

N° d'ordre 97-08

ANNEE 1997

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON
ECOLE DOCTORALE: Mécanique Energétique

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**
Spécialité: THERMIQUE ENERGETIQUE

par Latifa **SKANDAJI REZG**

Soutenue le 20 Février 1997

**ETUDE DE LA STRUCTURE D'UNE COUCHE LIMITE
TURBULENTE SOUMISE A DES OSCILLATIONS
TRANSVERSALES DE LA PAROI**

Jury MM F. ANSELMET (*rapporteur*)
K.S. CHOI
J.N. GENGE
D. JEANDEL
F. LAADHARI
P. LUCHINI (*rapporteur*)

N° d'ordre 97-08

ANNEE 1997

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON
ECOLE DOCTORALE: Mécanique Energétique

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**
Spécialité: THERMIQUE ENERGETIQUE

par **Latifa SKANDAJI REZG**

Soutenue le 20 Février 1997

**ETUDE DE LA STRUCTURE D'UNE COUCHE LIMITE
TURBULENTE SOUMISE A DES OSCILLATIONS
TRANSVERSALES DE LA PAROI**

Jury MM F. ANSELMET (*rapporteur*)
K.S. CHOI
J.N. GENGE
D. JEANDEL
F. LAADHARI
P. LUCHINI (*rapporteur*)

LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES

A. du 30.03.82 Art. 21 et A. du 23.11.88

Directeur : Etienne PASCAUD
 Directeur Adjoint : Léo VINCENT
 Directeur des Etudes : Jean ROZINOER
 Directeur Administration de la Recherche : Francis LEBOEUF

DEPARTEMENT	NOM-PRENOM	FONCTION
ACOUSTIQUE	COMTE-BELLOT Geneviève	PROFESSEUR
	JUVE Daniel	---
	ROGER Michel	---
	GALLAND Marie-Annick	MAITRE DE CONFERENCES
	BLANC-BENON Philippe	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	SUNYACH Michel	PROFESSEUR IUT LYON I
ELECTRONIQUE LEAME	BLANCHET Robert	PROFESSEUR
	LE HELLEY Michel	---
	HELLOUIN Yves	MAITRE DE CONFERENCES
	VIKTOROVITCH Pierre	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	HOLLINGER Guy	---
	GENDRY Michel	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	KRAWCZYK Stanislas	---
	TARDY Jacques	---
ELECTROTECHNIQUE CEGELY	AURIOL Philippe	PROFESSEUR
	NICOLAS Alain	---
	BEROUAL Abderrahmane	MAITRE DE CONFERENCES
	ROJAT Gérard	---
	NICOLAS Laurent	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
MACHINES THERMIQUES	ARQUES Philippe	PROFESSEUR
	BRUN Maurice	---
	CHAMPOUSSIN Jean-Claude	---

<p>MATERIAUX MECANIQUE PHYSIQUE</p>	<p>GUIRALDENQ Pierre TREHEUX Daniel VANNES Bernard VINCENT Léo</p> <p>BLANC-BENON Jean BRUGIRARD Jean</p> <p>NGUYEN Du</p> <p>FAYEULLE Serge JUVE Denyse</p>	<p>- 2 -</p> <p>PROFESSEUR --- --- ---</p> <p>PROFESSEUR LYON I ---</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES</p> <p>CHARGE DE RECHERCHE CNRS INGENIEUR D'ETUDES</p>
<p>MATHEMATIQUES INFORMATIQUE SYSTEMES</p>	<p>DAVID Bertrand MARION Martine MAITRE Jean-François MOUSSAOUI Mohand Arezki THOMAS Gérard</p> <p>MUSY François ROZINOER Jean</p>	<p>PROFESSEUR --- --- --- ---</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES ---</p>
<p>MECANIQUE DES FLUIDES</p>	<p>MATHIEU Jean ALCARAZ Emilio JEANDEL Denis LEBOEUF Francis SCOTT Jean</p> <p>BATAILLE Jean BUFFAT Marc GAY Bernard GENCE Jean-Noël LANCE Michel</p> <p>BEN HADID Hamda HAMADICHE Mahmoud</p> <p>MOREL Robert</p> <p>CAMBON Claude</p> <p>BERTOGLIO Jean-Pierre ESCU DIE Dany FERRAND Pascal HENRY Daniel</p>	<p>PROFESSEUR EMERITE PROFESSEUR --- --- ---</p> <p>PROFESSEUR LYON I --- --- --- ---</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES LYON I ---</p> <p>PROFESSEUR INSA</p> <p>DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS</p> <p>CHARGE DE RECHERCHE CNRS --- --- --- ---</p>

<p>MECANIQUE DES SOLIDES</p>	<p>CAMBOU Bernard JEZEQUEL Louis SIDOROFF François</p> <p>SURRY Claude</p>	<p>- 3 -</p> <p>PROFESSEUR</p> <p>PROFESSEUR ENISE</p>
<p>PHYSICOCHIMIE DES INTERFACES</p>	<p>CLECHET Paul JOSEPH Jacques MARTELET Claude MARTIN Jean-René PORTE Louis</p> <p>ROBACH Yves STREMSDOERFER Guy</p> <p>JAFFREZIC Nicole</p> <p>SOUTEYRAND Elyane</p>	<p>PROFESSEUR</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES ...</p> <p>DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS</p> <p>CHARGE DE RECHERCHE CNRS</p>
<p>PHOTACATALYSE</p>	<p>PICHAT Pierre HERRMANN Jean-Marie HOANG-VAN Can</p>	<p>DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS ...</p>
<p>TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES</p>	<p>GEORGES Jean-Marie SABOT Jean MARTIN Jean-Michel</p> <p>DONNET Christophe</p> <p>MATHIA Thomas KAPSA Philippe</p> <p>LOUBET Jean-Luc MAZUYER Denis</p> <p>LE BOSSE Jean-Claude</p> <p>LOPEZ Jacques</p> <p>ROUSSEAU Jacques</p>	<p>PROFESSEUR</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES</p> <p>DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS ...</p> <p>CHARGE DE RECHERCHE CNRS ...</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES INSA</p> <p>MAITRE DE CONFERENCES UCB</p> <p>PROFESSEUR ENISE</p>

A la mémoire de mon beau-père

A mon mari, à ma fille salma

A mes parents, à ma belle-mère et à ma tante

Remerciements

J'exprime toute ma profonde gratitude à Monsieur D. Jeandel, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, qui m'a accueilli au sein du laboratoire et m'a fait l'honneur de juger ce travail.

Que Monsieur F. Laadhari, Maître de Conférences à l'Université Claude Bernard LYON I, qui m'a proposé ce sujet de thèse, sache combien j'ai eu le plaisir de travailler avec lui. Il m'a soutenu et guidé au long de ces années passées sous sa pleine responsabilité.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur J.N. Gence, Professeur à l'Université Claude Bernard LYON I, de m'avoir fait l'honneur de présider ce Jury.

Mes remerciements à Monsieur F. Anselemet, Chargé de Recherche CNRS ainsi qu'à Monsieur P. Luchini, Professeur à l'Ecole Polytechnique de Milan, pour avoir accepté d'être membres de ce Jury et rapporteurs de cette thèse.

Mes sincères remerciements à tous les membres du Laboratoire et le personnel de la société METRAFLU, qui m'ont aidé et soutenu durant cette étude.

Je remercie enfin ma famille : mon mari, mes parents ainsi que mes beaux-parents pour leur soutien moral, leur sollicitude et leur tendre affection.

Résumé

Dans cette thèse l'étude expérimentale présentée concerne la réduction du frottement et de la turbulence dans une couche limite. Cette réduction est produite par des oscillations transversales périodiques appliquées au niveau de la paroi sur laquelle se développe une couche limite turbulente. Les simulations numériques directes de Jung *et al.* (1992) de l'écoulement de canal soumis à des oscillations périodiques, dans la direction transversale, sont à l'origine de cette étude. Elles montrent en effet, une réduction de l'activité turbulente et du frottement qui peut atteindre jusqu'à 40%. Ces réductions ont été également observées dans d'autres études de simulations numériques directes d'une couche limite tridimensionnelle sous l'action d'un gradient de pression transversal constant appliqué à l'écoulement. Les processus qui sont à la base de ces réductions ont été attribués à une modification fondamentale de la structure de l'écoulement très près de la paroi et notamment à une modification de l'interaction qui existe entre les "streaks" et les tourbillons longitudinaux. Les résultats obtenus dans cette étude confirment ces mécanismes et montrent de bon accord avec les simulations de Jung *et al.* (1992).

Les principaux résultats sont les suivants : L'analyse de la tension de Reynolds \overline{uv} dans les quatre quadrants montre une augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesses longitudinales positives, liée à un changement du mécanisme de production de la turbulence près de la paroi. Les corrélations spatio-temporelles de la fluctuation de vitesse longitudinale ainsi que les mesures de vorticités montrent des changements importants aux niveaux des structures "typiques" de la couche limite. On observe notamment une augmentation de l'espacement transversal moyen entre les "streaks", une diminution de la période moyenne des éjections ainsi qu'une réorientation des structures dans la direction transversale. Les bilans effectués à partir de l'équation de transport de l'énergie cinétique montrent, dans la zone où le cisaillement transversal est important, une réduction du terme de diffusion visqueuse de l'énergie qui tend à atténuer la diminution de l'énergie cinétique turbulente.

