à ce problème, nous avons également réalisé des séquences de prises de vues avec une double injection de fumée comme cela a été expliqué dans le chapitre 2-4. Un dosage convenable de la fumée nous a ainsi permis de mettre en évidence à la fois les structures internes et externes de la couche limite. L'intervalle de temps entre deux images successives était de 500  $\mu\text{s}$  pour  $U_e = 22$  m/s, correspondant à un  $\Delta t^+ = \Delta t u_\tau^2/\nu = 24$  et de 1000  $\mu\text{s}$  pour  $U_e = 12,6$  m/s, correspondant à un  $\Delta t^+ = 18$ . Dans tous les cas, le déclenchement était conditionné par le signal de la sonde de frottement.

## 4-1-2 ANALYSE DE LA ZONE EXTERNE DE LA COUCHE LIMITE

Dans un premier temps, intéressons-nous aux structures et aux phénomènes observés dans la zone externe de la couche limite, c'est-à-dire pour  $y^+ > 500$ .

### 4-1-2-1 Analyse visuelle

L'analyse visuelle détaillée de l'ensemble des clichés réalisés par tomographie laser nous permet d'obtenir plusieurs résultats notables.

Les visualisations en cadrage large permettent essentiellement l'étude globale des grosses structures externes présentes à l'interface couche limite-fluide irrotationnel (*large scale motions* de FALCO [27]). On distingue principalement deux types de structures à grande échelle.

- Le plus souvent, on observe des structures convectées peu évolutives qui semblent surtout soumises au cisaillement moyen. D'une façon générale, elles semblent perdre progressivement leur cohérence globale et éclater en structures plus petites.

- De manière exceptionnelle, on observe des structures nettement évolutives sur la distance d'observation, soit environ  $7 \delta$ . Dans un référentiel lié à une structure peu évolutive voisine, le développement d'une structure "active" se traduit en général dans un mouvement d'ensemble vers l'amont et vers l'extérieur. Un exemple en est donné sur la figure 4-3.

Des mesures de la vitesse longitudinale moyenne de ces grosses structures, effectuées sur les clichés, manuellement, à partir d'une origine (sonde de frottement), confirment le fait que leur vitesse de convection est légèrement inférieure à la vitesse locale moyenne, d'environ 10% [27].

On constate également que la distance entre les structures à grande échelle a tendance à diminuer au cours de la progression, la structure amont rattrapant la structure aval.

Compte tenu de la résolution spatiale obtenue sur ces premières prises de vues, on ne peut distinguer les tourbillons d'échelle plus petite. Cependant, de temps en temps, apparaissent des structures que l'on appellera contra-rotatives, c'est-à-dire dont le sens de rotation est opposé à la vorticité naturelle, et qui émergent assez nettement de la frontière des grosses structures. Un exemple sera présenté un peu plus loin.

Pour ce qui concerne les enregistrements simultanés aux visualisations des signaux de vitesse longitudinale et de frottement instantanés, aucune cohérence n'apparaît entre eux. Des intercorrélations des signaux de la sonde de frottement avec ceux du film le plus proche de la paroi et des signaux des deux films entre eux n'ont pas permis de mettre en évidence de pic significatif. Des tentatives ont été effectuées en faisant varier la taille de la fenêtre d'intercorrélation, mais sans succès. Ces résultats tendent à infirmer l'hypothèse que proposent HEAD et BANDYOPADHYAY [24] de l'existence systématique de structures en épingle à cheveux, inclinées vers l'aval d'un angle de  $45^\circ$  par rapport à la paroi et s'étendant sur toute l'épaisseur de la couche limite.

L'analyse qualitative des clichés réalisés avec un cadrage plus serré pour les deux valeurs du nombre de REYNOLDS basé sur l'épaisseur de quantité de

mouvement,  $Re_\theta = 3515$  et  $6278$ , permet de mettre en évidence des structures présentes à l'intérieur de la couche limite.

Il semble en fait que l'une des structures cohérentes qui domine dans la zone externe de la couche limite soit, comme l'affirme FALCO [27], un tourbillon ayant la forme d'un champignon comme représenté sur la figure 1-7, que l'on appellera dorénavant tourbillon typique. En effet, on repère un ou plusieurs spécimens de ce type de structure dans environ 50 % des séquences analysées (une cinquantaine de séquences en tout) pour  $Re_\theta \approx 6300$ , et dans 70% des séquences obtenues pour  $Re_\theta \approx 3500$ . Les figures 4-4 et 4-5 en donnent des exemples représentatifs. Il faut préciser qu'il est parfois difficile de détecter les structures sur certains clichés, les différences de gradient de concentration de fumée n'étant pas suffisamment importantes.

On repère également, mais moins souvent, pour les deux vitesses d'écoulement testées, de petites structures contra-rotatives déjà citées qui se trouvent généralement dans la partie externe des grosses structures, à la frontière couche limite-fluide irrotationnel. Il est à noter que leur taille est du même ordre de grandeur que celle des tourbillons typiques, comme le montre la figure 4-6.

Outre ces petites structures cohérentes, les visualisations mettent en évidence dans environ 65% des séquences des fronts montants formant un angle de  $20$  à  $25^\circ$  avec la paroi et sur lesquels semblent se développer des petites structures co-rotatives dont la taille est de l'ordre de grandeur de celle des tourbillons typiques. Un exemple d'un tel front montant est présenté sur la figure 4-7 pour une vitesse extérieure de  $12,6$  m/s.

On note également la présence de tâches de fumée généralement isolées des structures à grande échelle dans le fluide irrotationnel et dont la dimension caractéristique varie notablement pendant la durée de l'enregistrement, traduisant un mouvement transversal, normal au plan de visualisation. On relève ce type de structures à caractère tridimensionnel dans 20 % des cas.

Il faut finalement mentionner, pour les deux vitesses extérieures testées, le passage occasionnel de structures géantes du type de celle de la figure 4-8,

structures également mentionnées par FALCO sous le nom de *superbursts* [27].

En ce qui concerne les signaux obtenus à l'aide de la sonde de frottement pariétal, dont un exemple est donné sur la figure A-2 de l'annexe A, une comparaison systématique avec les prises de vues effectuées n'a pas permis de dégager une corrélation apparente entre la détection de pics de frottement et le passage des grosses structures de la zone externe.

### 4-1-2-2 Analyse statistique

L'analyse qualitative précédente a montré l'existence presque systématique de tourbillons typiques de FALCO présents à la frontière ou à l'intérieur de la couche limite turbulente. Ce résultat tend à prouver leur importance dans les phénomènes existants au sein de la couche limite.

L'amélioration de la qualité des images au cours de la seconde campagne d'essais avait pour objectif principal de pouvoir tirer des informations quantitatives des clichés réalisés quant à la taille et à la vitesse de ces structures. Pour cela, un système de traitement d'image dont le montage est représenté sur la figure 4-9 a été mis au point. Le principe du traitement est le suivant:

Le négatif du cliché à analyser est placé sur une table lumineuse de marque FIRENZE munie d'un système de déplacement longitudinal, transversal et en rotation. Il peut ainsi être positionné correctement sous l'objectif d'une caméra THOMSON à tube VIDICON et à haute définition (800 points/ligne). L'image enregistrée par la caméra est numérisée et stockée sur une carte MATROX MVP intégrée à un micro-ordinateur COMPAQ de type PC. Les images numérisées sont de 512 x 512 pixels avec une gamme de 256 ( $2^8$ ) niveaux de gris, et peuvent être restituées sur un moniteur relié à la carte. Quatre images peuvent être stockées sur la carte.

La figure 4-10 présente un exemple de cliché réalisé avec une double injection de fumée comparé à son image numérisée par le système décrit ci-dessus. On se rend compte de l'excellente qualité des images numérisées obtenues.

Un logiciel de traitement et d'analyse d'image a été mis au point afin de

permettre une analyse quantitative de ces images numérisées. On détermine la taille, la position et la vitesse des structures cohérentes présentes dans la couche limite turbulente, ainsi que l'évolution de ces propriétés en fonction du temps.

A partir d'une image de mire enregistrée au moment des prises de vues, on calcule pour chaque séquence de quatre clichés successifs des échelles de longueur en x et y exprimées en mm/pixel. De plus, une origine commune des images est représentée par le bord aval de la sonde de frottement visible à la paroi sur toutes les images.

Ces paramètres étant connus, le dépouillement des structures cohérentes s'effectue de la manière suivante. L'objet repéré sur le cliché est inscrit dans un rectangle dont les côtés et l'angle par rapport à l'horizontale sont variables. On définit la position de la structure par rapport à l'origine et à la paroi comme étant le barycentre du rectangle circonscrit. Les longueurs L et l des côtés du rectangle sont considérées comme ses dimensions caractéristiques. L'inclinaison du grand côté par rapport à la paroi est également mesuré. La photo d'écran de la figure 4-11 présente un modèle de traitement d'une image. Les mesures de taille en pixels sont converties en millimètres grâce aux échelles déterminées précédemment. L'erreur commise sur les dimensions d'une structure est estimée à  $\pm 5\%$ .

Le traitement systématique de toutes les séquences de quatre images successives obtenues au cours des deux campagnes d'essais, soit 50 à la vitesse extérieure de 22 m/s et 35 à 12,6 m/s, a permis le dépouillement de 235 tourbillons dans la zone externe de la couche limite, nombre satisfaisant pour réaliser une analyse statistique sur la taille de ces structures. Précisons qu'un objet présent sur les quatre images successives d'une même séquence est dépouillé quatre fois, sa position et ses dimensions variant d'une image à l'autre..

Les tourbillons que nous avons dépouillé ont été classés en deux catégories.

- les **tourbillons typiques** détectables par une forme caractéristique en "champignon", c'est-à-dire présentant un doublet de tourbillons co et contra-rotatifs correspondants à une coupe d'un tourbillon annulaire [26],

- les **tourbillons simples** repérables par une spirale unique tournant

dans le sens de la vorticité naturelle de la couche limite. Ce choix réside dans le fait que ces derniers sont repérés dans la majorité des cas émergeant de la frontière des grosses structures externes et pourraient en fait être une partie d'un tourbillon typique dont l'autre moitié est encore immergée dans la fumée et n'est donc pas détectable sur les clichés.

La figure 4-12 présente, pour les deux types de structures considérées, les dimensions auxquelles nous nous sommes intéressés. L'indice  $t$  sera relatif aux tourbillons typiques et l'indice  $s$  aux tourbillons simples. Nous avons également reporté sur cette figure les grandeurs mesurées par FALCO pour le même type de structures.

On peut remarquer que les grandeurs que nous avons choisies ne sont pas exactement celles de FALCO ([26], [27]). Cette différence est due au fait que le logiciel d'analyse d'image utilisé ne permettait pas de déterminer les dimensions que FALCO désigne par  $C_x$ , et  $C_y$ . Des modifications sont en cours pour pouvoir le faire. Cependant, si on considère que le  $C_y$  qu'il mesure est le petit diamètre du tourbillon annulaire, comme le montre le schéma simplifié de la figure 4-12, nous avons pu estimer que, pour les tourbillons typiques relevés sur nos images, on a  $L_t \approx 3 C_y$ . Cette analogie n'est plus valable pour les tourbillons simples.

### Les tourbillons typiques

Les mesures effectuées sur les tourbillons typiques nous ont permis de tracer les distributions de  $L_t$  et  $l_t$  en fonction de l'ordonnée des structures dans la couche limite, adimensionnées soit par les grandeurs caractéristiques de paroi  $\nu$  et  $u_\tau$ , soit par la grandeur externe  $\delta$ . Ces graphes  $L_{t^+}(y^+)$ ,  $L_t/\delta(y/\delta)$ ,  $l_{t^+}(y^+)$  et  $l_t/\delta(y/\delta)$ , paramétrés par les deux valeurs de  $Re_\theta$  choisies, sont représentés sur les figures 4-13 et 4-14. Pour chaque nuage de points, nous avons également fait figurer la valeur moyenne de la dimension considérée.

Une première remarque peut être faite à la vue de ces graphes en ce qui concerne la position des tourbillons détectés. En effet, quelle que soit la valeur du  $Re_\theta$ , aucune zone de la couche limite ne semble privilégiée, les tourbillons

typiques sont repérés à des positions tout à fait aléatoires. FALCO avait déjà noté ce résultat en 1974 dans la référence [26]. Il faut préciser que, dans notre cas, la diffusion de la fumée sur les clichés réalisés en simple injection ne nous a pas permis d'analyser les structures pour des valeurs de  $y$  inférieures à  $0,7\delta$ .

Le décalage en abscisse que l'on note sur les deux graphes  $L_t+(y+)$  et  $l_t+(y+)$  entre les nuages de points correspondant aux deux valeurs de  $Re_\theta$  provient du fait que la vitesse de frottement pour  $Re_\theta = 3515$  est plus faible que pour  $Re_\theta = 6278$ . De plus, que l'on adimensionne  $L_t$  et  $l_t$  par les variables de paroi ou par les variables externes, la différence de niveau des valeurs moyennes obtenues pour les deux nombres de REYNOLDS, tend à prouver que ces grandeurs caractéristiques ne sont pas celles des tourbillons typiques et que les dimensions de ces structures dépendent du nombre de Reynolds.

L'analyse des résultats montre clairement que pour les deux dimensions mesurées,  $L_t$  et  $l_t$ , et quelle que soit la vitesse extérieure considérée, l'écart type des nuages de points est d'environ  $1/2$  la valeur moyenne. De plus, on constate que la valeur moyenne de  $L_t/3$  est de l'ordre de  $0,8\delta$  pour  $Re_\theta = 3515$  et de  $0,5\delta$  pour  $Re_\theta = 6278$ , ce qui est en bon accord avec les résultats de FALCO [26] qui estime que pour des nombres de REYNOLDS élevés, les échelles des tourbillons typiques sont approximativement de  $\delta/10$  ou  $\delta/20$ . Ce résultat est corroboré par la figure 4-15 qui représente l'évolution des grandeurs  $C_x/\delta$  et  $C_y/\delta$  en fonction de  $Re_\theta$  extraite de [26] et sur laquelle ont été reportées les valeurs moyennes de  $(L_t/\delta)/3$ . On se rend compte que l'estimation  $L_t \approx 3 C_y$  était justifiée.