Abstract

This thesis describes an experimental study concerning skin friction and turbulence reduction in a boundary layer. This reduction is obtained by a cyclic spanwise oscillations to the wall where the turbulent boundary layer is developed. This study is motivated by the direct numerical simulation results of a channel flow subjected to an oscillatory spanwise cross-flow of Jung *et al.* (1992). They showed a reduction of turbulence activity and turbulent drag up to 40%. This reduction has also been observed by other studies of three-dimensional boundary layer produced by a constant pressure gradient. These mechanisms have been attributed to fundamental modifications of the near-wall structures, especially to the modification of the interaction between the "streaks" and streamwise vortices. This study also confirms these mechanisms and the findings of Jung *et al.* (1992).

The principal results are as follows : Quadrant analysis of the Reynolds shear stress \overline{uv} shows an increase in intensities of wallward motion linked to change of the turbulence production mechanism near the wall. Space-time streamwise velocity correlations and vorticity measurements show important changes of "typical" structures of a boundary layer. Especially, we found an increase of the mean spanwise "streak" spacing, a decrease of a mean period of "ejections" as well as a turning of structures towards spanwise direction. Transport equation of kinetic energy shows a decrease of viscous diffusion term in the region of high spanwise shear that leads to attenuate the decrease of turbulent kinetic energy.

Mots clés : Couche limite turbulente - réduction de la turbulence - réduction du frottement

Key words : Turbulent boundary layer - turbulence reduction - skin friction reduction

Nomenclature

(x, y, z)	Direction longitudinale, normale et transversale à l'écoulement
(U, V, W)	Composantes instantanées du vecteur vitesse
(u, v, w) ou (u'', v'', w'')	Composantes fluctuantes du vecteur vitesse
$(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$	Composantes instationnaires du vecteur vitesse
(u', v', w')	Valeurs <i>RMS</i> des fluctuations des composantes de vitesse
U_{eff}	Vitesse efficace de refroidissement du fil chaud
\bar{U}	Vitesse moyenne longitudinale
U_∞	Vitesse extérieure de l'écoulement
$u_{\tau 0}$	Vitesse de frottement de la couche limite naturelle
u_τ	Vitesse de frottement de la couche limite manipulée
Ω_x	Composante instantanée de la vortacité longitudinale
ω_x	Fluctuation de la vortacité longitudinale
ω_x'	Valeur <i>RMS</i> de la fluctuation de la vortacité longitudinale
d	Diamètre du fil chaud
l	Longueur du fil chaud
Δs	Séparation entre deux fils chauds d'une sonde
C_f	Coefficient de frottement
$\Delta C_f / C_{f0}$	Réduction du frottement
B	Constante de la loi logarithmique
f	fréquence des oscillations de la plaque
ΔZ	Amplitude de déplacement transversal de la plaque
W_p	Amplitude de la vitesse transversale de la plaque
q^2	Energie cinétique turbulente

ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
P	Production de l'énergie cinétique turbulente
$L_{11}^{(i)}$	Echelle intégrale de longueur associée à la corrélation $R_{uu}(\Delta x_i)$
ν	Viscosité cinématique
τ_p	Contrainte de cisaillement pariétale
δ	Epaisseur de la couche limite
θ	Epaisseur de quantité de mouvement
δ_1	Epaisseur de déplacement
δ_s	Epaisseur de la couche de stokes
λ	Espacement transversal entre les "streaks"
$\lambda_{11}^{(i)}$	Echelle de Taylor associée à la corrélation $R_{uu}(\Delta x_i)$
η	Echelle de Kolmogorov
a^+	Quantité a normalisée par : $u_{\tau 0}$ et ν
a^*	Quantité a normalisée par : u_τ et ν

TABLE DES MATIERES

I	Introduction	5
II	Etude Bibliographique	9
II.1	Couche limite naturelle	9
II.1.1	Définition de la couche limite	9
II.1.2	Structure turbulente de la couche limite	10
II.1.3	Les "Streaks"	11
II.1.4	Tourbillons longitudinaux	11
II.1.5	Zone de cisaillement	14
II.2	Couche limite manipulée : Contrôle passif	15
II.2.1	Parois rainurées ou "riblets"	16
II.2.2	Insertion de lamelle dans la région externe	17
II.2.3	Polymères	18
II.2.4	Surfaces viscoélastiques	20
II.3	Couche limite manipulée : Contrôle Actif	21
II.4	Réduction de la turbulence liée à des effets tridimensionnels	22
II.5	Manipulation par des oscillations transversales	24
II.6	Conclusion	26
III	Installation expérimentale et techniques de mesures	27
III.1	Description de l'installation expérimentale	27
III.1.1	Description du corps de soufflerie	27
III.1.2	Description de la veine d'essais	28
III.1.3	Dispositif d'oscillation de la plaque	28
III.1.4	Chariot de mesure et positionnement des sondes	29
III.1.5	Systèmes de déplacement des sondes pour les mesures de corrélations	30
III.1.6	Système d'acquisition et analyse des données	30
III.1.7	Anémomètres	31
III.2	Méthodes de mesures	31
III.2.1	Mesures des vitesses moyennes et turbulentes	31
III.2.2	Mesures des gradients de la composante longitudinale de vitesse	33
III.2.3	Mesures des gradients de vitesses, $\frac{\partial V}{\partial z}$ et $\frac{\partial W}{\partial y}$	33
III.2.4	Mesures des gradients de vitesses, $\frac{\partial V}{\partial y}$ et $\frac{\partial W}{\partial z}$	34
III.2.5	Mesures de la vorticité longitudinale	35
III.2.6	Mesure du frottement pariétal	36
III.3	Traitements statistiques	36
III.3.1	Moyenne de phase	37
III.3.2	Analyse dans les quatre quadrants	37
III.3.3	Corrélations spatiales et spatio-temporelles	39
III.3.4	Echelles intégrales et micro-échelles de Taylor	39

IV Propriétés statistiques de la couche limite naturelle	41
IV.1 Grandeurs liées au champ moyen	42
IV.1.1 Vitesse moyenne	42
IV.1.2 Gradient de vitesse moyenne	43
IV.2 Grandeurs fluctuantes	47
IV.2.1 Moments d'ordre deux des fluctuations de vitesse	47
IV.2.2 Tension de Reynolds	47
IV.2.3 Intensités turbulentes	49
IV.2.4 Moments d'ordre trois et quatre des fluctuations de vitesse	50
IV.3 Moments des fluctuations des gradients	52
IV.3.1 Moments d'ordre deux des fluctuations de gradient de vitesse	52
IV.4 Moments de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité	59
IV.4.1 Moment d'ordre deux de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité	59
IV.4.2 Moments d'ordre trois et quatre de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité	59
IV.4.3 Micro-échelles de Taylor	60
IV.5 Analyse des quatre quadrants	62
IV.5.1 Contribution des quadrants de uv à la contrainte de Reynolds	62
IV.5.2 Périodes moyennes des "éjections"	62
IV.6 Equations de transport des tensions de Reynolds	64
IV.6.1 Bilan de la tension $\overline{u^2}$	65
IV.6.2 Bilan de la tension $\overline{v^2}$	66
IV.6.3 Bilan de la tension $\overline{w^2}$	66
IV.6.4 Bilan de la tension de Reynolds \overline{uv}	67
IV.6.5 Bilan de l'énergie cinétique turbulente	69
IV.7 Conclusion	71
V Résultats	75
V.1 Caractéristiques du mouvement instationnaire	75
V.2 Grandeurs moyennes	79
V.2.1 Champ de vitesse moyenne	79
V.2.2 Gradient de vitesse moyenne	79
V.3 Grandeurs caractéristiques	81
V.3.1 Constante B de la loi logarithmique	81
V.3.2 Réduction du frottement	81
V.3.3 Epaisseurs intégrales	83
V.3.4 Epaisseur de la sous couche visqueuse	84
V.4 Moments d'ordre deux des fluctuations des composantes de vitesse	84
V.4.1 Valeurs RMS des fluctuations des composantes U, V, W	84
V.4.2 Intensités turbulentes	87
V.5 Tensions de Reynolds	89
V.5.1 Coefficient de corrélation R_{uv}	89
V.5.2 Evolution longitudinale des intensités turbulentes et des tensions de Reynolds	91
V.6 Energie cinétique et production turbulente	91
V.6.1 Energie cinétique turbulente	91
V.6.2 Production turbulente	92
V.7 Valeurs RMS des gradients de vitesse et de la composante longitudinale de vorticité	93
V.7.1 Coefficient de corrélation $R_{\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t}}$	96
V.8 Moments d'ordre trois et quatre des fluctuations des composantes de vitesse	96
V.8.1 Moments d'ordre trois des fluctuations des composantes de vitesse	96
V.8.2 Moments d'ordre quatre des fluctuations des composantes de vitesse	98
V.9 Densités de probabilités	98
V.9.1 Densités de probabilités des fluctuations des composantes de vitesse	98
V.9.2 Densité de probabilité jointe entre u et v	102