Un autre résultat intéressant concernant la taille des tourbillons typiques est donné sur la figure 4-16 où nous avons tracé l'évolution de  $l_t$  en fonction de  $L_t$ , en adimensionnant par rapport aux variables de paroi, puis aux variables externes. Pour  $Re_\theta = 3515$ , nous avons effectué une régression linéaire sur les points  $(L_t, l_t)$ , d'où l'équation d'une droite qui est reportée sur le graphe correspondant de la figure 4-16. Le résultat de la régression linéaire pour les points obtenus à  $Re_\theta = 6278$  n'a pas été tracé par souci de clarté. On s'aperçoit que le coefficient de la régression est proche de 1, c'est-à-dire que tous les points du nuage considéré se regroupent le long de la droite avec une dispersion relativement

faible. On remarque également que la pente de la droite obtenue ne dépend pas du dimensionnement choisi. Ces observations indiquent que pour une valeur de  $Re_\theta$ , les dimensions des tourbillons typiques varient de manière homotétique, ce qui prouvent que ce sont bien des structures cohérentes.

Afin de compléter les informations obtenues sur la taille des tourbillons typiques, nous avons tracé sur la figure 4-17 les histogrammes de  $l_{t+}$  et  $L_{t+}$  pour les deux valeurs du nombre de REYNOLDS. Malgré le petit nombre de structures détectées (une centaine pour chaque valeur de la vitesse de l'écoulement extérieur), les enveloppes des histogrammes obtenus pour  $l_{t+}$  présentent un seul maximum près des valeurs moyennes et ont approximativement une forme de gaussienne. On remarque simplement, comme sur la figure 4-14, un décalage des pics pour les deux valeurs du nombre de REYNOLDS. En revanche, les histogrammes de  $L_{t+}$  ne peuvent plus être assimilés à des gaussiennes. Ce résultat est surtout notable à  $Re_\theta = 6278$ , valeur pour laquelle l'histogramme présente deux pics bien distincts. Ne possédant des résultats que pour deux valeurs du nombre de REYNOLDS, nous ne pouvons pas tirer de conclusions, mais il serait intéressant d'obtenir une confirmation de cette tendance pour des  $Re_\theta$  plus élevés.

En ce qui concerne l'angle que font les tourbillons typiques avec la paroi, il ne semble pas qu'il y ait une quelconque corrélation avec leur ordonnée. Cette remarque peut être faite au vu de la figure 4-18 où ont été reportés les couples de points  $(\alpha_t, y/\delta)$  pour tous les tourbillons typiques détectés. On constate une totale dispersion des points entre  $+90^\circ$  et  $-60^\circ$ .

L'analyse quantitative des clichés avait également pour but d'obtenir des informations sur la vitesse des structures cohérentes de la couche limite. Connaissant la position des tourbillons sur chacune des quatre images successives d'une même séquence, ainsi que l'intervalle de temps entre deux images successives, on détermine facilement les vitesses de convection longitudinale  $U$  et normale  $V$ . Or, les mesures de vitesse moyenne réalisées au fil chaud et rapportées au chapitre 3-3 de ce mémoire permettent de connaître la vitesse moyenne locale de l'écoulement à la position de la structure. On peut ainsi déduire les composantes longitudinale  $u$  et normale  $v$  de la vitesse de transport de la structure dépouillée dans l'écoulement telles que



$$\begin{cases} u = U - \bar{U}_{\text{locale}} \\ v = V \end{cases}$$

Un point important à prendre en compte pour l'analyse des résultats obtenus est l'erreur commise sur ces valeurs de vitesse. Cette erreur est due à la fois aux imprécisions avec lesquelles sont réalisées les mesures de la vitesse moyenne locale au fil chaud et les mesures des vitesses des structures par le système de traitement et d'analyse d'image:

- l'erreur sur la vitesse moyenne locale, déterminée par la pente de la courbe de calibration du fil chaud, est d'environ  $\pm 1\%$  de  $U_e$ ;

- si l'on considère que l'erreur faite sur la valeur du  $\delta t$  entre deux images successives est négligeable (10 ns sur 1ms), l'imprécision sur les vitesses des structures est due uniquement à l'erreur commise sur la position des structures, soit  $\pm 4$  pixels. L'erreur sur la détermination des échelles étant de  $\pm 1\%$ , on obtient une précision sur U et V de l'ordre de  $\pm 4\%$  de  $U_e$ .

Pour les tourbillons typiques, les composantes de vitesse  $u_t$  et  $v_t$  mesurées pour les deux valeurs de  $Re_\theta$  sont reportées sur les figures 4-19 et 4-20 en fonction de la position des structures dans la couche limite, en adimensionnant par les grandeurs externes  $\delta$  et  $U_e$ . On s'aperçoit, sur le graphe supérieur de la figure 4-19, que la grande majorité des tourbillons détectés ont une vitesse longitudinale inférieure à la vitesse moyenne locale, avec un déficit pouvant atteindre 15% de la vitesse extérieure. Sur les graphes de la partie inférieure de la figure 4-19, les valeurs absolues des vitesses  $u_t$  mesurées sont comparées aux profils de la fluctuation longitudinale moyenne réalisés pour les deux valeurs de la vitesse extérieure par anémométrie à fil chaud et déjà présentés dans le chapitre 3-3. Nous avons également fait figurer le barycentre des nuages de points obtenus pour chacun des  $Re_\theta$  considérés. Plusieurs informations intéressantes apparaissent à l'analyse de ces résultats:

- pour  $Re_\theta$  de l'ordre de 3500, le barycentre des points se trouve à un niveau très supérieur à la fluctuation longitudinale moyenne (environ 3 fois et demi  $\sqrt{u^2} / U_e$ ) ce qui tend à prouver que ces tourbillons typiques se trouvent dans une zone de l'écoulement qui contribue fortement à la fluctuation lon-

gitudinale;

- en revanche, lorsque  $Re_\theta$  augmente, les points sont moins dispersés et leur barycentre, bien que se situant à la même valeur de  $y/\delta$ , se rapproche de la valeur moyenne de la fluctuation. Cela semble indiquer que les tourbillons se trouvent alors dans une région de l'écoulement qui contribue moyennement à la contrainte de REYNOLDS.

Les valeurs de la composante normale  $v_t$  ne semblent pas, elles, être systématiquement positives ou négatives comme cela est visible sur le graphe supérieur de la figure 4-20. Cependant, le nuage de points reste très peu dispersé de part et d'autre de la valeur nulle, quelle que soit la position des structures dans la couche limite. De plus, si on s'intéresse aux barycentres des valeurs absolues de  $v_t$  comparées aux profils de la fluctuation normale moyenne dans la deuxième partie de la figure 4-20, on s'aperçoit que, quel que soit le nombre de REYNOLDS, les tourbillons typiques détectés se situent dans une zone qui contribue de manière tout à fait moyenne à la fluctuation normale (bien que les nuages de points soient relativement dispersés surtout pour  $Re_\theta = 3515$ ).

Les histogrammes des vitesses  $u_t$  et  $v_t$  tracés sur la figure 4-21 apportent quelques précisions supplémentaires. Tout d'abord, un résultat commun aux deux composantes est que les histogrammes ont un pic plus important et sont plus resserrés à la base pour le nombre de REYNOLDS le plus élevé, rappelant ainsi la dispersion moins importante des nuages de points sur les figures 4-19 et 4-20. Cela traduit le fait que les structures correspondantes ont un comportement beaucoup plus semblable entre elles pour ce qui concerne leur transport par l'écoulement. De plus, si les deux histogrammes de  $v_t$  se superposent, avec leur pic au voisinage de la valeur zéro, il n'en est pas de même pour ceux de  $u_t$ . En effet, pour  $Re_\theta$  de l'ordre de 3500, l'histogramme de  $u_t$  est notablement décalé vers les valeurs négatives, corroborant bien le fait que les tourbillons détectés se situent dans des zones d'écoulement qui ont une contribution beaucoup plus importante à la fluctuation longitudinale.

Pour finir cette analyse statistique des tourbillons typiques de la zone externe de la couche limite, il faut mentionner le fait qu'aucune corrélation n'a été relevée entre les deux composantes de vitesse considérées, ainsi qu'entre les vitesses et la taille des tourbillons. de  $u_t$ . De même nous avons vérifié que l'angle

d'une structure n'avait pas de conséquence sur sa vitesse normale dans l'écoulement.

## Les tourbillons simples

Une étude statistique semblable à celle réalisée pour les tourbillons typiques a été menée pour les tourbillons simples décrits sur la figure 4-12.

Les figures 4-22 à 4-25 présentent les graphes obtenus pour ce qui concerne les dimensions de ces structures ainsi que leurs vitesses de transport longitudinale et normale.

Malgré le petit nombre de structures dépouillées (une cinquantaine), certains résultats peuvent être dégagés.

Une expression universelle des dimensions des tourbillons simples ne peut être obtenue à l'aide des grandeurs caractéristiques classiques, mais dépendent en revanche du  $Re_\theta$ . Le décalage noté sur les figures 4-22 et 4-23, des valeurs moyennes de  $L_s$  et  $l_s$ , adimensionnées aussi bien par  $\delta$  que par  $u_\tau/\nu$ , le montre bien.

Un point intéressant peut être mentionné concernant les dimensions  $l_t$  des tourbillons typiques et  $l_s$  des tourbillons simples. Il apparaît que les valeurs moyennes obtenues pour les tourbillons typiques sur la figure 4-14 et celles obtenues pour les tourbillons simples sur la figure 4-23 sont très voisines.

Cette analogie existe également pour les vitesses de transport des structures dans l'écoulement. Quelle que soit la position du tourbillon simple détecté dans la zone externe de la couche limite, la composante longitudinale de sa vitesse est inférieure à la vitesse moyenne locale (graphe supérieur de la figure 4-24). De plus, les graphes des valeurs absolues de la composante  $u_s$  pour les deux valeurs du nombre de REYNOLDS présentent les mêmes caractéristiques que ceux concernant les tourbillons typiques de la figure 4-19:

- le barycentre des points correspondant à  $Re_\theta = 3515$  se trouve à un niveau supérieur à la fluctuation moyenne locale, indiquant que les structures se situent dans une zone qui contribue de façon notable à la contrainte longitudinale de REYNOLDS;

- à  $Re_\theta = 6278$ , les points du graphe sont moins dispersés et leur barycentre est pratiquement sur le profil de la fluctuation moyenne montrant que pour la même distance à la paroi, à ce nombre de REYNOLDS, les structures se trouvent dans une zone qui n'intervient que d'une manière tout à fait moyenne dans la production des contraintes de REYNOLDS.

En ce qui concerne la composante  $v_s$  (figure 4-25), les valeurs sont relativement peu dispersées autour de zéro et les barycentres des valeurs absolues pour les deux valeurs de  $Re_\theta$  se retrouvent sur le profil moyen de la fluctuation normale ou au dessous de celui-ci.

La ressemblance observée entre les résultats obtenus pour les tourbillons typiques et les tourbillons simples tendrait à confirmer l'hypothèse que ces derniers sont en fait des tourbillons typiques dont une moitié est encore immergée dans la fumée et n'est donc pas détectable sur les clichés.

### **4-1-3 ANALYSE DE LA ZONE INTERNE DE LA COUCHE LIMITE**

Dans un deuxième temps, les visualisations réalisées avec une double injection de fumée nous ont permis de mettre en évidence les structures présentes à proximité immédiate de la paroi.

#### **4-1-3-1 Analyse visuelle**

L'analyse visuelle effectuée pour le nombre de Reynolds  $Re_\theta = 3515$  a permis de dégager un certain nombre d'éléments caractéristiques des phénomènes tourbillonnaires qui se produisent à proximité de la paroi.

Des tourbillons typiques annulaires, identifiés sur les visualisations par leur signature caractéristique en forme de champignon, sont clairement mis en évidence comme le montrent les exemples des figures 4-26 à 4-30.

Les structures typiques correspondant à ces trois cas ont toutes une dimension caractéristique  $L$  de l'ordre de 200 unités de paroi, de sorte qu'elles affectent une partie notable de la zone logarithmique. Leur naissance est toujours liée à l'apparition d'une zone d'instabilité produisant en moyenne trois ondulations très proches de la paroi. Ces ondes se développent sur un front formant un angle assez faible avec la paroi comme cela est représenté sur le schéma de la figure 4-31. Elles sont précédées, à l'aval, par une zone tourbillonnaire complexe de taille plus ou moins importante (300 à 500 unités de paroi) et sont suivies, en l'amont, par un filet de fumée concentré qui, partant d'une épaisseur nulle, adhère à la paroi et vient se raccorder, dans un mouvement d'étalement, à l'onde la plus en amont. Ce filet de fumée est surmonté d'une zone, plus ou moins étendue, quasiment dénuée de fumée. Dans la plupart des cas, il est suivi, voire chevauché, par une structure tourbillonnaire complexe liée à une instabilité se trouvant plus en amont. Ces ondes d'instabilité se développent très rapidement en structures tourbillonnaires qui grossissent en s'éloignant de la paroi. Elles apparaissent comme des tourbillons en fer à cheval inclinés à un angle d'environ  $45^\circ$  dans le sens de l'écoulement et empilés les uns sur les autres. Dans la plupart des cas, la structure la plus en amont semble se transformer en tourbillon typique par fermeture d'un tourbillon en fer à cheval. Dans tous les cas, une interaction se produit entre ces tourbillons empilés, donnant naissance par agglomération parfois à des tourbillons de même type mais de taille plus

D'autres tourbillons (figure 4-28) naissent à la paroi, visiblement par le développement d'une structure en fer à cheval, qui trouve son origine dans une instabilité locale et qui se referme en structure annulaire.

D'autres structures typiques viennent s'écraser sur la paroi en y perdant leur cohérence (figure 4-27). Elles indiquent ainsi l'existence d'un mouvement descendant du fluide vers la paroi et leur éclatement est suivi de la production de structures actives de taille plus petite.

Certains de ces tourbillons se déplacent juste au dessus de la paroi comme se situe aux environs de  $y^+ = 50$  et ils sont inclinés vers l'aval d'un angle de l'ordre de  $45^\circ$ . Ces tourbillons semblent induire en amont et en dessous d'eux une éjection de fluide sous l'aspect d'une ligne de fumée qui prend une forme fortement incurvée.

importante (figure 4-29), parfois à des structures plus complexes et difficilement identifiables.

Dans certains cas, d'autres structures typiques ont pu être observées comme sur la figure 4-30. Il s'agit de structures de taille bien inférieure aux précédentes (environ 50 unités de paroi). Elles sont visiblement constituées de deux tourbillons contra-rotatifs. Elles se détachent généralement au dessus d'un front de fumée montant, faiblement incliné, dont elles semblent aspirer une partie, créant des pics très caractéristiques. On ne les observe cependant pas très souvent et elles sont particulièrement fugaces, n'apparaissant en général que sur une seule des quatre images successives. Ces structures se rapprochent de celles observées par FALCO et CHU [63] dans l'étude de l'interaction d'un tourbillon annulaire et d'une paroi.

Pour ce qui concerne le nombre de Reynolds  $Re_\theta = 3515$ , il est certain qu'une légère amélioration de la qualité des images associée à une augmentation à huit du nombre de prises de vues devraient permettre une caractérisation plus précise des phénomènes observés ici.

Les enregistrements correspondant à  $Re_\theta = 6278$  ont également été analysés. Si l'allure d'ensemble du phénomène, à savoir des fronts montants faiblement inclinés précédés en aval d'une structure tourbillonnaire complexe, apparait inchangée, l'analyse n'a pas permis de retrouver le détail des mécanismes au voisinage de la paroi. Ceci est vraisemblablement dû au manque de résolution des images et au nombre restreint de séquences enregistrées. Dans la zone externe en effet, les observations faites sur les tourbillons typiques sont en bon accord entre les deux nombres de Reynolds. Dans le cas présent, pour aboutir à une conclusion, une amélioration de la qualité des images apparait indispensable, ainsi qu'une réduction notable de l'intervalle de temps qui les sépare.

La comparaison des images enregistrées et des signaux de la sonde de frottement pariétal à également été effectuée pour ce type de prise de vue. Aucune corrélation particulière n'a pu être mise en évidence bien que l'intervalle de temps entre le passage du pic sur la sonde et l'enregistrement de la première image soit de l'ordre de  $t^+ = 10$ .

### 4-1-3-2 Analyse statistique

L'analyse statistique des tourbillons typiques détectés dans la zone de paroi sur les visualisations réalisées avec une double injection de fumée a apporté quelques renseignements supplémentaires quant à l'évolution de ce type de structures en fonction de leur ordonnée dans toute la couche limite. Les tourbillons ont été dépouillés de la même manière que ceux de la zone externe, suivant les modalités décrites dans le paragraphe 4-1-2-2. Il faut préciser que cette analyse quantitative n'a pu être effectuée que sur les prises de vues réalisées pour le nombre de REYNOLDS de l'ordre de 3515. En effet, comme il a été dit précédemment, le manque de résolution des images à  $Re_\theta \approx 6200$  ne nous a pas permis de détecter nettement les structures présentes près de la paroi dans la couche limite.

Les figures 4-32 et 4-33 présentent respectivement les évolutions des dimensions  $L_t$  et  $l_t$  en fonction de l'ordonnée des tourbillons. Les résultats obtenus pour les structures dépouillées dans la zone pariétale sont comparés à ceux des tourbillons de la zone externe décrits dans les paragraphes précédents. Sur chacune des figures, les variables sont adimensionnées par les grandeurs de paroi pour le graphe supérieur, et par les grandeurs externes pour le graphe inférieur. On constate sur les deux figures que les tourbillons typiques de la zone pariétale sont légèrement plus petits que ceux de la zone externe, et il semble que leur taille augmente de manière régulière avec la distance à la paroi.

Sur la figure 4-34, nous avons repris les graphes de la figure 4-16 correspondant à l'évolution respective des dimensions  $l_t$  et  $L_t$  des tourbillons de la zone externe pour le  $Re_\theta \approx 3500$ , sur lesquels nous avons superposé les résultats obtenus pour les tourbillons de la zone interne. On se rend compte que ces derniers se regroupent le long de la droite obtenue par régression linéaire sur les points de la zone externe, ce qui montre que la cohérence des structures relevée pour les tourbillons situés à  $y^+ > 500$  se retrouve également dans la zone proche de la paroi.

Les résultats concernant les vitesses sont présentés sur la figure 4-35 pour la composante longitudinale et sur la figure 4-36 pour la composante transversale

de vitesse. On à également reporté sur ces figures les résultats obtenus dans la partie externe pour le même nombre de REYNOLDS.

Pour ce qui concerne la composante longitudinale, on constate que, dans la zone pariétale, la vitesse moyenne des structures typiques se rapproche notablement de la vitesse moyenne locale par rapport à sa valeur dans la zone externe (rappelons que l'on mesure ici une vitesse de transport de l'ensemble de la structure). L'écart type est plus important, avec des valeurs positives notables de  $u_t$  (qui correspondent à une vitesse de transport nettement supérieure à la moyenne locale).

Pour ce qui concerne la composante transversale de vitesse, on ne remarque par contre pas de différence entre les zone pariétale et externe. Les tourbillons typiques semblent se trouver dans une zone qui contribue peu à la contrainte  $\overline{v^2}$ . Il faut remarquer cependant qu'un tourbillon a été observé avec une vitesse transversale positive importante.



## Chapitre 4-2

# SIMULATION NUMERIQUE DE VISUALISATIONS

Des visualisations par bulles d'hydrogène telles que celles de la figure 4-37 extraite de [6] ou par fumée d'huile comme celles que nous avons présenté dans le paragraphe 4-1-2-1 ne sont pas toujours facilement interprétables du point de vue de la localisation des structures tourbillonnaires. En effet, si l'identification et la localisation d'un tourbillon d'axe plus ou moins parallèle à la vitesse au loin est relativement aisée sur une visualisation par bulles d'hydrogène (figure 4-37 a), celle d'une structure d'axe normal à la vitesse moyenne l'est beaucoup moins (figures 4-37 b).

Pour aider à la compréhension de ces visualisations, nous avons mis au point un modèle simplifié permettant la simulation schématique de certaines situations d'écoulement.

### 4-2-1 MÉTHODE

Le modèle utilisé pour cette simulation prend en compte plusieurs caractéristiques de la couche limite turbulente.

Tout d'abord, on sait que dans la majeure partie de la couche limite les contraintes de REYNOLDS dominant les contraintes visqueuses. On se propose donc de représenter la couche limite par un modèle non visqueux présenté sur la figure 4-38 et constitué par un profil de vitesse moyenne défini en Annexe D, perturbé par une ou plusieurs structures tourbillonnaires.

On suppose que la perturbation est suffisamment petite pour pouvoir

appliquer le principe de superposition. On utilise la méthode des images pour assurer une condition de vitesse normale nulle à la paroi. La vitesse locale en un point de l'écoulement est donc la somme de la vitesse moyenne dans la couche limite à l'ordonnée du point et des vitesses induites par les différents tourbillons supposés présents dans l'écoulement et par leurs images. Chaque tourbillon est considéré comme un ensemble qui se déplace avec la vitesse de son centre.

Cependant, l'hypothèse de fluide idéal n'est pas valable partout. En effet, lorsque l'on se rapproche de la paroi, les contraintes de REYNOLDS diminuent et les contraintes visqueuses deviennent prépondérantes, assurant la condition de non glissement à la paroi. Pour représenter correctement les phénomènes, il est donc indispensable de prendre en compte cette sous-couche visqueuse. Ceci est déjà fait pour le profil de vitesse moyenne  $U$  qui vérifie la condition de vitesse nulle à la paroi. Pour les tourbillons, nous avons choisi d'appliquer un coefficient d'amortissement à la vitesse  $U_t$  qu'ils induisent dans une couche dont l'épaisseur  $\delta'$  est de l'ordre de grandeur de la sous-couche visqueuse. La fonction d'amortissement choisie est:

$$U_t = U_t \times \frac{e^{\alpha(y - \delta')} - e^{-\alpha \delta'}}{1 - e^{-\alpha \delta'}}$$

D'autres fonctions auraient pu être choisies. Mais compte tenu de la faible dimension de cette sous-couche visqueuse par rapport à l'épaisseur de la couche limite, on suppose que de petits écarts sur la forme du profil de vitesse dans cette zone ne sont pas importants pour la simulation schématique choisie.

Pour donner une image plus fidèle de l'écoulement, il paraît également nécessaire de prendre en compte la viscosité dans la définition du modèle de tourbillon choisi pour représenter les structures turbulentes. On sait en effet qu'en fluide idéal un tourbillon ponctuel induit une vitesse infinie en son centre, ce qui est physiquement irréaliste compte tenu de la viscosité. On sait également que les structures présentes dans la zone où la viscosité domine sont les structures dissipatives et qu'elles correspondent aux petites échelles de la turbulence. Les échelles de ces structures ont été données par KOLMOGOROV. On se propose donc d'utiliser un modèle de tourbillon à noyau visqueux du type de celui représenté sur la figure 4-38 et dont le diamètre du noyau soit au minimum

de l'ordre de grandeur de l'échelle de KOLMOGOROV correspondant à l'écoulement. La vitesse induite par le tourbillon est donnée par les relations:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{U}_t = U \times \frac{R}{R_0} \vec{t} \text{ pour } R \leq R_0 \\ \vec{U}_t = U \times \frac{R_0}{R} \vec{t} \text{ pour } R > R_0 \end{array} \right.$$

Passons maintenant au dimensionnement des paramètres. Pour cela, on se base sur l'article de KIM, KLINE et REYNOLDS de 1971 [6]. Les paramètres d'essais fournis dans cet article sont les suivants:

	cas1	cas2
$U_e$ (cm/s)	7,5	15
$\delta$ (mm)	78,7	76,2
$\delta_1$ (mm)	13,7	10,4
H	1,45	1,32
$Re_x$	$3,5 \times 10^5$	$6,2 \times 10^5$
$Re_\theta$	666	1100
$C_f$	0,0047	0,0042
$u_\tau$ (mm/s)	3,7	7,1

Prenons pour échelle de vitesse représentative des fluctuations turbulentes et pour échelle de longueur:

$$\left\{ \begin{array}{l} u = 0,1 \times U_e \\ L = \delta \end{array} \right.$$

Le taux de dissipation est donné par

$$\varepsilon = u^3 / L$$

L'échelle de longueur de KOLMOGOROV est

$$\eta = \nu^{3/4} / \varepsilon^{1/4}$$

On obtient

	cas1	cas2
u (cm/s)	0,75	1,5
L (mm)	78,7	76,2
$\varepsilon$	$5,36 \times 10^{-6}$	$4,43 \times 10^{-5}$
$\eta$	0,7	0,4
$100 \nu / u_\tau$	3	1,5

Le diamètre du noyau visqueux du tourbillon modèle doit être petit devant L donc  $\ll 100$  mm et au minimum de l'ordre de  $\eta \approx 1$  mm. On sait par ailleurs que les structures typiques de la couche limite ont une taille de l'ordre de  $100 \nu / u_\tau$ .

## 4-2-2 RÉSULTATS

Deux types de calcul ont été effectués en utilisant le modèle décrit ci-dessus.

Tout d'abord, des visualisations simultanées avec des bulles d'hydrogène et à l'aide de colorant injecté près de la paroi réalisées par OFFEN et KLINE [13] ont mis en évidence le décollement d'une poche de fluide coloré de la paroi associé à une nette déformation des lignes de bulles (figure 4-39). On veut essayer de se rendre compte si ces décollements peuvent être expliqués par la présence d'un ou plusieurs tourbillons d'axe normal à la vitesse moyenne et s'il est

possible de les localiser plus précisément par rapport au réseau de lignes de bulles. De plus, la référence [6] fournit un ensemble de profils de vitesse instantanée et de vorticité associés à un cycle typique de *bursting* (figure 4-40). L'un de nos objectifs est de vérifier si les champs induits par des tourbillons d'axe normal à la vitesse moyenne sont en concordance avec ces résultats expérimentaux.

Les figures 4-41 à 4-44 présentent les calculs réalisés pour différents arrangements de tourbillons d'axe normal à la vitesse moyenne:

- un seul tourbillon tournant dans le sens de la vorticité naturelle de la couche limite sur la figure 4-41;
- un seul tourbillon contra-rotatif sur la figure 4-42;
- deux tourbillons dont le premier est co-rotatif et le second tourne dans le sens opposé à la vorticité naturelle de la couche limite sur la figure 4-43;
- deux tourbillons dont le premier est contra- et le second co-rotatif sur la figure 4-44.

Sur ces quatre figures, la partie supérieure présente une simulation de visualisation par bulles d'hydrogène associée à un filet de colorant émis en  $x = 0$  à une ordonnée connue. Les profils de vitesse instantanée à proximité de la paroi sont comparés à la vitesse moyenne. On a également tracé la trajectoire du centre du tourbillon. On a représenté dans chacun des cas la limite du noyau visqueux du tourbillon.

Plusieurs résultats peuvent être tirés de ces simulations et de leur confrontation avec les visualisations des figures 4-37, 4-39 et 4-40. En effet, la comparaison des calculs de la figure 4-41 avec le cliché a de la figure 4-37 semble indiquer, de par la forme des lignes de bulles dans l'expérience, l'existence d'un tourbillon tournant dans le sens de la vorticité naturelle de la couche limite. De même, la comparaison des calculs de la figure 4-42 avec le cliché b de la figure 4-37 semble indiquer la présence d'un tourbillon contra-rotatif dans l'expérience. On remarque également, en comparant les quatre résultats de calcul avec la figure 4-39, qu'un décollement des filaments de bulle et la création d'une poche de colorant à la paroi sont systématiquement associés à la présence d'un tourbillon contra-rotatif au voisinage de la paroi. Ce résultat est valable que ce tourbillon soit seul ou associé à un tourbillon co-rotatif en amont ou en aval. Une étude fine de la visualisation (b) de la figure 4-39 montre une

analogie assez marquée avec les résultats de la figure 4-43 quant à la forme des lignes de bulles au voisinage et en amont de la poche de colorant (l'examen des figures 4-42 et 4-37-b confirme cette impression). De plus, la comparaison des profils de vitesse instantanée avec ceux de la figure 4-40 tend à confirmer l'existence de tourbillons contra-rotatifs, tant en amont qu'en aval du tourbillon co-rotatif au cours d'un cycle de *bursting*. L'existence de ce tourbillon contra-rotatif est le seul moyen d'obtenir, avec ce type de modèle, une survitesse locale au voisinage de la paroi. Il est à noter que, lorsque le tourbillon contra-rotatif se situe en amont du tourbillon co-rotatif, l'ensemble des deux tourbillons suit une trajectoire ascendante qui les éloigne de la paroi. En revanche, quand le tourbillon contra-rotatif est en aval du tourbillon co-rotatif, la trajectoire est descendante.