V.9.3	Densités de probabilités des gradients de la vitesse longitudinale et de la composante longitudinale de la vortacité	105
V.10	Analyse des quatre quadrants	105
V.10.1	Contribution des quatre quadrants à la tension de Reynolds	105
V.10.2	Périodes et durées moyennes des éjections et des “sweeps”	106
V.11	Corrélations spatiales et spatio-temporelles de la vitesse longitudinale	109
V.11.1	Corrélations dans la direction longitudinale	109
V.11.2	Corrélations dans la direction normale	109
V.11.3	Corrélations dans la direction transversale	113
V.12	Bilans des tensions de Reynolds	118
V.12.1	Bilan de l'énergie cinétique turbulente	118
V.12.2	Bilan de la tension $\overline{u^2}$	118
V.12.3	Bilan de la tension $\overline{v^2}$	118
V.12.4	Bilan de la tension $\overline{w^2}$	119
V.12.5	Bilan de la tension \overline{uv}	119
V.13	Conclusion	122

VI Conclusions et perspectives

Chapitre I

Introduction

D'un point de vue pratique, les différentes techniques de réduction du frottement et de la turbulence dans un écoulement ne trouvent pas toutes un champ d'application, du fait des difficultés de leur mise en œuvre. Malgré cela, on continue à développer des études, utilisant certaines de ces techniques, dans le but de mieux comprendre les mécanismes responsables de cette réduction.

De nombreux travaux réalisés sur les “manipulateurs” de couche limite turbulente, ont été consacrés à la comparaison ou l'optimisation de dispositifs permettant une réduction maximale du frottement. Mais depuis une vingtaine d'années, les études expérimentales et numériques, se sont attachées essentiellement à l'identification et à la compréhension des effets de ces dispositifs sur les mécanismes turbulents en couche limite et en définitive aux processus qui sont à la base de cette réduction.

La présente étude s'inscrit dans ce cadre, elle consiste à introduire des oscillations transversales périodiques au niveau de la paroi sur laquelle se développe une couche limite turbulente. Les simulations numériques directes d'Akhavan *et al.* (1993) et de Jung *et al.* (1992) de l'écoulement de canal soumis à des oscillations périodiques, dans la direction transversale, sont à l'origine de cette étude. Elles montrent en effet une réduction de l'activité turbulente et du frottement. L'écoulement tridimensionnel et instationnaire ainsi créé reste néanmoins bidimensionnel et stationnaire en moyenne, ce qui constitue un avantage indéniable pour l'approche expérimentale.

Les écoulements turbulents rencontrés dans les applications industrielles ont souvent un caractère tridimensionnel instationnaire. Ils ont généralement lieu dans des géométries complexes. C'est le cas par exemple de l'écoulement sur une aile en flèche, sur le fuselage d'un avion en incidence modérée ou dans les turbomachines (couche limite sur le moyeu de machines tournantes, écoulement dans les canaux inter-aubes...). Des études numériques et expérimentales ont été réalisées dans le but de mieux comprendre les mécanismes des écoulements tridimensionnels. Dans le cas d'un gradient de pression transversal constant appliqué à l'écoulement, les simulations numériques directes (DNS) de Moin *et al.* (1990) montrent une réduction de la production turbulente et du frottement. Cette réduction est observée aussi sur toutes les quantités turbulentes telles que les tensions de Reynolds et l'énergie cinétique turbulente. De plus, elle s'accompagne d'une augmentation de la dissipation visqueuse. Cependant, cette réduction se manifeste uniquement pendant la phase transitoire, précédant le rétablissement d'un état bidimensionnel avec une nouvelle orientation et un nombre de Reynolds plus élevé. Parallèlement à ces études et dans le but d'une meilleure compréhension des mécanismes physiques de la couche limite tridimensionnelle, Coleman *et al.* (1995) se sont intéressés, à l'aide de DNS, à l'action d'une vitesse transversale constante, appliquée à une faible épaisseur de fluide située près de la paroi. Ils observent, pendant la phase transitoire succédant à l'application de cette vitesse, une réduction maximale de l'énergie cinétique, quand le cisaillement transversal est appliqué dans la région de très proche paroi ($5 \leq y^+ \leq 10$).

D'autres écoulements présentant des réductions du frottement, peuvent apporter des informations susceptibles d'aider à une meilleure compréhension de ces mécanismes. Parmi ceux-ci, on

peut citer les effets stabilisateurs de la rotation ou de l'aspiration.

Plusieurs explications de la réduction de la turbulence et du frottement ont été proposées à ce propos. Sendstad & Moin (1991) ont attribué ces réductions à une modification de l'interaction qui existe entre les "streaks" et les tourbillons longitudinaux. Dans une couche limite, les tourbillons longitudinaux présents au voisinage de la paroi, éjectent d'un côté du fluide à faible vitesse provenant des couches inférieures, créant ainsi des zones de fluide décéléré ("low speed streaks"). De l'autre côté ils entraînent, de l'extérieur vers la paroi, du fluide à plus grande vitesse créant ainsi des zones accélérées ("high speed streaks"). En présence d'un gradient de pression transversal, les tourbillons longitudinaux sont convectés dans la direction transversale et décalés par rapport aux "streaks". Ils vont alors injecter du fluide accéléré dans les "low speed streaks" et du fluide décéléré dans les zones accélérées ("high speed streaks"), de façon à diminuer les échanges de quantité de mouvement entre l'extérieur et la zone de proche paroi. Coleman *et al.* (1995) ont confirmé ce mécanisme, en indiquant de plus que la réduction de l'énergie cinétique turbulente est essentiellement liée à la modification de la structure de l'écoulement dans la région $y^+ \leq 10$.

Ces différents mécanismes doivent être présents dans l'écoulement sur une paroi oscillante en envergure du fait du cisaillement transversal et même peut être amplifiés par la périodicité. Ceci semble être confirmé par les récentes DNS de l'écoulement dans un canal oscillant dans la direction transversale de Baron & Quadrio (1996). Ces derniers attribuent la réduction de la turbulence à une décorrélation entre les "streaks", situés à $y^+ \leq 10$, et les tourbillons longitudinaux, situés à une position plus élevée.

L'objectif de cette étude consiste dans un premier temps, à reproduire expérimentalement les simulations numériques de l'écoulement sur une paroi oscillante (Jung *et al.* 1992; Baron & Quadrio 1996). Cette étude est la première de nature expérimentale développée sur ce sujet de recherche. Une telle expérience présente un grand intérêt dans l'étude de la réponse d'une couche limite turbulente à une excitation transversale périodique dans le temps. Les effets d'une telle excitation sur les structures cohérentes permettront alors de mieux cerner la dynamique de ces structures près de la paroi.

Le deuxième objectif de cette étude est d'apporter de nouvelles informations par rapport aux études antérieures de DNS. Ces informations consistent à étudier les effets des paramètres qui fixent la vitesse d'oscillation de la plaque (fréquence et amplitude des oscillations) et ceci pour différents nombres de Reynolds de l'écoulement.

Dans le chapitre *I*, nous présentons, à partir d'une étude bibliographique, l'état actuel des connaissances acquises sur la couche limite turbulente. Ensuite, les principales informations, disponibles dans la littérature, à propos de la réduction de la turbulence et la modification de la structure de la couche limite manipulée par des techniques dites "passives" ou "actives", sont rappelées.

Le chapitre *II*, est consacré à l'installation expérimentale et les différentes méthodes de mesures et d'investigations mises en œuvre durant cette étude. Plusieurs sondes à fils chauds ont été développées spécifiquement pour cette étude, afin d'acquérir le maximum d'informations sur les champs turbulents de vitesse et de vorticité.

Le chapitre *III* est consacré essentiellement aux comparaisons des résultats, obtenus dans la couche limite non manipulée, à ceux des études expérimentales et numériques antérieures, afin de valider les différentes mesures réalisées. Ces résultats concernent les champs moyens et fluctuants de vitesse et de vorticité. Certains résultats sont inédits et montrent qu'à l'aide de techniques classiques, on peut accéder à des quantités qui paraissaient inaccessibles par la mesure. La comparaison de ces résultats avec les simulations numériques prouve d'une part la faisabilité des techniques employées et d'autre part, leur fiabilité.

Le chapitre *IV* présente l'analyse des résultats obtenus à partir de mesures en un point et de corrélations en deux points dans la couche limite manipulée. Les caractéristiques du champ de vitesse instationnaire sont examinées à l'aide de moyennes de phase. Les grandeurs relatives au champ moyen sont présentées afin de caractériser de façon globale les effets des oscillations. Les modifications du champ turbulent de vitesse et de vorticité sont examinées à l'aide de moyenne temporelle et de manière plus fine, avec les densités de probabilités. Les mécanismes liés aux événements et structures typiques de l'écoulement de proche paroi sont analysés à l'aide de moyennes conditionnelles et de corrélations spatio-temporelles. Enfin, les bilans des tensions de Reynolds sont présentés. Ces bilans permettent, en plus de l'analyse des changements des différents termes des équations de transport, d'acquérir une information très importante dans la modélisation et la compréhension de la turbulence : la corrélation pression-déformation.