Il semble donc que, malgré sa simplicité, le modèle de simulation de visualisations peut apporter des renseignements quant à l'activité tourbillonnaire dans la couche limite.

En ce qui concerne les visualisations par fumée d'huile telles que celles qui ont été présentées dans ce mémoire, elles ont permis de mettre en évidence l'importance que peuvent avoir les tourbillons annulaires dans la couche limite. Or, un tel tourbillon annulaire peut être représenté schématiquement en écoulement plan par deux tourbillons co- et contra-rotatifs associés. En calculant l'évolution d'un nuage de particules soumis au champ de vitesse induit par le modèle, il nous a semblé intéressant d'étudier différentes configurations possibles pour ces tourbillons typiques.

La figure 4-45 présente deux exemples de calcul pour deux paires de tourbillons co-et contra-rotatifs schématisant deux tourbillons typiques ( $n^{\circ}1$  et  $n^{\circ}2$ ) inclinés à  $45^{\circ}$  par rapport à la paroi. Sur la figure 4-45-a) ces tourbillons sont empilés l'un sur l'autre, le deuxième étant décalé vers l'extérieur de la couche limite par rapport au premier. Les calculs montrent que si la distance initiale entre les deux tourbillons est suffisante (distance qui dépend du moment où les tourbillons sont produits) ceux-ci évoluent lentement vers l'extérieur suivant une trajectoire dont l'angle dépend de leur vorticité, et ils s'organisent en un ensemble qui ressemble aux fronts montants que nous avons observé sur les visualisations présentées au paragraphe 4-1-2-1 (figure 4-7). Sur la figure 4-45-b), les deux tourbillons typiques sont initialement dans une autre configuration. On observe une interaction importante. Le tourbillon  $n^{\circ}2$  qui se trouve au dessus semblant

"aspirer" le tourbillon n°1 et l'éjecter vers l'extérieur. Si on continue les calculs, il apparait que le tourbillon n°1 contourne le tourbillon n°2 vers l'aval et se retrouve convecté vers la paroi.

Il est évident que la simulation en mouvement plan réalisée ici ne prend en compte ni les phénomènes tridimensionnels, ni l'influence des autres structures turbulentes présentes dans la couche limite. Elle ne prend pas non plus en compte la diffusion visqueuse des tourbillons. Cependant, ce modèle peut aider à comprendre certains mécanismes observés sur les visualisations car, sur un intervalle de temps suffisamment court, le mouvement calculé peut être considéré comme tangent au mouvement réel.

## Chapitre 4-3

# VÉLOCIMÉTRIE PAR IMAGES DE PARTICULES

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les visualisations par tomographie ont permis de caractériser la taille, la position et l'évolution des structures cohérentes de la couche limite. Pour compléter ce tableau, il nous a paru intéressant d'obtenir des informations sur le comportement énergétique des structures cohérentes afin de permettre une analyse plus fine des phénomènes qui se produisent au voisinage de la paroi. Cela a été possible grâce aux modifications apportées à l'expérience au cours de la seconde campagne d'essais, tant au point de vue du montage optique que de l'injection de fumée.

### 4-3-1 OBTENTION DES CLICHÉS

Des essais de prises de vues préliminaires avaient montré qu'il était possible d'enregistrer l'image individuelle des particules de fumée avec notre système à condition d'augmenter l'intensité lumineuse et de régler correctement le débit de fumée injectée dans la couche limite par la fente percée dans la paroi du collecteur (figure 2-5). L'intérêt de telles images est de conduire à des cartes de vitesse instantanée dans toute l'épaisseur de la couche limite, à condition de réaliser des expositions multiples dans un champ suffisant.

Pour obtenir de tels enregistrements, la fumée a été injectée à très faible débit dans le collecteur de la soufflerie. La largeur de la zone visualisée, située juste en aval de la sonde de frottement dans le troisième tronçon de la veine d'expérience, était de 6 cm. L'énergie émise par chacune des 3 impulsions laser était de 220 mJ. L'enregistrement des images a été effectué à l'aide d'un appareil 24 x 36 NIKON FM placé directement sous la veine et muni d'un objectif de 105



mm NIKKOR-MICRO et d'un soufflet.

Les essais ont été réalisés en triple exposition pour deux valeurs de la vitesse extérieure. Le principe de ce type de visualisations consiste à enregistrer sur un même cliché les images des particules de fumée obtenues par les trois tirs laser successifs. Une centaine d'enregistrements avec différentes concentrations de fumée ont été faites pour  $U_e = 22$  m/s et une cinquantaine pour  $U_e = 12,6$  m/s. L'intervalle de temps entre deux impulsions successives était de  $15 \mu\text{s}$  pour  $U_e = 22$  m/s et de  $30 \mu\text{s}$  pour  $U_e = 12,6$  m/s. Toutes les prises de vues ont été conditionnées par le passage d'un pic de frottement enregistré par la sonde pariétale de manière à déterminer s'il y a une quelconque corrélation entre le passage d'un certain type de structure et l'augmentation instantané du frottement à la paroi.

La figure 4-46-a) présente un exemple de ce type de visualisation pour la vitesse de  $12,6$  m/s. On distingue nettement des triplets d'images de particules et ce jusqu'à  $0,5$  mm de la paroi. Chaque triplet correspond aux différentes positions d'une particule de fumée dans l'écoulement lors de chacune des 3 impulsions laser. L'absence d'une ou deux images pour certaines particules révèle l'existence d'une vitesse normale au plan de lumière.

## 4-3-2 TRAITEMENT

Le traitement de ces images peut s'effectuer par association directe des images d'un triplet ou d'un doublet sur le film ou par auto-corrélation à deux dimensions. Un logiciel de traitement utilisant ces méthodes est en cours de mise au point à l'IMFL.

Il n'est possible, à ce jour, que de présenter un exemple de traitement d'un cliché par la méthode d'association des images directement sur le film. Les détails de l'analyse et du traitement, ainsi que les résultats obtenus à partir des autres clichés à triple exposition réalisés seront disponibles dans la référence [65].

La figure 4-46-b) présente la carte de vitesse obtenue après dépouillement du cliché de la figure 4-46-a). Le champ réel traité représente une portion de

l'écoulement dans la couche limite de  $42,35 \times 28,10 \text{ mm}^2$ . Le coin en bas et à gauche de la carte correspond au centre de la sonde de frottement à la paroi. Les dépouillements les plus proches de la paroi ont été effectués à  $y = 0,5 \text{ mm}$ , soit  $y^+ = 20$ . Sur la carte obtenue le vecteur vitesse est rapporté à la vitesse extérieure  $U_e = 12,6 \text{ m/s}$ .



Ceci n'est qu'un premier exemple de résultat qui démontre la faisabilité de la méthode. Nombre de points restent à préciser et à améliorer: Un traitement statistique sur plusieurs clichés devrait permettre de se rendre compte si l'on obtient par cette méthode le même profil de vitesse moyenne que par sondage au fil chaud. Une étude détaillée de la précision de mesure obtenue en fonction des paramètres d'enregistrement (grandissement de prise de vue, intervalle de temps...) et des paramètres de traitement (grandissement d'analyse, valeur des seuillages d'images...) est indispensable. Il serait également intéressant de pouvoir augmenter la concentration de fumée afin d'obtenir une répartition spatiale plus uniforme des vecteurs vitesses. Des images de ce type ont été enregistrées au cours de nos expériences, mais elles nécessitent un traitement par autocorrélation car les triplets ou les doublets d'image ne sont plus individualisables.

## Chapitre 4-4

# DISCUSSION

L'ensemble des résultats obtenus dans ce mémoire appelle un certain nombre de commentaires et de comparaisons.

En premier lieu, il faut souligner la concordance remarquable entre les observations faites ici et celles de FALCO ([27], [30], [34], [35], [63]). Qu'il s'agisse de la partie externe de la couche limite ou des mécanismes observés dans la zone de production pariétale, l'accord est excellent tant sur le plan qualitatif que quantitatif. Les tourbillons typiques apparaissent en conséquence comme une structure de base de la couche limite turbulente, structure que l'on retrouve dans toute son épaisseur et même au delà puisque certains ont été observés jusqu'à des ordonnées de  $1,6 \delta$ .

En ce qui concerne l'influence du nombre de REYNOLDS, compte-tenu de la qualité des images, elle n'a pu être réellement étudiée que dans la zone externe. L'influence sur la taille des structures observée par FALCO [27] est confirmée. L'augmentation notable de la composante longitudinale de la vitesse de convection avec le nombre de REYNOLDS, pour se rapprocher de la vitesse moyenne locale, peut avoir plusieurs origines: une localisation différente des tourbillons typiques par rapport aux structures à grande échelle (LSM de FALCO), une diminution de l'activité des LSM quand le nombre de REYNOLDS augmente, une diminution de la vortacité propre des structures typiques quand le nombre de REYNOLDS augmente, conduisant à une vitesse auto-induite plus importante. La première cause semble infirmée par les observations réalisées: aucune différence de localisation n'apparaît entre les deux valeurs du nombre de Reynolds étudiées. La troisième hypothèse demande à être confirmée par une estimation de la vortacité des structures typiques dans les deux cas, ce qui n'a pu être fait avec la méthode d'observation présente mais a été réalisé par FALCO

[27], à l'aide de mesures au fil chaud associées aux visualisations, pour des nombres de REYNOLDS modérés. Cette hypothèse semble cependant en contradiction avec le fait que la variation observée de la vitesse de convection apparait indépendante de l'orientation de la structure et ce pour une large gamme d'angles. La deuxième hypothèse demande pour sa part à être confirmée par des mesures au fil chaud conditionnées par le passage des grosses structures.

Pour ce qui est de la zone de production, outre la bonne concordance des résultats obtenus avec ceux de FALCO, il faut également souligner les analogies avec les expériences de simulation numérique directe de ROBINSON KLINE et SPALART [15]. Notamment, la séquence observée sur la figure 4-26 de soulèvement (éjection) en amont et en-dessous de l'arche d'un tourbillon typique est mentionnée par ces auteurs pour une structure en fer à cheval très analogue.

De l'ensemble des observations effectuées, et de leur comparaison détaillée avec celle de FALCO de ROBINSON KLINE et SPALART et de l'ensemble des travaux cités en référence dans la partie bibliographique de ce mémoire, on peut tenter de dégager une proposition de mécanisme organisé de la production turbulente dans une couche limite. Une schématisation de la phase initiale de ce mécanisme est représenté sur la figure 4-47.

La description commence au moment d'un *sweep* (figure 47-a), c'est à dire d'un mouvement vers la paroi d'un domaine fluide à quantité de mouvement nettement supérieure à la moyenne locale ( dans un rapport de l'ordre de 3/2 d'après KLINE [64] ). Selon les données de la littérature, ce *sweep* a une dimension longitudinale  $x^+$  inférieure à 1000 et une dimension transversale  $z^+$  de l'ordre de 100. Le gradient de vitesse longitudinal associé est nettement supérieur à la valeur moyenne, correspondant aux pics observés à l'aide de la sonde de frottement. Ce type de *sweep* serait lié aux *pockets* observées par FALCO [32] qui ont des dimensions transversales du même ordre de grandeur, mais des dimensions longitudinales  $x^+$  de l'ordre de 100. La *pocket* se situerait dans la partie amont du *sweep*. Du fait du gradient local intense de vitesse des instabilités de Tollmien-Schlichting [66] apparaissent (figure 47-b). Compte tenu de la faible étendue du *sweep*, les ondes sont en nombre limité et, à cause du caractère tridimensionnel du phénomène, elles ont forme incurvée. A leur apparition ces ondes sont rapidement associées, au proche voisinage de la paroi, à des poches de forte décélération [66]. Ces instabilités grossissent très vite et leur signature

dans le plan d'observation présente des similitudes remarquables avec celle des instabilités de type Kelvin Helmholtz dans une couche de cisaillement [67]. Les ondes s'organisent ensuite en autant de tourbillons en fer à cheval, incurvés, empilés les uns sur les autres vers l'aval et formant avec la paroi un angle de l'ordre de 30 à 45 degrés dans le sens de l'écoulement (figure 47-c). Du fait qu'ils s'éloignent de la paroi par auto-induction des branches latérales, ces tourbillons sont étirés par le cisaillement régnant dans la zone logarithmique. Ce phénomène d'évolution très rapide des ondes d'instabilité peut être rapproché de celui dit de l'éjection observé par nombre d'auteurs. L'étirement des structures empilées compensant en partie la diffusion visqueuse qui les affecte, elles conservent en s'éloignant de la paroi une vorticité notable. Très rapidement, du fait de leur proximité, elles interagissent entre elles et se réorganissent par agglomération en tourbillons en fer à cheval de taille plus importante ou en tourbillons typiques annulaires (figure 47-d). Cette phase correspondrait au phénomène dénommé *bursting* dans la littérature. Pendant cette phase les structures, qui ont une vorticité importante, influencent fortement le champ de vitesse dans leur voisinage et notamment, elles induisent devant elles un mouvement de *sweep* de fluide à quantité de mouvement élevée, vers la paroi. Ce *sweep* a une dimension transversale de l'ordre de grandeur de celle des structures qui le produisent et il peut être orienté plus ou moins transversalement selon le caractère tridimensionnel pris par la structure qui le provoque. Les *sweeps* atteignant la paroi génèrent un nouveau processus d'instabilité. Pendant que cette instabilité se développe, les tourbillons en cours d'agglomération qui en sont la cause se réorganisent en une structure tourbillonnaire plus ou moins complexe, de taille plus importante qui, se retrouvant plus loin de la paroi progresse nettement plus vite que l'instabilité en cours de développement qu'elle rattrape. Si les échelles ne sont pas trop différentes, un nouveau phénomène d'agglomération se produit, permettant à la structure résultante de croître encore. Cette structure de taille intermédiaire induit à son tour un mouvement de *sweep* de taille plus importante, d'intensité plus faible, plus éloigné de la paroi et qui va alimenter les *sweeps* pariétaux provoqués par les plus petites échelles.