Enfin, un bilan de cette étude est effectué et des orientations sont proposées dans la perspective d'une suite à ce travail.

Chapitre II

Etude Bibliographique

Ce chapitre se compose de cinq parties. Dans la première partie nous rappelons la définition de la couche limite turbulente puis nous présentons brièvement l'état actuel des connaissances acquises sur celle-ci afin de mieux comprendre les modifications produites lorsqu'elle devient tridimensionnelle ou lors de sa manipulation. La deuxième et la troisième partie sont consacrées à la couche limite manipulée à l'aide des différentes techniques de contrôle "passives" puis "actives" et présentent un résumé des principales études dédiées à la réduction du frottement et de la turbulence dans la couche limite sous l'action de ces manipulateurs. Dans la quatrième partie, les mécanismes responsables de ces réductions sont détaillés dans le cas de la couche limite tridimensionnelle. Dans la dernière partie nous présentons un résumé des résultats des simulations numériques directes traitant de la réduction de la turbulence dans un écoulement de canal soumis à des oscillations transversales.

Enfin une comparaison sera effectuée entre ces différentes études pour faire apparaître les éventuels traits communs des mécanismes responsables des réductions observées.

II.1 Couche limite naturelle

II.1.1 Définition de la couche limite

On définit généralement la couche limite comme une région de faible épaisseur produite par l'écoulement d'un fluide visqueux en présence d'un obstacle. Une couche limite est qualifiée de laminaire, quand la valeur du nombre de Reynolds Re_x (ordre de grandeur du rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses) est inférieur à une valeur critique, d'environ 3×10^5 ; dans le cas contraire elle est qualifiée de turbulente.

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente (Townsend 1951; Klebanoff 1954; Laufer 1954; Kovaszney 1967) ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs cinématiques caractéristiques différentes.

Dans la région de proche paroi, les grandeurs cinématiques sont généralement reliées aux paramètres internes de la couche limite, à savoir u_τ , la vitesse de frottement à la paroi et ν la viscosité cinématique du fluide. On définit ainsi les grandeurs adimensionnelles telles que la vitesse moyenne \bar{U}^+ et la distance y^+ par : $\bar{U}^+ = \bar{U}/u_\tau$ et $y^+ = yu_\tau/\nu$. Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme δ l'épaisseur de la couche limite et U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. Ainsi le profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente permet de distinguer trois régions :

- La sous couche visqueuse, valable pour $0 \leq y^+ \leq 5$ où la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente. Dans cette région le profil de vitesse moyenne est linéaire, $\bar{U}^+ = y^+$.

- Une deuxième région, où la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes. Elle se compose d'une "zone tampon" appelée aussi "buffer layer" valable pour $5 \leq y^+ \leq 30$, et d'une zone logarithmique définie par

$$\overline{U}^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B, \quad (\text{II.1})$$

valable pour $30 \leq y^+ \leq 200$. k étant la constante universelle de Von Karman et B une constante voisine de 5. La sous couche visqueuse et cette deuxième région constituent la région interne de la couche limite turbulente et qui correspond à la zone $y \leq 0.2\delta$.

- Une région externe où la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence. Elle est valable pour $y/\delta \geq 0.2$. Dans cette région, on parle de loi de vitesse déficitaire qui est donnée par :

$$\frac{U_\infty - \overline{U}}{u_\tau} = \Phi\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

où $U_\infty - \overline{U}$, représente le déficit de vitesse par rapport à la vitesse extérieure. La fonction Φ , n'est pas universelle car elle peut être influencée par de nombreux paramètres comme le gradient de pression, le nombre de Reynolds ou les conditions de développement de la couche limite en amont de l'abscisse x .

Notons que la transition entre ces différentes régions nécessite un recouvrement des profils de vitesse valables dans deux régions voisines.

II.1.2 Structure turbulente de la couche limite

Depuis la fin des années soixante, de nombreuses études ont mis en évidence l'existence de différents types de structures turbulentes dans un écoulement de couche limite. Actuellement, on ne dispose pas de modèles capables d'établir clairement les relations spatio-temporelles entre ces différentes structures, ni la dynamique qui les anime et les liens de cause à effet qui les relie. Les seuls résultats sûrs portent sur la détection et la reconnaissance d'événements bien marqués qui jouent un rôle primordial dans le mécanisme de production et de maintien de la turbulence. Ainsi plusieurs travaux ont été réalisés dans le but d'une meilleure compréhension des liens entre ces structures, afin d'élaborer des modèles de calcul de plus en plus fidèle à la réalité phénoménologique.

Ces travaux sont d'une part, de nature expérimentale (corrélations spatiales de vitesse, analyses conditionnelles, visualisations) et d'autre part numériques à l'aide de l'exploitation des résultats de simulations directes des équations de Navier Stokes.

A l'origine de ces travaux, les visualisations effectuées par le groupe de l'Université de Stanford (Kline *et al.* 1967; Kim *et al.* 1971) qui ont révélé l'existence dans la zone de proche paroi d'une séquence d'événements "organisés" contribuant de façon prépondérante à la production de l'énergie cinétique turbulente. Cette séquence a été dénommée "burst" est divisée en trois phases :

- émergence dans la zone de proche paroi de zones de fluide fortement décéléré, dénommées "low speed streaks" (*Streaks formation*),
- soulèvement progressif accompagné de faibles oscillations de ces "streaks" (*streaks lifting*),
- amplification des oscillations et apparition de mouvements plus désordonnés (*breakup*)

Ces observations changèrent complètement l'idée que l'on avait à l'époque de la structure de la couche limite turbulente et depuis, les études effectuées dans ce type d'écoulement se sont essentiellement attachées à l'aspect "organisé" de l'écoulement.

Parallèlement aux études menées par le groupe de Stanford, Corino & Brodkey (1969) ont observé à l'aide de visualisations de l'écoulement en conduite, deux types d'événements dominant les échanges de quantité de mouvement entre la zone de paroi et la zone centrale :

- Un événement correspondant à une éjection de fluide de manière violente de la paroi vers l'extérieur,

- un événement, dénommé par ces auteurs “sweeps”, au cours duquel du fluide provenant de la partie supérieure et possédant donc une vitesse plus élevée vient remplacé le fluide éjecté.

Les observations accumulées durant cette période semblaient indiquer que ces différents événements pouvaient être caractérisés uniquement à l’aide de critères purement cinématiques.

L’analyse dans les quatre quadrants du plan (u, v) , technique développée par Wallace *et al.* (1972) et basée sur un traitement conditionnel des composantes fluctuantes de la vitesse en fonction de leur signe, a permis de quantifier la contribution des différents événements cinématiques à la tension de Reynolds \overline{uv} (Lu & Willmarth 1973; Comte-Bellot *et al.* 1978). A l’extérieur de la sous couche visqueuse, $y^+ \geq 12$, les éjections (quadrant 2) ont une contribution prépondérante à la tension moyenne \overline{uv} et atteint environ 70%. Dans la région de proche paroi, $y^+ \leq 12$, les événements associés aux “sweeps” (quadrant 4) sont ceux qui contribuent le plus à la tension de Reynolds. A $y^+ = 12$, éjections et “sweeps” contribuent ensemble à environ 120% de la tension \overline{uv} ; tandis que les quadrants 1 et 3 ont une contribution opposée de 20% (Kim *et al.* 1987). Notons que les travaux de Bogard & Tiederman (1986), basés sur des mesures et des visualisations simultanées, ont confirmé la validité d’une telle analyse. Ils ont montré en effet qu’il y avait coïncidence entre les éjections détectées à partir des fluctuations de vitesse ($u < 0, v > 0$ et uv supérieur au seuil préconisé par Comte-Bellot *et al.* 1978) et les séquences de “bursting” observées sur les visualisations. En plus, Ils ont montré que les éjections pouvait être regroupées en deux catégories distinctes : (i) les éjections isolées et (ii) les éjections appartenant à un même “burst”. Cette classification leur a permis d’établir que la période d’apparition des “burst” est le double de celle des éjections prises séparément.

Plus récemment, les simulations numériques directes (DNS) d’écoulements turbulents, en particulier les simulations dans un canal plan (Kim *et al.* 1987) ou dans une couche limite (Spalart 1988) ont fourni des bases de données plus complètes sur ces structures. Les analyses effectuées à partir de ces données, notamment par Robinson (1991b), ont permis d’une part de dégager un consensus à propos de ces structures et, d’autre part, de montrer la complexité et le caractère tridimensionnel des structures observées.

Dans les paragraphes suivants nous allons présenter une synthèse des caractéristiques des différentes structures observées dans la couche limite ainsi que les liens qui existent entre elles.

II.1.3 Les “Streaks”

Depuis les travaux Kline *et al.* (1967), il a été montré l’existence à la paroi de structures longitudinales d’aspect filiforme correspondant à des régions de fluide accéléré ($u \geq 0$) et décéléré ($u \leq 0$). Ces structures ont été dénommées respectivement (“High Speed Streaks” en anglais (*HSS*)) et (“Low Speed Streaks” (*LSS*)). L’observation des *LSS* à partir des visualisations est facilitée par le fait que les traceurs injectés dans l’écoulement s’accumulent dans les régions à faible vitesse. Ils sont caractérisés par une dimension spatiale, exprimée en terme d’échelle de paroi ν/u_τ , de l’ordre de 1000 dans la direction de l’écoulement et de 20 à 80 dans la direction transversale. Ces structures sont espacées en moyenne de 100 échelles de paroi dans la direction transversale. Les *HSS* sont moins allongées que les *LSS*, par contre elles ont une taille plus importante dans la direction transversale ($\Delta z^+ = 40$ à 110).