Le phénomène d'agglomérations successives s'atténue lorsque les structures obtenues ont une taille trop éloignée de la taille des structures initiales, c'est à dire au niveau des structures à grande échelle que l'on observe dans la partie externe de la couche limite. Ces structures externes apparaissent, comme on a pu l'observer ici, comme peu actives; Elles sont simplement convectées par

l'écoulement sauf exceptionnellement quand une structure très active émerge de la couche limite dans un mouvement ascendant et vers l'amont. Un tel phénomène peut s'expliquer par une migration rapide vers l'extérieur dans le cas accidentel d'une agglomération particulièrement favorable dans la zone de production pariétale.

A titre d'analogie, on retrouve dans le modèle proposé tous les éléments des phénomènes de production de la turbulence observés de façon plus séquentielle dans d'autres types d'écoulement. Citons le cas du décollement où l'énergie tourbillonnaire est produite au niveau de très petites structures intenses qui subissent ensuite un phénomène d'agglomération-diffusion pour atteindre une taille où elles perdent progressivement leur énergie par l'effet de cascade bien connu.

La séquence d'événements décrite plus haut n'explique pas l'existence de tourbillons typiques dans la partie externe de la couche limite. En fait, il semblerait qu'un tel tourbillon correspond à l'onde la plus en amont de la série initialisant le processus proposé. Cette structure peut se détacher seule ou s'agglomérer à celle qui la précède avant de se détacher du groupe. Cette hypothèse tendrait à être confirmée par des observations de FALCO [ ] qui a constaté que la fréquence d'apparition des tourbillons typiques au voisinage de la paroi était du même ordre de grandeur que celle de l'apparition des *pockets*. Il apparaît donc qu'un certain nombre de ces tourbillons typiques peuvent échapper au phénomène d'agglomération global, soit directement, soit après avoir absorbé le tourbillon en fer à cheval qui les précède. Certains, comme on l'a vu, se retrouvent dans un *sweep* et viennent se désagréger contre la paroi, d'autres peuvent être transportés vers l'extérieur par auto-induction (comme on a pu le mettre en évidence à l'aide des simulations numériques du chapitre 4-2) ou par un mouvement à plus grande échelle.

Le modèle permet également d'expliquer l'absence de corrélation entre le signal de la sonde de frottement et le passage des grosses structures puisque ce ne sont pas ces dernières qui sont à l'origine des *sweeps* à la paroi. Il est en désaccord par contre avec l'absence de corrélation observée entre ce signal et les images à double injection. La détection d'un pic de frottement devrait en effet être généralement associée à l'apparition d'une instabilité. De ce point de vue, des enregistrements simultanés devaient être de nouveau effectués en faisant varier l'intervalle de temps entre images afin de s'assurer qu'aucune corrélation n'existe

effectivement.

Comment se place le modèle proposé par rapport aux observations faites dans la zone pariétale? On a vu qu'il expliquait bien les phénomènes de *sweep*, d'éjection et de *bursting*. Il explique le fait que les *pockets* ont des dimensions transversales du même ordre de grandeur que les éjections, il explique la répartition apparemment aléatoire des *pockets* au voisinage de la paroi. Il explique aussi le caractère sinueux des *streaks* qui se contournent entre les *sweeps* successifs et les branches latérales des tourbillons en fer à cheval.

Pour ce qui concerne l'influence du nombre de REYNOLDS, FALCO [ ] constate que, pour des faibles valeurs de  $Re_\theta$ , les tourbillons typiques sont les structures dominantes de la couche limite et qu'elles atteignent des tailles de l'ordre de  $\delta$ . ROBINSON et al [15] observent pour leur part, dans leur simulations numériques à  $Re_\theta = 700$  des tourbillons en fer à cheval isolés de dimensions l'ordre de  $x^+ = 400$ ,  $z^+ = 100$  et  $y^+ = 100$ . Pour des valeurs plus élevées du nombre de REYNOLDS, les tourbillons typiques apparaissent par contre comme des structures intermédiaires de la couche limite.

On sait que, dans une couche de cisaillement d'épaisseur  $\lambda$ , les ondes de Tollmien Schlichting ont une longueur d'onde de l'ordre de  $6\lambda$ . L'épaisseur  $\lambda$  est une fonction décroissante du nombre de REYNOLDS. Si l'épaisseur correspondant à un *sweep* décroît plus vite que sa longueur caractéristique, on peut s'attendre à ce que le nombre d'oscillations par *sweep* augmente avec  $Re_\theta$ . A bas REYNOLDS, quand une seule oscillation se produit, il ne peut pas y avoir d'agglomération et le tourbillon typique se développe jusqu'à la zone externe de la couche limite. Quand  $Re_\theta$  augmente, le nombre d'oscillations augmente aussi et les tourbillons produits s'agglomèrent en cascade. On ne retrouve plus alors dans la zone externe que des tourbillons typiques isolés qui ont échappé au processus d'agglomération. Ceci pourrait également expliquer le fait que les structures à grande échelle de la couche limite (Large Scale Motions de FALCO) perdent de leur intensité quand le nombre de Reynolds augmente, puisqu'elles résultent dans ce cas d'un nombre de plus en plus grand d'agglomérations. Leurs dimensions s'éloigneraient également de plus en plus des structures initiales de sorte que l'énergie qui leur parviendrait serait plus faible. Ce phénomène serait la

cause de la vitesse de convection plus faible des structures typiques observée à haut REYNOLDS dans la zone externe.



## **Cinquième Partie**

# **ETUDE D'UN MANIPULATEUR DE COUCHE LIMITE DE TYPE *LEBU***

## Chapitre 5-1

# LE MANIPULATEUR DE COUCHE LIMITE

Outre son intérêt fondamental, la compréhension des phénomènes turbulents se produisant dans une couche limite peut avoir un objectif très appliqué; par exemple, réduire la traînée de frottement sur les fuselages et les ailes des avions de transport civils ou militaires. Ceci permettrait de diminuer de façon notable les dépenses en carburant de ces appareils. Une étude américaine concernant les gros porteurs militaires a montré qu'une réduction de 10% de la traînée totale d'un seul de ces appareils impliquerait sur la durée de son exploitation une économie de 50 millions de litres de carburant. Cette perspective économique a motivé de nombreux chercheurs à mettre au point des dispositifs réducteurs de traînée.

### 5-1-1 RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES

Plusieurs techniques de contrôle des structures turbulentes de la couche limite ont été testées depuis quelques années. Elles sont en général classées en deux catégories: les méthodes de contrôle actif et celles de contrôle passif.

Le contrôle actif nécessite un apport extérieur de masse ou d'énergie. Dans l'air, les méthodes les plus courantes consistent à contrôler la laminarité de l'écoulement, c'est-à-dire à reculer le plus possible la transition laminaire-turbulent de manière à obtenir des coefficients de frottement faibles sur une plus grande surface. Cette relaminarisation se fait:

- par aspiration pariétale;
- par refroidissement de paroi, ce qui permet d'augmenter le nombre de REYNOLDS critique et donc de retarder la transition;

- par la suppression des ondes d'instabilité de Tollmien-Schlichting en créant des perturbations de même amplitude mais déphasées de  $180^\circ$ .

Les moyens de contrôle passif sont de deux types. On peut soit modifier la région interne de la couche limite (*riblets*), soit la zone externe (*lebu*). Le but recherché est dans les deux cas de rompre le cycle de production de turbulence décrit au chapitre 1 de la première partie de ce mémoire.

Les *riblets* sont de petites rainures longitudinales creusées dans la paroi ou dans un revêtement collé sur la paroi sur laquelle se développe la couche limite que l'on veut manipuler. Diverses géométries de ces stries ont été testées, et il semble que la solution en V avec une hauteur et un pas optimisés soit celle qui permette une réduction du frottement non négligeable, de l'ordre de 5 à 10%, comme le montre la figure 5-1 [56].

Les *lebus* (*large eddy breakup devices*), sont de fines lamelles tendues parallèlement à la paroi dans la région externe de la couche limite.

Les premières expériences concernant ce type de manipulateur furent réalisées par YAJNIK et ACHARYA (référence donnée dans [57]) qui introduisirent un écran formé de barreaux cylindriques verticaux et horizontaux dans une couche limite turbulente. Ils notèrent une réduction du coefficient de frottement de plus de 50% en aval de l'écran, réduction encore sensible à une distance de  $100 \delta_0$ , où  $\delta_0$  est l'épaisseur de couche limite à la position de l'écran. D'autres essais utilisant des arrangements de type nid d'abeille apportèrent également des réductions de frottement de l'ordre de 20%. Mais dans tous ces cas, la traînée propre des dispositifs était telle qu'elle augmentait considérablement la traînée totale (de 50 à 90%).

La suite des études a donc consisté à optimiser les manipulateurs afin de réduire leur traînée propre. Plusieurs configurations ont été testées dans différents laboratoires européens et américains ([58], [59], [60], [61]). Les résultats obtenus avec les *lebus* ont montré que la réduction du frottement et de la traînée totale dépendait de plusieurs paramètres tels que la configuration du manipulateur et sa position par rapport au bord d'attaque de la plaque sur laquelle se développe la couche limite manipulée.

La distance de la lamelle par rapport à la paroi est notamment un facteur très important. Comme le montrent les courbes de la figure 5-2 extraites de [56] et représentant l'évolution locale du coefficient de frottement en fonction de la hauteur du manipulateur dans la couche limite, plus le *lebu* est proche de la paroi, plus le pic de réduction du  $C_f$  est grand et plus la relaxation est courte. Il semble que pour une lamelle seule, la distance optimale soit  $\zeta/\delta_0 = 0,3$  ([56], [58]). Les références [59] et [60] donnent, elles,  $\zeta/\delta_0 = 0,8$ . Cette différence s'explique sans doute par le critère d'optimisation choisi, c'est-à-dire par la grandeur minimisée: l'épaisseur de quantité de mouvement dans [58], l'intégrale du coefficient de frottement le plus souvent.

Mais, bien que des réductions de frottement aient été obtenues jusqu'à  $120\delta_0$  en aval du manipulateur, aucun chercheur n'a mis en évidence une diminution de la traînée totale avec une lamelle unique. En effet, la traînée propre de l'élément reste très importante malgré la diminution de l'épaisseur, jusqu'à  $0,007\delta_0$  [58]. Puisque des rubans plus fins tendent à osciller, des formes profilées ont été testées [59]. Une réduction de la traînée propre a été obtenue, mais, dans le même temps, le coefficient de frottement local a augmenté de 5%.

Des arrangements de plusieurs lamelles empilées les unes sur les autres ont également été étudiés. Les résultats ont effectivement été satisfaisants en ce qui concerne la réduction du coefficient de frottement, mais la traînée propre du manipulateur s'est considérablement accrue avec le nombre d'éléments empilés.

En définitif, un seul arrangement associant deux lamelles de même épaisseur disposées en tandem comme indiqué sur la figure 5-3 semble donner des résultats positifs. Les deux éléments du manipulateur sont placés à la même hauteur  $\zeta$  dans la couche limite et sont espacés en abscisse de  $s$ . Ainsi, le deuxième élément se trouvant dans le sillage du premier, la traînée propre du tandem est réduite. Comme de plus, pour une géométrie optimale de  $\zeta/\delta_0 = 0,8$  et  $s/\delta_0 = 10$ , l'évolution de  $C_f$  en aval du tandem est comparable à celle obtenue en aval d'une lamelle unique, une réduction de traînée totale d'environ 7% peut être obtenue [58].

En ce qui nous concerne, nous n'avons pas cherché à quantifier les effets que peut avoir un *lebu* sur une couche limite turbulente. Nous avons essayé d'apporter une contribution originale à ce thème de recherche en étudiant l'influence du *lebu* sur les grosses structures cohérentes de la zone externe de la couche limite, en collaboration avec le Département d'Etudes et de Recherches Aérodynamiques du Centre d'Etudes et de Recherches de Toulouse (CERT-DERAT).

### 5-1-2 CONFIGURATION

Le manipulateur utilisé est une lame d'acier fournie par le DERAT, de corde  $l = 20$  mm, d'épaisseur  $\varepsilon = 0,1$  mm, qui est tendue parallèlement à la paroi dans la couche limite, à une distance  $\zeta = 6$  mm. La configuration du manipulateur a été choisie de manière à ce que les caractéristiques de la couche limite à l'abscisse du *lebu* soient aussi voisines que possible de celles du DERAT [58]. Une photographie de la lame fixée sur la plaque plane est donnée sur la figure 5-4.

Un montage permettant de fixer la lame dans la couche limite en minimisant l'obstruction optique des supports a été réalisé et est représenté sur la figure 5-5. La lame n'occupe pas toute la hauteur de veine; la distance entre les supports est de 200 mm.

## Chapitre 5-2

# RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### 5-2-1 CARACTÉRISATION MOYENNE DE LA COUCHE LIMITE MANIPULÉE

La configuration d'écoulement choisie est la suivante:

	IMFL	DERAT
$U_e$	22 m/s	24 m/s
$\delta_0$	13,6 mm	17 mm
$\theta_0$	1,48 mm	2,17 mm
$Re_{\theta_0}$	2170	2500

La valeur de l'épaisseur de couche limite  $\delta_0$  est obtenue en situant le bord de fuite du manipulateur à  $x_0 = 915$  mm. On notera  $\xi = x - x_0$ . Dans cette configuration, les caractéristiques du manipulateur par rapport à  $\delta_0$  sont les suivantes:

	IMFL	DERAT
$\nu/\delta_0$	1,5	0,75
$\varepsilon/\delta_0$	0,007	0,007
$\zeta/\delta_0$	0,44	0,3

Afin de nous assurer que les caractéristiques moyennes de la couche limite en présence du manipulateur étaient bien conformes à celles décrites dans la littérature [58], nous avons sondé la couche limite au fil chaud simple juste en aval du *lebu* à  $\xi/\delta_0 \approx 3$ . Les figures 5-6 et 5-7 présentent les profils de vitesse moyenne et de fluctuation longitudinale, comparés à ceux obtenus au DERAT [58] dans une configuration très voisine. On note en particulier un déficit des vitesses moyenne et fluctuante pour une distance par rapport à la paroi égale à la hauteur du manipulateur dans la couche limite. Nous avons également mesuré le frottement moyen en présence et en l'absence de manipulateur à l'abscisse  $\xi/\delta_0 \approx 20$ . La figure 5-8 présente le rapport des coefficients de frottement local obtenus avec et sans *lebu*, qui semble en bon accord avec les résultats du DERAT [58].