II.1.4 Tourbillons longitudinaux

L’existence à la paroi de structures tourbillonnaires longitudinales, constituées de paires de tourbillons contrarotatifs, a été révélée à l’origine, par les visualisations (Kim *et al.* 1971; Grass 1971) ainsi que par les mesures de Bakewell & Lumley (1967). Depuis, des informations beaucoup plus approfondies sur ces tourbillons ont été fournies par les visualisations de Smith & Schwartz (1983) et de Kasagi *et al.* (1986) qui ont confirmé l’existence de ces tourbillons.

Les visualisations de Head & Bandyopadhyay (1981) effectuées au voisinage de la paroi dans un plan laser perpendiculaire à l’écoulement ont montré que les tourbillons longitudinaux et les “streaks” constituent une même structure. Ceci concorde bien avec les observations de Praturi

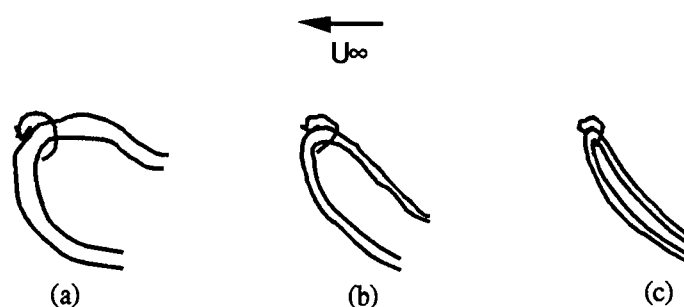


FIGURE II.1. Effet du nombre de Reynolds sur les caractéristiques des tourbillons dans la couche limite. (a) Re très faible (tourbillon en forme de boucle); (b) Re faible (tourbillon en forme de boucle allongée ou en forme de fer à cheval); (c) Re élevé (tourbillon en forme d'épingle à cheveux).

& Brodkey (1978) où les tourbillons longitudinaux apparaissent une fois que les “streaks” ont commencés à ce détacher de la paroi. Smith & Metzler (1983) et Smith & Schwartz (1983) ont également observé une forte corrélation entre l'apparition des tourbillons contrarotatifs et la formation des “streaks”.

Afin de décrire l'évolution spatio-temporelle de ces structures, plusieurs modèles ont été proposés. Ceux-ci ont pour base commune l'idée de Theodorsen (1952) selon laquelle, dans les écoulements turbulents cisailés, les structures dominantes sont des tourbillons en forme de fer à cheval ou d'épingles à cheveux (“hairpin”) inclinées vers l'aval d'un angle de 45° par rapport à la direction de l'écoulement moyen. Cette hypothèse a été confirmée par l'observation de ces tourbillons dans différents types d'écoulements cisailés. Dans le cas de la couche limite, les visualisations effectuées par Head & Bandyopadhyay (1981) dans un plan perpendiculaire à l'écoulement et incliné de $\pm 45^\circ$ par rapport à la paroi montrent que :

- pour des nombres de Reynolds élevés ($Re_\theta \geq 2000$), les tourbillons en forme d'épingles à cheveux naissent à la paroi et s'étendent sur une grande partie de l'épaisseur de la couche limite. Ils sont dans la plupart du temps inclinés de 40° à 45° par rapport à la direction de l'écoulement moyen (figure II.1.(c));
- pour des faibles nombres de Reynolds, les tourbillons en forme d'épingles à cheveux sont beaucoup moins allongés et sont mieux décrits par des tourbillons en forme de fer à cheval (figure II.1.(b)) ou en forme de boucle pour les nombres de Reynolds les plus faibles (figure II.1.(a)).

Ainsi, à partir de ces visualisations, il apparaît clairement que les tourbillons dans la couche limite ont la forme d'épingles à cheveux inclinés de 45° par rapport à l'écoulement et apparaissent sous forme de paires de tourbillons contrarotatifs dans un plan incliné à 135° .

Les analyses effectuées à partir des résultats de DNS, notamment par Robinson (1991b), montrent que les événements cinématiques correspondant aux éjections et “sweeps”, les zones de fluide accéléré et décéléré (“streaks”) ainsi que les zones de cisaillement; sont étroitement liés à la présence de ces tourbillons longitudinaux. Près de la paroi les éjections et les “sweeps” ont lieu côte à côte et sont étroitement associés aux tourbillons longitudinaux. Ceux-ci soulèvent du fluide de la paroi vers l'extérieur d'un côté et ramènent du fluide accéléré de l'extérieur vers la paroi de l'autre côté, créant ainsi respectivement des zones à faible et forte vitesse qui correspondent aux “streaks”. Entre ces deux régions apparaissent des zones de cisaillement intense (“shear layer”).

Afin de mieux comprendre les mécanismes donnant naissance à ces tourbillons, Sendstad & Moin (1992) ont étudié à l'aide de DNS la génération de ces tourbillons à partir d'une nappe de vorticité. Ils ont examiné la contribution des différents termes de l'équation instantanée de la vorticité longitudinale à la création et à l'évolution d'une telle nappe vers un tourbillon longitudinal.

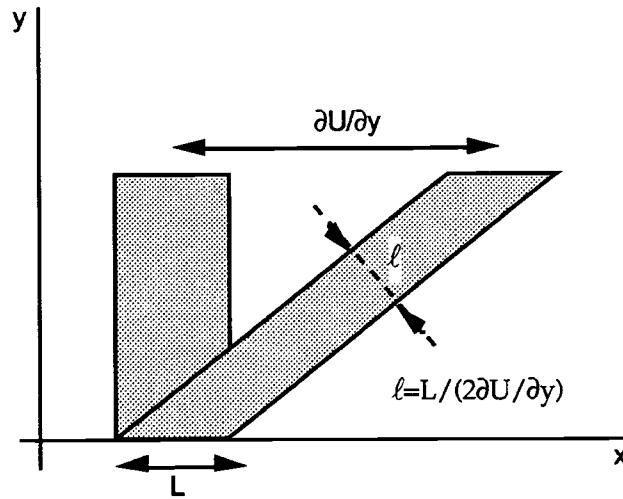


FIGURE II.2. Inclinaison et étirement liés au cisaillement. (Jiménez 1994)

Cette équation s'écrit :

$$\frac{D\Omega_x}{Dt} = \Omega_x \frac{\partial U}{\partial x} + \Omega_y \frac{\partial U}{\partial y} + \Omega_z \frac{\partial U}{\partial z} + \nu \nabla^2 \Omega_x \quad (\text{II.2})$$

Les deux termes du second membre de cette équation correspondent aux termes de production de vorticité par le gradient de vitesse et peuvent se simplifier comme suit :

$$\Omega_y \frac{\partial U}{\partial y} + \Omega_z \frac{\partial U}{\partial z} = \underbrace{\frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial z}}_I - \underbrace{\frac{\partial W}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial y}}_{II}$$

Les champs instantanés fournis par les simulations montrent que c'est essentiellement le terme II qui contribue le plus à la formation de la nappe de vorticité longitudinale. En effet l'inclinaison de cette nappe par rapport à la paroi engendre un fort gradient $\frac{\partial W}{\partial x}$ et de fortes valeurs de $\frac{\partial U}{\partial y}$ liées au cisaillement. Cette nappe s'enroule par la suite pour générer un tourbillon longitudinal. Une fois que le tourbillon longitudinal est formé, les DNS montrent que l'inclinaison du tourbillon ainsi formé s'accompagne d'un fort gradient $\frac{\partial U}{\partial x}$ à l'origine du mécanisme d'étirement (le premier terme du second membre de l'équation II.2) qui prend le relais. Ce dernier mécanisme devient prépondérant et amplifie l'intensité du tourbillon longitudinal.

Ces auteurs constatent d'une part que le gradient $\frac{\partial U}{\partial x}$ joue un rôle plus important que le cisaillement dans le mécanisme d'étirement et d'amplification des tourbillons longitudinaux au voisinage de la paroi et d'autre part, que ce mécanisme n'apparaît que si les tourbillons sont inclinés par rapport à la paroi. Ce résultat est très intéressant puisqu'il montre que seuls des tourbillons inclinés sont capables de se régénérer et de persister dans l'écoulement. Notons que les deux mécanismes d'étirement et d'inclinaisons sont étroitement liés car l'inclinaison des structures s'accompagne forcément d'un étirement (figure II.2). D'autant plus qu'on peut montrer que les deux gradients $\frac{\partial U}{\partial y}$ et $\frac{\partial U}{\partial x}$, responsables de ces deux mécanismes, sont fortement corrélés. Les résultats présentés par Sendstad & Moin (1992) montrent en effet que le gradient vertical est très fort au niveau de la ligne correspondant au centre du tourbillon incliné (points d'inflexion du profil vertical de U). Les évolutions de la vitesse longitudinale U , selon les deux directions x et y , représentées sur la figure II.4, montrent que les deux gradients $\frac{\partial U}{\partial x}$ et $\frac{\partial U}{\partial y}$ présentent des extremums localisés au niveau de la zone de cisaillement. Ceci est confirmé par les mesures de Randolph *et al.* (1987) du coefficient de corrélation entre ces deux gradients qui est de 60% à $y^+ = 11.6$.

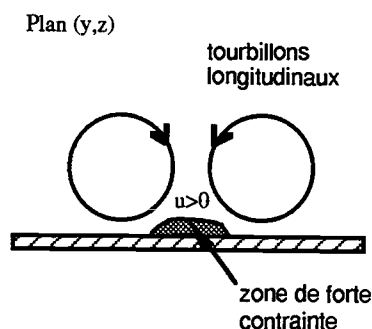


FIGURE II.3. Mécanisme de création de forte contrainte à la paroi.

La relation entre les tourbillons longitudinaux et le frottement à la paroi a été clairement établie par les résultats des DNS de Kravchenko *et al.* (1993). Ils ont calculé la corrélation en deux points entre la contrainte pariétale et la composante longitudinale de vorticité ω_x . Cette corrélation présente deux extremums de signe opposé situés à $\Delta x^+ = 90$, $y^+ = 20$, $\Delta z^+ = 18$ et $\Delta z^+ = -18$ pour le pic négatif et le pic positif, respectivement. Ainsi les fortes valeurs de la contrainte pariétale en un point donné sont étroitement liées à la présence de deux tourbillons longitudinaux contrarotatifs dont les centres sont situés à $y_c^+ = 20$ et à l'aval de ce point. La contrainte pariétale étant positive, le signe de la vorticité longitudinale est donné par celui de la corrélation, ce qui permet de déterminer le sens de rotation des deux tourbillons. La vorticité est donc (en moyenne) positive côté $\Delta z^+ < 0$ et négative du côté opposé, ce qui correspond à deux tourbillons contrarotatifs qui ramènent entre eux du fluide de l'extérieur vers la paroi (figure II.3) créant ainsi un fort gradient $\frac{\partial U}{\partial y}$. Le sens de rotation de ces tourbillons (moyens) est le contraire de celui des paires de tourbillons observés dans la zone de proche paroi (figures II.1 et II.5). Si l'on admet que les tourbillons dans la couche limite sont constitués en paires, les tourbillons à l'origine des fortes valeurs du frottement proviennent nécessairement de deux paires de tourbillons contrarotatifs distinctes. L'espacement entre ces paires de tourbillons pourrait donc constituer un paramètre important dans le mécanisme de réduction du frottement.

A partir des DNS de l'écoulement en canal plan, Kim *et al.* (1987) estiment que le centre de ces tourbillons est situé en moyenne à une distance $y_c^+ \simeq 20$ ce qui est en accord avec les résultats précédents. Cette position correspond d'ailleurs au maximum de la valeur *RMS* de la vorticité longitudinale. Ces tourbillons ont un diamètre moyen $d^+ \simeq 30$ et une longueur de 200 à 400. Ces résultats concordent avec les mesures de Smith & Schwartz (1983). Les DNS en couche limite (Robinson 1991b) montrent que très près de la paroi, $y^+ \leq 15$, ces tourbillons présentent une inclinaison moyenne de 11° par rapport à la paroi. Il est à noter que les résultats de Kravchenko *et al.* (1993) relatifs à la position des pics de corrélation, présentés dans le paragraphe précédent, donnent un angle d'environ 12° .

II.1.5 Zone de cisaillement

L'existence de zones de cisaillement dans la couche limite a été mise en évidence à l'origine par des visualisations (Kline *et al.* 1967; Corino & Brodkey 1969) ainsi que par des mesures de vitesse (Johansson *et al.* 1987a). Elles se situent d'une part, dans la région externe de la couche limite, à l'interface des zones turbulentes et du fluide irrotationnel qui pénètre dans la couche limite et d'autre part, dans la région de proche paroi entre les zones de fluide décéléré et accéléré. Les moyennes d'ensembles de la fluctuation de vitesse longitudinale obtenues à partir de l'échantillonnage à $y^+ = 15$ des événements ayant de fortes valeurs de $\partial u / \partial t$ pour les mesures (Johansson *et al.* 1987a) et de $\partial u / \partial x$ pour les DNS (Johansson *et al.* 1991); montrent que ces structures sont inclinées de 5° par rapport à la paroi dans la région de proche paroi ($y^+ \leq 10$) et de 18°

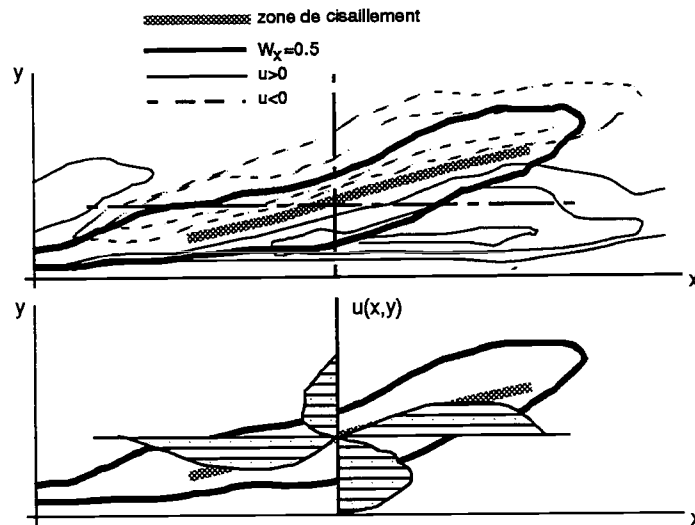


FIGURE II.4. Vitesse longitudinale associée à un tourbillon incliné d'après Sendstad & Moin 1992

dans la région située au-dessus. Ceci est en bon accord avec les inclinaisons des iso-corrélations spatio-temporelles des fluctuations de vitesse longitudinale entre deux points situés sur l'axe normal à la paroi données par plusieurs études antérieures (Kreplin & Eckelmann 1979a; Brown & Thomas 1977).

Dans la zone de proche paroi les zones de cisaillement intense se développent entre la poche de fluide éjectée et le fluide accéléré qui l'entoure. L'existence de ces zones est ainsi associée à de forts gradients instantanés de vitesse (figure II.5) ainsi qu'à de forte corrélation $\partial u / \partial y \partial u / \partial t$ (figure II.4). Les résultats de Johansson *et al.* (1991) montrent que ces zones de cisaillement génèrent de fortes fluctuations positives de pression et sont en moyenne situées à l'amont d'une éjection très intense ($u \simeq -2u_{rms}$ et $v \simeq v_{rms}$).

Les champs instantanés de vitesse et de vorticité fournis par les DNS (Robinson 1991b), montrent que dans la région $30 \leq y^+ \leq 80$ ces zones de cisaillement s'enroulent pour former des tourbillons transversaux qui génèrent par la suite d'intenses éjections.

Les différentes structures décrites ici, "streaks", éjections, "sweeps" et tourbillons longitudinaux ont toutes indiscutablement un rôle dans le mécanisme de production et de maintien de la turbulence dans une couche limite bidimensionnelle. Elles doivent donc jouer un rôle important dans les mécanismes de réduction de la turbulence et du frottement.

II.2 Couche limite manipulée : Contrôle passif

Les techniques de contrôle passif utilisées pour réduire la turbulence et le frottement dans les écoulements de couche limite turbulente sont nombreuses. Parmi les techniques les plus utilisées, on distingue celles correspondant aux manipulateurs dits internes, par exemple les rainures longitudinales placées à la paroi, appelées aussi "riblets" et les manipulateurs dits externes comme les "LEBU", placés dans la zone externe de la couche limite. L'utilisation de parois viscoélastiques ou l'injection de solutions de polymères dans l'écoulement, constituent également deux moyens de contrôle passif de la couche limite.

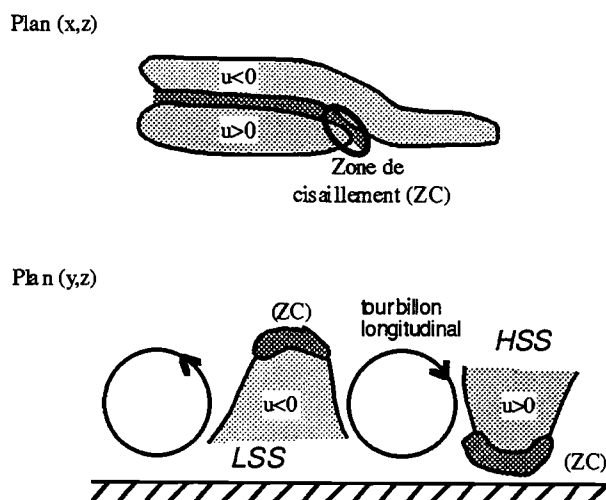


FIGURE II.5. Mécanisme de formation de la zone de cisaillement.