## 5-2-2 VISUALISATIONS

En ce qui concerne les visualisations en présence du manipulateur, nous avons réalisé trois types d'essais différents dans la première configuration de veine (figure 2-4) dont l'ordre chronologique est le suivant:

- des visualisations en cadrage large, c'est-à-dire avec les quatre plans lasers décalés les uns par rapport aux autres, dans la section la plus en aval de la veine, à une distance correspondant à environ  $110 \delta_0$  du bord de fuite du manipulateur, avec enregistrement des signaux du peigne et de la sonde de frottement en position 4 sur la figure 2-4;

- des visualisations en cadrage large dans la zone de frottement minimale mise en évidence au CERT-DERAT [58], c'est-à-dire entre  $5$  et  $25 \delta_0$  en aval du bord de fuite du manipulateur;

- des visualisations en cadrage serré à l'aval immédiat du *lebu* entre  $0$  et  $6 \delta_0$ .

La localisation des deux zones de visualisation les plus en amont est représentée sur la figure 5-8 par rapport aux mesures de frottement pariétal.

Les visualisations réalisées dans la section la plus en amont, entre 0 et  $6\delta_0$ , permettent dans certains cas de mettre en évidence le sillage du *lebu* comme sur la figure 5-10. Dans cette région où le frottement décroît, le sillage reste relativement étroit, n'atteint pas la paroi et ne semble pas avoir d'influence notable sur les grosses structures externes. On peut donc penser que, dans cette zone, son rôle prépondérant est d'agir comme un écran vis-à-vis de la pénétration de fluide à quantité de mouvement élevée dans la partie interne de la couche limite [62].

En fait, ce sillage est relativement difficile à distinguer; il apparaît sous forme d'une file organisée de tourbillons alternés qui se propagent parallèlement à la paroi. Cette file de tourbillons n'est pas toujours apparente, compte tenu du fait qu'elle n'est mise en évidence que par centrifugation de la fumée dans les noyaux tourbillonnaires. Il arrive qu'elle disparaisse sur des images successives d'une même séquence. Par ailleurs, pour certains réglages de l'injection de fumée, la première impulsion lumineuse vaporise un peu d'huile au voisinage de la paroi. Cette vapeur se recondense et apparaît sur les images suivantes, convectée par l'écoulement. La figure 5-11 donne un exemple de ce type d'images. Elles mettent en évidence des structures assez semblables aux *pockets* de FALCO [32] dans la zone interne de la couche limite, ce qui semble indiquer que la production turbulente n'est pas neutralisée au voisinage de la paroi.

En ce qui concerne les visualisations réalisées entre  $\xi = 5$  et  $25\delta_0$ , elles ne permettent pas, du fait de l'augmentation du champ visualisé, de mettre en évidence l'interaction du sillage du *lebu* avec la paroi. Dans cette zone, il serait nécessaire de réaliser de nouvelles prises de vues avec un cadrage serré en essayant d'ensemencer le sillage. La comparaison d'images réalisées à cette station en présence et en absence de manipulateur ne met en évidence aucune influence notable de ce sillage sur les grosses structures externes (figure 5-12).

Dans la partie loin en aval, nous n'avons pas non plus noté de différences entre les essais réalisés avec et sans manipulateur, tant sur les visualisations que sur les signaux des films chauds. Ces résultats sont confirmés par d'autres auteurs [60] qui situent en deçà de  $50\delta_0$  la zone où l'influence du *lebu* est détectable.



## **Sixième Partie**

# **CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES**

# CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'étude bibliographique présentée dans la première partie de ce mémoire a montré l'intérêt portée aux écoulements turbulents dans les laboratoires du monde entier. Parmi ces écoulements, la couche limite constitue un cas important. En effet, la compréhension des mécanismes régissant la production de l'énergie turbulente dans la couche limite est un enjeu industriel et économique considérable. Parallèlement au développement des méthodes numériques de plus en plus performantes, l'essor des techniques expérimentales a permis une approche nouvelle du problème en permettant des visualisations instantanées et très fines. Grâce à cette possibilité de "voir" la turbulence, les structures présentes dans la couche limite turbulente ont été mises en évidence, telles que les structures en fer à cheval de THEODORSEN [2], les tourbillons typiques de FALCO ([26], [27]), les *streaks* de KLINE et al. ([5], [6]). Les mécanismes intervenant dans la production de l'énergie turbulente dans la zone de paroi (*sweep*, éjection, *bursting*) et dans le transfert de cette énergie dans toute la couche limite ont également pu être révélés. Malgré ces progrès, le lien et l'enchaînement de ces mécanismes sont encore aujourd'hui mal connus et beaucoup de points restent à éclaircir.

Dans ce contexte, l'objectif premier du travail présenté dans ce mémoire était de mettre en oeuvre une technique expérimentale originale pour étudier la couche limite turbulente se développant dans l'air sur une plaque plane sans gradient de pression longitudinal, afin d'essayer de confirmer ou d'infirmer les résultats obtenus par les autres groupes de recherche et d'affiner la compréhension des phénomènes.

Après nous être assurés que les caractéristiques moyennes de la couche limite étudiée correspondaient bien à celles d'une couche limite turbulente établie de plaque plane que l'on trouve couramment dans la littérature (KLEBANOFF [6]), nous avons visualisé une tranche de l'écoulement en l'ensemencant avec de

la fumée d'huile et en l'éclairant à l'aide de quatre laser à impulsions. Ceux-ci étaient déclenchés successivement avec des retards réglables entre éclairs successifs. Cette technique nous a ainsi permis de suivre l'évolution de l'écoulement avec le temps sur une distance plus ou moins grande selon le cas. Deux types de visualisations ont été réalisées dans ces conditions.

En ensemençant toute la couche limite, nous avons mis en évidence plusieurs types de structures plus ou moins cohérentes qui ont été décrites dans la quatrième partie. Parmi elles, les tourbillons annulaires de FALCO ont pu être clairement identifiés par leur signature en champignon à des positions tout à fait aléatoires dans la couche limite, puis caractérisés.

Des prises de vues réalisées en double injection, c'est-à-dire en ensemençant non seulement la couche limite dans son ensemble, mais également en injectant de la fumée juste dans la zone de paroi, ont montré que les tourbillons typiques entraînent pour une grande part dans le développement d'un cycle de production de turbulence faisant intervenir les mécanismes de *sweep*, d'éjection et de *bursting*.

A la lumière des résultats obtenus, un modèle d'enchaînement des différents mécanismes observés à pu être proposé. Il est évident que ce modèle demande à être vérifié. L'influence du nombre de REYNOLDS doit être mieux caractérisé par une extension du domaine d'étude vers les grandes et les petites valeurs de ce paramètre et par une amélioration de la qualité des visualisations. L'augmentation de quatre à huit du nombre de clichés de visualisation en double injection, avec un intervalle de temps plus court entre les impulsions pourrait permettre de suivre plus en détails la succession d'événements qui surviennent dans la région pariétale. Une augmentation de la puissance de la source laser et de la dimension du film devrait permettre d'améliorer la résolution des images. De plus, la possibilité de traiter les clichés de vélocimétrie par images de particules afin d'obtenir des cartes de vitesses instantanées de l'écoulement jusque très près de la paroi ( $y^+ = 20$ ) devrait donner des renseignements supplémentaires sur l'énergie des structures cohérentes et notamment des structures à grande échelle et des structures pariétales. Ceci devrait permettre de vérifier certaines hypothèses et notamment le fait que l'énergie turbulente des grosses structures décroît quand le nombre de REYNOLDS augmente.

Par ailleurs, ces analyses, effectuées dans un plan longitudinal, pourraient être complétées par des visualisations dans d'autres plans, ce qui est possible à l'aide du système de visualisation mis au point. Des visualisations successives dans un plan parallèle à la paroi et très proche de celle-ci devraient notamment permettre de vérifier la corrélation spatiale entre une éjection et les *sweeps* qui en résultent.

Enfin, une caractérisation tridimensionnelle instantanée à l'aide de la vélocimétrie holographique pourrait apporter un complément d'information fructueux aux visualisations et aux mesures dans des plans.

Pour ce qui est des visualisations en présence du manipulateur de couche limite qui font l'objet de la cinquième partie de ce mémoire, il est à noter qu'elles n'ont été réalisées que dans la première configuration d'essais (figure 2-4).

× L'amélioration apportée à la qualité des prises de vue dans la seconde partie de l'étude et l'ensemencement de la zone pariétale devraient permettre d'observer plus distinctement l'action produite par le manipulateur sur les structures de la couche limite.

# REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] O. REYNOLDS: "On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion". Philosophical Transaction of the Royal Society of London vol.A186 pp.123 (1895).
- [2] T. THEODORSEN: "Mechanism of turbulence". Proceedings of the Second Midwestern Conference on Fluid Mechanics (1952).
- [3] J.R. WESKE - A.H. PLANTHOLT: "Discrete vortex systems in the transition range of fully developed flow in a pipe". Journal of Aeronautical Sciences vol.20 pp.717-718 (1953).
- [4] G.L. BROWN - A. ROSHKO: "On density effects and large structures in turbulent mixing layers". J.F.M. vol.64 pp.775 (1974).
- [5] S.J. KLINE - W.C. REYNOLDS - F.A. SCHRAUB - R.W. RUNSTADLER: "The structure of turbulent boundary layers". J.F.M. vol.30 part.4 pp.741-773 (1967).
- [6] S.J. KLINE - W.C. REYNOLDS - H.T. KIM: "The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer". J.F.M. vol.50 part.1 pp.133-160 (1971).
- [7] P.S. KLEBANOFF: "Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient". NACA report n°1247 (1955).
- [8] E.R. CORINO - R.S. BRODKEY: "A visual investigation of the wall region in turbulent flows". J.F.M. vol.37 pp.1-30 (1969).
- [9] W.W. WILLMARTH - S.S. LU: "Structure of the REYNOLDS stress near the wall". J.F.M. vol.55 pp.65-69 (1972).

- [10] A.J. GRASS: "Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries". J.F.M. vol.50 part.2 pp.233-255 (1971).
- [11] M.J. Lighthill: *Laminar Boundary Layer* . ed.L. Rosenhead Oxford Clarendon Press PP. 99 (1963).
- [12] R.F. BLACKWELDER - H. ECKELMANN: "Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon" J.F.M. VOL.94 pp.577-594 (1979).
- [13] G. OFFEN - S.J. KLINE: "Combined dye-streak and hydrogen-bubble visual observations of a turbulent boundary layer". J.F.M. vol.62 part.2 pp.223-239 (1974).
- [14] J. KIM: "Turbulence structures associated with the bursting event". The Physics of Fluids vol.28 n°1 pp.52-58 (1985).
- [15] S.K. ROBINSON - S.J. KLINE - P.R. SPALART: "Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer: PARTII. Verification and new information from a numerically simulated flat-plate layer". Zoran P. Zaric Memorial International Seminar on Near-Wall Turbulence Dubrovnik (16-20 May 1988).
- [16] K. NARAHARI RAO - R. NARASIMHA - M.A. BADRI NARAYANAN: "The bursting phenomenon in a turbulent boundary layer". J.F.M. vol.48 part.2 pp.339-352 (1971).
- [17] C.R. SMITH: "Visualization of turbulent boundary layer structure using a moving hydrogen bubble wire probe". Lehigh Workshop on Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers éd. C.R. SMITH, D.E. ABOIT pp.48-97 (1978).
- [18] G. OFFEN - S.J. KLINE: "Experiments on the velocity characteristics of "burst" and on the interaction between the inner and outer regions of a turbulent boundary layer". Report MD-31 Thermosciences Division Mechanical Engineering Department Stanford University (1973).

- [19] J. LAUFER - M.A. BADRI NARAYANAN: "Mean period of the turbulent production mechanism in a boundary layer". *The Physics of Fluids* vol.14 pp.182 (1971).
- [20] S.J. KLINE: "The role of visualization in the study of the structure of the turbulente boundary layer". *Lehigh Workshop on Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers* éd. C.R. SMITH, D.E. ABOIT pp.48-97 (1978).
- [21] S.G. NYCHAS - H.C. HERSHEY - R.S. BRODKEY: "A visual study of turbulent shear flow". *J.F.M.* vol.61 part.3 pp.513-540 (1973).
- [22] A.K. PRATURI - R.S. BRODKEY: "A stereoscopic visual study of coherent structures in turbulent shear flow". *J.F.M.* vol.89 pp.251-272 (1978).
- [23] M.R. HEAD - P. BANDYOPADHYAY: "Combined flow visualization and hot-wire measurements in turbulent boundary layers". *Work shop on coherent structure of turbulent boundary layers* (1978).
- [24] M.R. HEAD - P. BANDYOPADHYAY: "New aspects of turbulent boundary layer structure". *J.F.M.* vol.107 pp.297-338 (1981).
- [25] T. THEODORSEN: "The structure of turbulence". in *50 Jahre Grenzschichtforschung* ed. H. Görtier W. Tollmein p.55 Braunschweig Veiweg&Sohn (1955).
- [26] R.E. FALCO: "Some comments on turbulent boundary layer structure inferred from the movements of a passive contaminant". *AIAA paper n° 74-99* (1974).
- [27] R.E. FALCO: "Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers". *The Physics of Fluids* vol.20 pp.124-132 (1977).
- [28] G.L. BROWN - A.S.W. THOMAS: "Large structure in a turbulent

boundary layer". The Physics of Fluids vol.20 pp.243-252 (1977).