II.2.1 Parois rainurées ou “riblets”

Plusieurs études ont été menées afin de mettre en évidence les modifications de la couche limite engendrées par des rainures longitudinales de différentes formes (fines lamelles verticales, dents de scie, ...). La plupart de ces études ont été réalisées en régime turbulent. Cependant, quelques études ont été effectuées dans le cas d'écoulements laminaires afin de déterminer si les effets visqueux sont en partie responsables de la réduction de la traînée de frottement. Elles ont montré que la réduction du frottement était possible dans ce cas d'écoulement malgré la très forte augmentation de la surface (Djenidi *et al.* 1989).

Les premières études développées par Walsh (1980, 1982, 1983) sur la réduction du frottement turbulent en présence de “riblets” ont abouti à une réduction maximale de 8%, pour une hauteur et un espacement transversal des “riblets” inférieures à $25\nu/u_\tau$. Les dimensions optimales semblent se situer autour d'une hauteur $h^+ \approx 12$ et un rapport de forme compris entre 1 et 3. Des réductions de frottement ont été également obtenues dans des écoulements transsoniques (Coustols & Cousteix 1988; Squire & Savill 1989). Malgré ces résultats intéressants, la façon d'agir des “riblets” sur la couche limite reste encore flou.

A l'origine, deux mécanismes possibles ont été proposés :

- la réduction du frottement dans les vallées doit être plus importante de façon à compenser son augmentation sur les crêtes.
- Les “riblets” réduisent le transport de quantité de mouvement par l'atténuation du mouvement transversal du fluide, évitant ainsi le déclenchement du processus de “bursting” (Choi 1989; Savill 1987).

Les développements récents des DNS de l'écoulement turbulent en canal ont permis d'étudier l'action des “riblets”. La première étude est celle de Chu & Karniadakis (1993). Dans cette étude la paroi inférieure du canal est munie de “riblets” triangulaires. Une réduction des intensités turbulentes ainsi que des tensions de Reynolds a été observée. Les visualisations du champ instantané de vitesse et de vorticité montrent que le mécanisme essentiel de cette réduction est dû à l'atténuation du mouvement transversal des “streaks” au voisinage de la paroi. Ceci a pour effet d'atténuer les éjections, conduisant ainsi à une réduction des tensions de Reynolds.

Simultanément à cette étude, Choi *et al.* (1993) ont utilisé les DNS pour étudier l'effet de l'espacement, s^+ , de “riblets” triangulaires. Pour un espacement transversal $s^+ = 20$, une

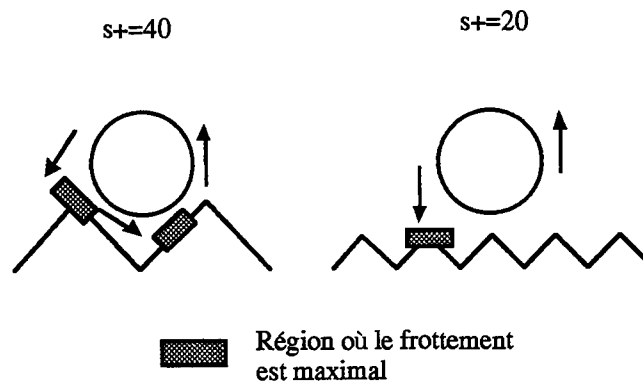


FIGURE II.6. Schéma du mécanisme de réduction et d'augmentation du frottement d'après Choi *et al.* (1993).

réduction des intensités turbulentes, des valeurs *RMS* de la vorticité, des tensions de Reynolds ainsi que du frottement turbulent a été observée; alors que pour $s^+ = 40$, toutes ces quantités augmentent. Ces réductions sont similaires à celles trouvées par Chu & Karniadakis (1993). L'analyse dans les quatre quadrants montre une atténuation des éjections et des "sweeps" pour $s^+ = 20$ et une augmentation pour $s^+ = 40$. Les tensions de Reynolds dans les quadrants 1 et 3 sont inchangées. Comme les éjections et les "sweeps" sont étroitement liés aux tourbillons longitudinaux, ces auteurs en déduisent que les "riblets" affectent en premier lieu ces tourbillons. Les champs instantanés de vitesse confirment leur idée et montrent que les tourbillons longitudinaux, dont le diamètre moyen $d^+ = 30$ (Kim *et al.* 1987), ne peuvent pénétrer à l'intérieur des vallées pour $s^+ = 20$ et ne sont en contact qu'avec une surface restreinte de "riblets" située au niveau des crêtes (figure II.6). Pour $s^+ = 40$, les tourbillons pénètrent plus facilement à l'intérieur des vallées et interagissent avec une surface beaucoup plus grande augmentant ainsi le frottement. Ce mécanisme permet d'expliquer en partie le rôle des "riblets" et de relier leur efficacité à la taille moyenne des tourbillons longitudinaux de la zone de proche paroi.

En effet, Goldstein *et al.* (1995) attribuent l'essentiel de la réduction au mécanisme d'atténuation des mouvements transversaux. Ils ont montré que l'effet des "riblets" pouvait être entièrement reproduit par une force qui s'oppose au mouvement transversal du fluide, appelée "cross-flow damping force". Cette force est appliquée sur des lignes représentant les crêtes des "riblets". Les réductions des différentes grandeurs turbulentes sont identiques à celles observées avec les "riblets". La réduction du frottement s'accompagne dans les deux cas d'un déplacement vertical des "streaks". Il est à noter que les DNS de Chu & Karniadakis (1993) et Goldstein *et al.* (1995) montrent que l'espacement moyen entre les "streaks" ne change pas en présence des "riblets".

II.2.2 Insertion de lamelle dans la région externe

Plusieurs études (Savill *et al.* 1986; Anders & Watson 1985) ont montré que l'insertion d'une lamelle mince dans la couche limite entraînait une réduction de la traînée de frottement. A l'origine, la plupart des études ont été menées sur l'optimisation des caractéristiques de ces lamelles et de leur position dans la couche limite turbulente. Ces optimisations ont abouti à une réduction du coefficient de frottement entre 7% et 25% (Anders & Watson 1985), des intensités turbulentes et des tensions de Reynolds. Un certain nombre d'explications ont été avancées par les différents groupes de recherches sur la nature de la modification de la couche limite turbulente par l'insertion de ces manipulateurs. En fait, quatre effets (figure II.7) apparaissent comme étant les principaux effets associés aux mécanismes de réduction de la traînée.

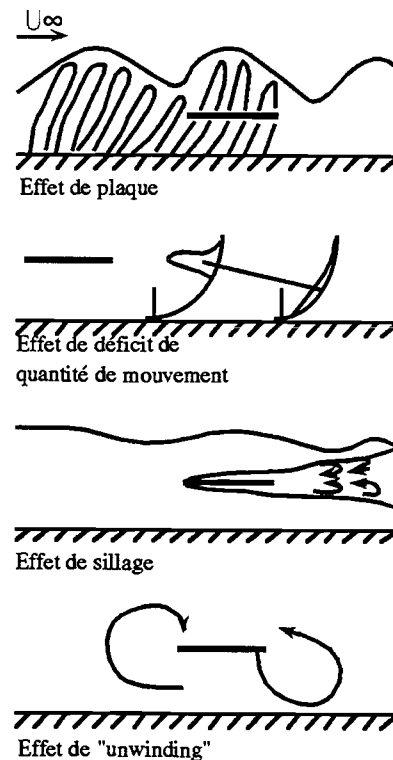


FIGURE II.7. Schéma des différents effets d'un manipulateur.

- Un effet attribué au fait que les lamelles servent à casser les grosses structures de la zone externe (diminution des échelles intégrales), atténuant ainsi leur énergie cinétique. Afin d'identifier ce mécanisme, Chang & Blackwelder (1990) ont utilisé des mesures conditionnelles basées sur un marquage thermique de la couche limite. Ils observent effectivement une atténuation de l'entraînement du fluide irrotationnel de la région externe vers la région de paroi ainsi qu'une diminution des micro-échelles de Taylor et des échelles intégrales.
- Un effet associé au déficit de quantité de mouvement dans le sillage de la lamelle. L'élargissement du sillage et le déplacement du déficit de vitesse vers la paroi entraîne alors une diminution du gradient de vitesse près de la paroi.
- Un effet lié au tourbillon de bord de fuite du manipulateur, qui est de circulation opposé aux grosses structures tourbillonnaires incidentes de la région externe. Cet effet s'oppose à la diffusion turbulente de quantité de mouvement de la région externe de la couche limite vers la paroi. Cela réduit alors le gradient de vitesse $\partial \bar{U} / \partial y$ près de la paroi et diminue le frottement. Cet effet est dénommé "vortex shedding".
- Un effet lointain de sillage du manipulateur qui génère des structures tourbillonnaires plus fines que celles de l'effet de "vortex shedding", produisant une diminution de l'entraînement de fluide irrotationnel de l'écoulement extérieur. Cet effet se traduit par la suite par une décorrélation des structures existantes dans la couche limite.