- [29] R.F. BLACKWELDER - L.S.G. KOVASNAY: "Time scales and correlations in a turbulent boundary layer". The Physics of Fluids vol.15 pp.1545-1554 (1977).
- [30] R.E. FALCO: "A structural model of the turbulent boundary layer". in Proceedings of the 14th Annual Meeting of SES Lehigh University Nov.14-16 (1977).
- [31] R.E. FALCO: "The role of outer flow coherent motions in the production of turbulence near a wall". in Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers ed. by C.R. SMITH and D.E ABBOTT, AFOSR/Lehigh (1978).
- [32] R.E. FALCO: "The production of turbulence near a wall" . AIAA paper n°80-1356 (1980).
- [33] R.E. FALCO: "Structural aspects of turbulence in boundary layer flows". in Turbulence in Liquids ed. Patterson and Zakin University of Missouri Press pp.1-14 (1979).
- [34] R.E. FALCO: "A synthesis and model of turbulence structure in the wall region". in Structure of Turbulence in Heat and mass Transfer pp.43-58 (Hemisphere Publ.Corp.1982).
- [35] R.E. FALCO: "New results, a review and synthesis of the mechanism of turbulence production in boundary layers and its modification". AIAA paper n°83-0377 (1983).
- [36] J.J. THIBERT: "Evaluation et réduction de la traînée". 22<sup>ème</sup> Colloque d'Aérodynamique Appliquée LILLE (1985).
- [37] M. STANISLAS - D. VANDROMME - M.C. HOYEZ - T. LADEN - J. PRUVOST: "Etude d'une couche limite turbulente par visualisation ultra-rapide par plan laser". Rapport IMFL n°87/21 du 30/06/87.



- [38] M. STANISLAS - M.C. HOYEZ - J. PRUVOST: "Etude d'une couche limite turbulente par visualisation par plan laser". Rapport IMFL n°88/33 du 01/12/88.
- [39] R. HOUDEVILLE - J.C. JULLIEN - J. COUSTEIX: "Skin friction measurements with hot-element gauges". La Recherche Aérospatiale 1984-1 pp.67-79.
- [40] M. STANISLAS - D. VANDROMME - J. PRUVOST: "Etude préliminaire à l'analyse de la structure de la couche limite turbulente par tomographie ultra-rapide". Rapport IMFL n°85/42 (1985).
- [41] A. ORSZAG: "Les Lasers : Principes - Réalisations - Applications". éditions MASSON et Cie (1968).
- [42] J.O. HINZE: "Turbulence". Mac Graw Hill Book Company (1959).
- [43] B.G. VAN DER HEGGE ZIJNEN: "Modified correlation formulae for the heat transfer by natural and forced convection from horizontal cylinders". Applied Scientific Research vol.6A pp.129-140 (1956).
- [44] H. KRAMERS: "Heat transfer from spheres to flowing media". Physics vol.12 pp.61-80 (1946).
- [45] D.C. COLLIS - M.J. WILLIAMS: "Two-dimensional convection from heating wires at low Reynolds numbers". J.F.M. vol.6 pp.357-389 (1959).
- [46] A.E. PERRY: "Hot-wire anemometry". Clarendon Press Oxford (1982).
- [47] P. FREYMUTH: "Frequency response and electronic testing for constant-temperature hot-wire anemometers". J.P.E. vol.10 pp.705-710 (1977).
- [48] A.E. PERRY - G.L. MORRISON: "Static and dynamic calibrations of constant-temperature hot-wire systems". J.F.M. vol.47 pp.765-777 (1971).

- [49] L. LÖFDAHL: " Hot-wire technique for the determination of the Reynolds stress tensor in three dimensional flow". Dantec Information n°3 (septembre 1986).
- [50] F.H. CHAMPAGNE - C.A. SLEICHER - O.H. WEHRMANN: "Turbulence measurements with inclined hot-wires - Part1". J.F.M. vol.28 pp.153-175 (1967).
- [51] F.E. JORGENSEN: "Directional sensitivity of wire and fiber film probes". Disa Information n°11 pp.31-37 (1971).
- [52] F.D. JOHNSON - H. ECKELMANN: "A variable method of calibration for X-probes applied to wall-bounded turbulent shear flow". Experiments in fluids vol.2 pp.121-130 (1984).
- [53] F.H. CLAUSER. Advances in Applied Mechanics vol.4 pp.2 New York Academic Press.
- [54] L.P. ERM - A.J. SMITS - P.N. JOUBERT: "Low Reynolds number turbulent boundary layer on a smooth flat surface in a zero pressure gradient". T.S.F. n°19.
- [55] A.E. PERRY - K.L. LIM - S.M. HENBEST: "A spectral analysis of smooth flat plate boundary layer". 5ème Symposium on Turbulent Shear Flows (1985).
- [56] E. COUSTOLS - J. COUSTEIX - J. BELANGER: "Drag reduction performances on riblet surfaces and through outer layer manipulators". Turbulent Drag Reduction By Passive Means LONDON (15-17 septembre 1987)
- [57] J.N. HEFNER - L.M. WEINSTEIN - D.M. BUSHNELL: "Large Eddy BreakUp scheme for turbulent viscous drag reduction". Viscous Flow Drag Reduction Progress in Astronautics and Aeronautics vol.72 pp.110-1270 (1980).
- [58] E. COUSTOLS - J. COUSTEIX: "Réduction du frottement turbulent:

modérateurs de turbulence". 22<sup>ème</sup> Colloque d'Aérodynamique Appliquée LILLE (1985).

- [59] J.B. ANDERS - J.N. HEFNER - D.M. BUSHNELL: "Performance of Large Eddy BreakUp devices at post-transitional REYNOLDS numbers". AIAA paper 84-0345 (1984).
- [60] J.C. MUMFORD - A.M. SAVILL: "Parametric study of flate plate, turbulence manipulators including direct drag results and laser flow visualization". ASME Symposium on Laminar-Turbulent Boundary Layers; Control, Modification and Marine Applications ETCE Conference NEW ORLEANS (1984).
- [61] J. LEMAY - D. PROVENCAL - R. GOURDEAU - V.D. NGUYEN - J. DICKINSON: "More detailed measurements behind turbulence manipulators including tandem devices using servo-controlled balances". AIAA paper 85-0521 (1985).
- [62] M.C. HOYEZ - M. STANISLAS: "Analysis of the structure of a turbulent boundary layer, with and without a *lebu*, using light sheet smoke visualizations and hot-wire measurements". présenté au Second IUTAM Symposium on Structure of Turbulence and Drag Reduction ZURICH (juillet 1989).
- [63] R.E. FALCO - C.C. CHU: "Vortex ring/viscous wall layer interaction model of the turbulence production process near walls". Experiments in fluids vol.6 pp.305-315 (1988).
- [64] S.J. KLINE: "Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer: PART I. Status report on a community-wide summary of the data". Zoran P. Zaric Memorial International Seminar on Near-Wall Turbulence Dubrovnik (16-20 May 1988).
- [65] C. GEILER - J.C; MONNIER - M; STANISLAS: "Traitement des clichés de Vélocimétrie par Images de Particules". Rapport IMFL à paraître
- [66] H. SCHLICHTING: "Boundary Layer Theory" Mac Graw Hill p. 474

[67] R.E. PANTON: "Incompressible Flow" John Wiley & son p. 675

# ANNEXES

## Annexe A

# PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET ÉTALONNAGE DE LA SONDE DE FROTTEMENT [39]

De nombreuses techniques ont été imaginées pour déterminer le frottement à la surface d'un corps en mouvement relatif dans un fluide. On peut citer par exemple la mesure directe du gradient de vitesse à la paroi, l'utilisation d'une balance de frottement, etc...

En ce qui concerne la couche limite turbulente, la détermination du frottement pariétal moyen se fait classiquement à partir du profil de vitesse grâce à la loi universelle de paroi.

En utilisant l'analogie entre la diffusion de chaleur et la diffusion de vorticité au voisinage de la paroi, on peut accéder à la valeur instantanée du frottement.

Le principe de fonctionnement de la sonde de frottement pariétal est fondé sur cette analogie. La mesure du coefficient de frottement se ramène donc à celle d'un flux de chaleur. Un élément chauffant placé à la paroi crée une variation locale de température. Si la couche limite thermique résultante reste suffisamment mince, la mesure du frottement pariétal revient à celle du frottement visqueux  $\mu \partial U / \partial y$ , c'est-à-dire du gradient normal local de vitesse (dans ce cas, le gradient de pression n'intervient pas, ce qui ne serait pas le cas si la couche limite thermique était de l'ordre de grandeur de la couche limite dynamique). Si l'élément chauffant est maintenu en équilibre thermique, la mesure de la puissance à lui fournir sera fonction du flux de chaleur et donc du frottement pariétal.

## PRINCIPE

On considère un élément chauffant placé à la paroi. Soient

- $l$  = l'envergure de l'élément chauffant
- $R$  = la résistance de l'élément chauffant à la température  $T$
- $E$  = la tension appliquée aux bornes de cet élément, qui le maintient en équilibre thermique
- $\phi$  = le flux de chaleur à la paroi

L'équilibre thermique s'écrit

$$\frac{E^2}{R} = \frac{E_0^2}{R} + \phi l$$

où  $E_0^2/R$  représente les pertes thermiques par convection naturelle dans le fluide et par convection dans la paroi.

Dans le cas où la chaleur spécifique  $c_p$  et le nombre de PRANDTL du fluide peuvent être considérés comme des constantes, le flux de chaleur peut s'écrire

$$\phi = \frac{\beta \Delta T}{l} (\tau)^{1/m}$$

où

$\tau$  = le frottement pariétal

$\beta$  = une constante dépendant des caractéristiques de l'élément chauffant et de la nature du fluide

$\Delta T$  = la différence de température entre l'élément chauffant et la paroi

Les coefficients caractéristiques  $E_0^2/R$ ,  $\beta$  et  $m$  doivent être déterminés par étalonnage.

## ÉTALONNAGE

La figure A-1 présente les schémas de la sonde en coupe et du circuit

électrique dans lequel elle est placée.

La sonde est une branche d'un pont de WHEASTONE. Dans ce cas,

$$\begin{aligned} E &= (R + R_0) \frac{I}{2} \\ \Leftrightarrow E &= (R + R_0) \frac{E'}{R} \end{aligned}$$

d'où

$$E' = \frac{E R}{(R + R_0)}$$

Le bilan en puissance s'écrit donc

$$\frac{E^2 R}{(R + R_0)^2} = \frac{E_0^2 R}{(R + R_0)^2} + \beta \Delta T \tau^{1/m}$$

et finalement

$$\frac{(E^2 - E_0^2) R}{(R + R_0)^2 \Delta T} = \beta \tau^{1/m}$$

En prenant le logarithme de cette équation on obtient

$$\log \frac{(E^2 - E_0^2) R}{(R + R_0)^2 \Delta T} = \log \beta + \frac{1}{m} \log \tau$$

Si on considère le changement de variable suivant

$$\begin{cases} X = \log \tau \\ Y = \log \frac{(E^2 - E_0^2) R}{(R + R_0)^2 \Delta T} \end{cases}$$

on peut écrire



$$Y = \log\beta + 1/m X$$

La courbe reliant les points  $(X, Y)$  est donc une droite de pente  $1/m$  et d'ordonnée à l'origine  $\log\beta$ . Le problème est donc de déterminer l'équation d'une droite passant par les  $K$  points d'étalonnage  $(X_k, Y_k)_{k=1,K}$ .

En considérant les matrices suivantes

$$X = \begin{pmatrix} X_1 & 1 \\ X_2 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ X_K & 1 \end{pmatrix} \quad Y = \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_K \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad M = \begin{pmatrix} 1/m \\ \log \beta \end{pmatrix}$$

le problème ci-dessus revient à la résolution de l'équation matricielle  $X M = Y$  où l'inconnue est  $M$ . On sait que cette équation a une solution unique au sens des moindres carrés, c'est-à-dire qu'il existe une matrice  $M$  et une seule qui minimise la norme  $\|X M - Y\|^2$ . Cette matrice  $M$  correspond à l'unique solution de l'équation  $X^T X M = X^T Y$  où  $X^T$  est la transposée de  $X$ . Il faut donc résoudre cette dernière équation. Or,

$$X^T X M = \begin{pmatrix} X_1 & X_2 & \cdots & X_K \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 & 1 \\ X_2 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ X_K & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/m \\ \log \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/m \left[ \sum_{k=1}^K X_k^2 \right] + \log \beta \left[ \sum_{k=1}^K X_k \right] \\ 1/m \left[ \sum_{k=1}^K X_k \right] + K \log \beta \end{pmatrix}$$

$$X^T Y = \begin{pmatrix} X_1 & X_2 & \cdots & X_K \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_K \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^K X_k Y_k \\ \sum_{k=1}^K Y_k \end{pmatrix}$$

donc

$$X^T X M = X^T Y \Leftrightarrow \begin{cases} 1/m \left[ \sum_{k=1}^K X_k^2 \right] + \log \beta \left[ \sum_{k=1}^K X_k \right] = \sum_{k=1}^K X_k Y_k \\ 1/m \left[ \sum_{k=1}^K X_k \right] + K \log \beta = \sum_{k=1}^K Y_k \end{cases}$$

La solution de ce système est

$$\begin{cases} \frac{1}{m} = \frac{K \left( \sum_{k=1}^K X_k Y_k \right) - \left( \sum_{k=1}^K X_k \right) \left( \sum_{k=1}^K Y_k \right)}{K \left( \sum_{k=1}^K X_k^2 \right) - \left( \sum_{k=1}^K X_k \right)^2} \\ \log \beta = \frac{\left( \sum_{k=1}^K X_k^2 \right) \left( \sum_{k=1}^K Y_k \right) - \left( \sum_{k=1}^K X_k \right) \left( \sum_{k=1}^K X_k Y_k \right)}{K \left( \sum_{k=1}^K X_k^2 \right) - \left( \sum_{k=1}^K X_k \right)^2} \end{cases}$$

### Application numérique:

Dans notre cas, la sonde étant utilisée avec un anémomètre IFA100, la résistance  $R_0$  vaut  $10 \Omega$ . Si on prend un coefficient de surchauffe de 1,986, la résistance du film chaud de la sonde étant linéaire, on a

$$R = R'(1 + r \Delta T) = 1,986 R'$$

$R'$  étant la résistance du film à la température de paroi  $T'$  et  $r$  le coefficient de résistivité thermique du film =  $0,005^\circ\text{C}$ . On a donc  $\Delta T = 197^\circ\text{C}$ .

La résistance  $R'$  de la sonde à la température de paroi est mesurée au repos, soit  $R' = 6,161 \Omega$ . On en déduit la résistance de fonctionnement  $R = 12,234 \Omega$ .

La tension  $E_0$  est mesurée lorsque  $\tau = 0$ , c'est-à-dire au repos. On mesure  $E_0 = 1,164$  V.

Les sondages effectués au fil simple à la position de la sonde nous permettent de calculer  $\tau$ , et ce pour trois valeurs de la vitesse extérieure. Pour chacune d'elles, on relève la tension  $E$  aux bornes de la sonde. On obtient le tableau suivant:

$U_e$ (m/s)	$E$ (V)	$Y$	$X$ à partir des sondages
12,6	1,28	-4,44	-0,492
22	1,36	-4,20	-0,059
27,4	1,41	-4,09	0,122

soient

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^K X_k &= -0,429 \\ \sum_{k=1}^K X_k^2 &= 0,261 \\ \sum_{k=1}^K Y_k &= -12,737 \\ \sum_{k=1}^K X_k Y_k &= 1,935 \end{aligned}$$

Ainsi,

$$\begin{cases} \frac{1}{m} = 0,56 \\ \log \beta = -4,165 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} m = 1,79 \\ \beta = 6.83 \times 10^{-5} \end{cases}$$

Le résidu pour cette méthode vaut

$$\|XM - Y\|^2 = (XM - Y)^T (XM - Y) = \sum_{k=1}^K \left[ \left(\frac{1}{m}\right) X_k + \log \beta - Y_k \right]^2 = 1,96 \times 10^{-5}$$

La figure A-3 donne un exemple de signal de frottement enregistré et

du seuil utilisé pour le conditionnement des prises de vues.

## Annexe B

### JUSTIFICATION DE L'HYPOTHESE

$$\overline{E^2} = \overline{E}^2$$

Considérons l'équation de calibration du fil chaud (3-7)

$$E^2 = A'' + B'' U^n$$

On a

$$E = \overline{E} + e \quad \text{et} \quad U_{\text{eff}} = \overline{U} + u$$

d'où

$$(\overline{E} + e)^2 = A'' + B'' (\overline{U} + u)^n$$

En différenciant cette équation, on obtient

$$\begin{aligned} \text{(B-1)} \quad & 2(\overline{E} + e)e = n B'' u (\overline{U} + u)^{n-1} \\ \Rightarrow & 4(\overline{E} + e)^2 e^2 = n^2 B''^2 u^2 (\overline{U} + u)^{2(n-1)} \\ \Rightarrow & 4(\overline{E}^2 e^2 + 2\overline{E} e^3 + e^4) = n^2 B''^2 u^2 \overline{U}^{2(n-1)} \left(1 + \frac{u}{\overline{U}}\right)^{2(n-1)} \\ \Rightarrow & 4(\overline{E}^2 e^2 + 2\overline{E} e^3 + e^4) = n^2 B''^2 u^2 \overline{U}^{2(n-1)} \left(1 + 2(n-1) \frac{u}{\overline{U}} + o\left[\left(\frac{u}{\overline{U}}\right)^2\right]\right) \\ \Rightarrow & 4(\overline{E}^2 e^2 + 2\overline{E} e^3 + e^4) = n^2 B''^2 \overline{U}^{2(n-1)} \left(u^2 + 2(n-1) \frac{u^3}{\overline{U}} + o\left[\frac{u^4}{\overline{U}^2}\right]\right) \end{aligned}$$

La moyenne de cette dernière équation s'écrit

$$4(\bar{E}^2 \bar{e}^2 + 2 \bar{E} \bar{e}^3 + \bar{e}^4) = n^2 B''^2 \bar{U}^{2(n-1)} \left( \bar{u}^2 + 2(n-1) \frac{\bar{u}^3}{\bar{U}} + o\left[\frac{\bar{u}^4}{\bar{U}^2}\right] \right)$$

Les fluctuations étant faibles, les termes en  $\bar{e}^4$  et  $\bar{u}^4$  peuvent être négligés. Ainsi,

$$(B-2) \quad 4 \bar{E}^2 \bar{e}^2 \left( 1 + 2 \frac{\bar{e}^3}{\bar{E} \bar{e}^2} \right) = n^2 B''^2 \bar{u}^2 \bar{U}^{2(n-1)} \left( 1 + 2(n-1) \frac{\bar{u}^3}{\bar{U} \bar{u}^2} \right)$$

Il faut donc exprimer  $\bar{u}^2$  en fonction de  $\bar{e}^2$  et de  $\bar{e}^3$ . Pour cela, en élevant l'équation (B-1) au cube, on obtient

$$8(\bar{E} + e)^3 e^3 = n^3 B''^3 u^3 (\bar{U} + u)^{3(n-1)}$$

La moyenne donne

$$8(\bar{E}^3 \bar{e}^3 + 3 \bar{E}^2 \bar{e}^4 + 3 \bar{E} \bar{e}^5 + \bar{e}^6) = n^3 B''^3 \bar{U}^{3(n-1)} \left( \bar{u}^3 + 3(n-1) \frac{\bar{u}^4}{\bar{U}} + o\left[\frac{\bar{u}^5}{\bar{U}}\right] \right)$$

Les termes en puissance supérieure ou égale à 4 pouvant toujours être négligés, on a

$$8 \bar{E}^3 \bar{e}^3 = n^3 B''^3 \bar{U}^{3(n-1)} \bar{u}^3$$

d'où

$$\bar{u}^3 = \frac{8 \bar{E}^3}{n^3 B''^3 \bar{U}^{3(n-1)}} \bar{e}^3$$

Avec cette relation, l'équation (B-2) devient

$$4 \bar{E}^2 \bar{e}^2 + 8 \bar{E} \bar{e}^3 = n^2 B''^2 \bar{U}^{2(n-1)} \bar{u}^2 + \frac{16(n-1) \bar{E}^3 \bar{e}^3}{n B'' \bar{U}^n}$$

$$\Leftrightarrow \overline{u^2} = \frac{4 \overline{E}^2 \overline{e^2}}{n^2 B''^2 \overline{U}^{2(n-1)}} \left( 1 + 2 \frac{\overline{e^3}}{\overline{E} \overline{e^2}} - \frac{4(n-1) \overline{E} \overline{e^3}}{n B'' \overline{U}^n \overline{e^2}} \right)$$

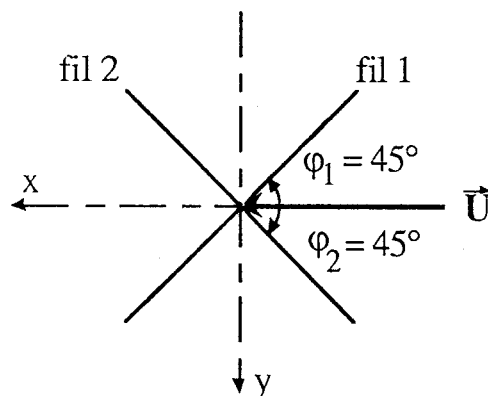
Les calculs faits en tenant compte des termes en  $\overline{e^3}$  ont montré que l'erreur faite sur le calcul de l'intensité de turbulence  $\sqrt{\overline{u^2}}$  en supposant que  $\overline{E^2} = \overline{E}^2$  était au plus de 3%, ce qui justifie l'hypothèse.

## Annexe C

# MÉTHODE CLASSIQUE DE MESURE AUX FILS CROISÉS

## CALIBRATION

En général, on considère que les deux fils composant une sonde en « X » sont perpendiculaires entre eux. La méthode classique pour étalonner une telle sonde est donc de la placer dans un écoulement dont la vitesse moyenne fait un angle de  $45^\circ$  avec chaque fil, comme sur la figure ci-dessous, et d'enregistrer les tensions  $E_1$  et  $E_2$  aux bornes de chacun d'eux pour différentes valeurs de la vitesse  $U$ .

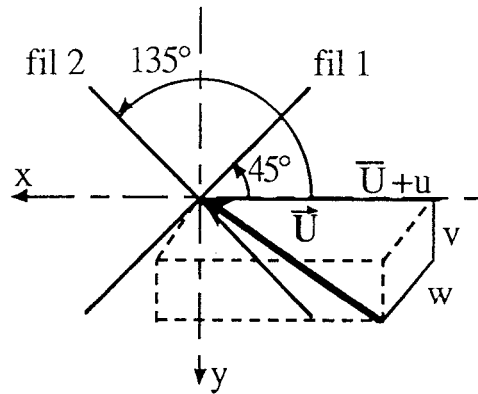


On obtient ainsi deux familles de couples  $(U, E_1)$  et  $(U, E_2)$  à partir desquels une régression linéaire permet de calculer les constantes  $A''_1, B''_1, n_1, A''_2, B''_2$  et  $n_2$  intervenant dans la loi de calibration (3-7) pour chacun des deux fils, comme pour un fil simple.

## MESURE DES TENSIONS DE REYNOLDS DANS UN ÉCOULEMENT



En plaçant la sonde à fils croisés dans un écoulement tel que la vitesse moyenne fasse un angle de  $45^\circ$  avec chaque fil, on détermine les composantes de la vitesse fluctuante,  $u$  et  $v$ , de la manière suivante:



Si  $U_{1\text{eff}}$  et  $U_{2\text{eff}}$  sont respectivement les vitesses refroidissant effectivement les fils 1 et 2, on peut écrire d'après la « loi en cosinus » (3-8)

$$\begin{cases} U_{1\text{eff}} = \left( [(\bar{U} + u) \sin 45^\circ + v \cos 45^\circ]^2 + p_1 [(\bar{U} + u) \cos 45^\circ - v \sin 45^\circ]^2 + q_1 w^2 \right)^{1/2} \\ U_{2\text{eff}} = \left( [(\bar{U} + u) \cos 45^\circ - v \sin 45^\circ]^2 + p_2 [(\bar{U} + u) \sin 45^\circ + v \cos 45^\circ]^2 + q_2 w^2 \right)^{1/2} \end{cases}$$

En supposant les fils suffisamment longs de manière à ce que  $p_1$  et  $p_2$  soient proches de 0 et  $q_1$  et  $q_2$  proches de 1, on peut écrire

$$\begin{cases} U_{1\text{eff}} = \left[ [(\bar{U} + u) \sin 45^\circ + v \cos 45^\circ]^2 + w^2 \right]^{1/2} \\ U_{2\text{eff}} = \left[ [(\bar{U} + u) \cos 45^\circ - v \sin 45^\circ]^2 + w^2 \right]^{1/2} \end{cases}$$

soit

$$\begin{cases} U_{1\text{eff}} = \bar{U} \left[ \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{u}{\bar{U}} + \frac{v}{\bar{U}} \right]^2 + \frac{w^2}{\bar{U}^2} \right]^{1/2} \\ U_{2\text{eff}} = \bar{U} \left[ \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{u}{\bar{U}} - \frac{v}{\bar{U}} \right]^2 + \frac{w^2}{\bar{U}^2} \right]^{1/2} \end{cases}$$

En supposant toujours que  $u/\bar{U}$ ,  $v/\bar{U}$  et  $w/\bar{U}$  sont très petits devant 1, on obtient finalement

$$\begin{cases} U_{1\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \left[ 1 + \frac{u}{\bar{U}} + \frac{v}{\bar{U}} \right] \\ U_{2\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \left[ 1 + \frac{u}{\bar{U}} - \frac{v}{\bar{U}} \right] \end{cases}$$

La loi de calibration pour chacun des deux fils permet, comme pour le fil simple, de calculer  $\bar{U}_{1\text{eff}}$  et  $\bar{U}_{2\text{eff}}$  ainsi que  $u_{1\text{eff}}$  et  $u_{2\text{eff}}$ . On en déduit alors  $\bar{U}$  car

$$\begin{cases} \bar{U}_{1\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \\ \bar{U}_{2\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \end{cases}$$

Donc

$$\begin{cases} U_{1\text{eff}} = \bar{U}_{1\text{eff}} + \frac{1}{\sqrt{2}} (u + v) \\ U_{2\text{eff}} = \bar{U}_{2\text{eff}} + \frac{1}{\sqrt{2}} (u - v) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} u_{1\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u + v) \\ u_{2\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u - v) \end{cases}$$

Ainsi

$$\begin{cases} u = \frac{1}{\sqrt{2}} (u_{1\text{eff}} + u_{2\text{eff}}) \\ v = \frac{1}{\sqrt{2}} (u_{1\text{eff}} - u_{2\text{eff}}) \end{cases}$$

Le calcul du carré de la somme et de la différence de  $u_{1\text{eff}}$  et  $u_{2\text{eff}}$ , ainsi que de la différence des carrés permet de déterminer  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $-\overline{uv}$ .

## Annexe D

# DÉFINITION D'UN PROFIL DE VITESSE MOYENNE

On utilise les lois classiques de la couche limite turbulente établie représentées sur la figure D-1.

Pour  $y^+ < 100$ , la vitesse est donnée par la relation

$$U^+ = \int_0^{y^+} \frac{2}{b + [b^2 + 4a(y^+)]^{1/2}} dy^+$$

avec

$$\begin{cases} a(y^+) = (k y^+)^2 \left[ 1 + e^{(-y^+/A^+)} \right]^2 \\ b = 1 ; A^+ = 27 ; k = 0,4 \end{cases}$$

Pour  $y^+ > 100$  la vitesse est donnée par la loi déficitaire de COLES:

$$U^+ = (1/k) \text{Ln}(y^+) + c + (\Pi/k) w(y/\delta)$$

où

$$\begin{aligned} w(y/\delta) &= 2 \sin^2 \left[ (\pi/2) (y/\delta) \right] \\ c &= 5,24 \end{aligned}$$

et où la constante  $\Pi$  est calculée à la frontière de la couche limite:

$$U_c/u_\tau = (1/k) \text{Ln}(\delta^+) + c + 2(\Pi/k)$$

d'où

$$(U_e - U)/u_\tau = -(1/k) \text{Ln}(y/\delta) + (\Pi/k) [2 - w(y/\delta)]$$