II.2.3 Polymères

L'addition de faibles quantités de polymères en solution dans un écoulement turbulent de paroi, constitue le moyen le plus efficace pour réduire le frottement. Il ne s'applique que pour les écoulements de liquides. Cette réduction dépend fortement de la manière d'introduire le polymère dans l'écoulement. Il peut être soit en solution dans le liquide soit injecté dans l'écoulement. Si l'injection est située à la paroi la réduction du frottement se produit immédiatement. Par contre, si

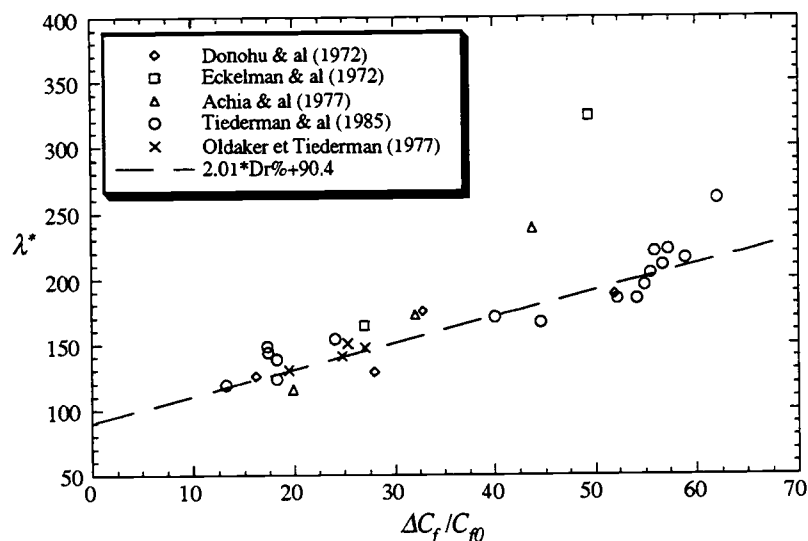


FIGURE II.8. Espacement transversal des “streaks” en fonction de la réduction du frottement.

elle est située au centre de la conduite la réduction n’est observée que lorsque le polymère a atteint la paroi (Wells & Spangler 1967). La réduction est donc le résultat de l’interaction du polymère avec les structures de proche paroi. Tiederman *et al.* (1985) montrent en plus que si le polymère reste confiné dans la sous couche visqueuse, la réduction du frottement ne se produit pas, prouvant ainsi que la sous couche visqueuse a un rôle passif dans ce processus de réduction. D’après ces auteurs, les effets de l’injection du polymère sur la structure de l’écoulement se manifestent essentiellement dans la zone $10 < y^+ < 100$. Plusieurs études (Donohue *et al.* 1972; Eckelman *et al.* 1972; Achia & Thompson 1977; Oldaker & Tiederman 1977) ont montré que cette réduction du frottement s’accompagne d’une augmentation de l’espacement transversal des “streaks” (figure II.8) ainsi que d’une diminution de la fréquence moyenne d’apparition des “burst”. Oldaker & Tiederman (1977) donnent une relation linéaire entre l’espacement et la réduction du frottement, déduite des mesures en couche limite :

$$\lambda^* = 2 \frac{\Delta C_f}{C_f} + 90. \quad (\text{II.3})$$

Nous allons donner ici les principaux résultats fournis par les différentes études relatives aux écoulements turbulents en présence de polymères (Gyr & Bewersdorff 1990; Gampert & Yong 1990; Walker & Tiederman 1990; Wei & Willmarth 1992).

II.2.3.1 Effet sur le champ moyen

Le profil de vitesse moyenne en présence de polymères, montre un élargissement de la “buffer layer” et un épaissement de la sous couche visqueuse. La pente de la loi logarithmique est inchangée, cependant la constante B de cette loi augmente en fonction de la réduction du frottement. Cette constante dépend essentiellement de différents paramètres tels que la nature du polymère et sa concentration. Par ailleurs, il existe une limite à la réduction du frottement (Virk 1975) qui se traduit au niveau du profil de vitesse moyenne par :

$$\overline{U}^+ = 11.7 \ln y^+ - 17$$

Lumley (1969) explique la présence et le maintien de la loi logarithmique, du moins pour les faibles réductions, par le fait que ces additifs n’ont pas d’effets considérables sur les gros tourbillons porteur de l’énergie. Or les mesures effectuées par Walker & Tiederman (1990); Wei & Willmarth (1992) montrent une importante réduction de l’énergie cinétique turbulente et de sa production, quantités

associées aux grandes échelles de turbulence. La persistance de cette loi apparaît plutôt lié au fait qu'il existe toujours un équilibre entre production et dissipation.

II.2.3.2 Effet sur les grandeurs turbulentes

Les mesures des grandeurs statistiques turbulentes en présence de polymères montrent :

- Une réduction des valeurs *RMS* de la fluctuation de vitesse longitudinale, u' , près de la paroi $y^+ < 10$. Au dessus de cette position u' augmente et son maximum, normalement situé à $y^+ = 12$, se déplace vers l'extérieur (le suffixe + indique une normalisation par les variables internes de la couche limite sans polymères).
- Une réduction des valeurs *RMS* de la fluctuation de vitesse verticale, v' et des tensions de Reynolds \overline{uv} . Au voisinage de la paroi ces réductions sont beaucoup plus importantes que celles de u' .
- Une réduction de la production de l'énergie cinétique turbulente.

Les distributions des densités de probabilité jointes de (u, v) (analyse dans les quatre quadrants) montrent que ces réductions sont reliées essentiellement à une décorrélation entre les fluctuations de vitesse u et v , indiquant que l'écoulement est fortement anisotrope. Ces réductions sont également dues à une suppression quasi-totale des événements cinématiques du type éjections et "sweeps". Walker & Tiederman (1990) attribuent l'essentiel de ces réductions à la modification des corrélations pression-gradients de vitesses, qui entraîne une atténuation de la redistribution de l'énergie de la composante longitudinale de vitesse vers la composante normale. Néanmoins, cette explication n'a pas eu de confirmation à cause du manque de résultats concernant les différents termes dans l'équation de transport des tensions de Reynolds.

A partir de mesures de concentration de polymère dans un tourbillon généré dans un tube vertical Hoyer *et al.* (1996) montrent que les réductions peuvent être liées à l'interaction entre les molécules de polymère et les tourbillons. Ils ont en effet mesuré des concentrations élevées dans le centre du tourbillon. Ceci pourrait expliquer la grande efficacité des polymères, sous forme très diluée, à réduire le frottement puisqu'ils se concentrent au niveau des structures tourbillonnaires à l'origine du frottement.

II.2.4 Surfaces viscoélastiques

Des études expérimentales et théoriques montrent que le développement d'un écoulement turbulent sur une surface viscoélastique peut créer une large gamme d'interactions solide/liquide qui produisent une réduction de la traînée de frottement (Bushnell *et al.* 1977; Gad-El-Hak *et al.* 1984). Cependant, l'interaction entre la surface viscoélastique et l'écoulement produisant cette réduction reste encore mal comprise. Une ébauche d'explication due à Bushnell *et al.* (1977) concernent une possible modification du mécanisme de "bursting" liée à la modulation de la pression par la déformation de la surface. La diminution du nombre de "burst" produit ainsi une réduction de la traînée de frottement. Plus récemment, Lee *et al.* (1993) ont étudié les effets des ondulations, de faibles amplitudes d'une surface viscoélastique, sur les structures turbulentes d'une couche limite. Les résultats les plus importants fournis par cette étude sont les suivants :

- Epaissement de la sous couche visqueuse avec déplacement vertical de la loi logarithmique.
- Diminution de l'intensité longitudinale de la turbulence.
- Réductions du coefficient de frottement local et de la tension de Reynolds \overline{uv} .
- Augmentation de l'espacement transversal des "streaks".

Les mécanismes responsables de ces changements restent aussi peu connus.

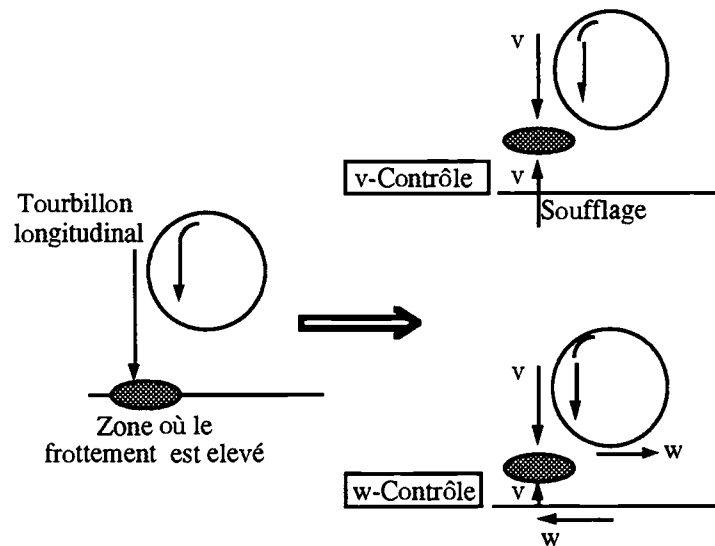


FIGURE II.9. Schéma du mécanisme de la réduction du frottement par une technique de contrôle actif (Choi *et al.* 1994).

II.3 Couche limite manipulée : Contrôle Actif

Le contrôle actif des écoulements turbulents de paroi reste limité aux DNS de Choi *et al.* (1994) qui ont étudié différents algorithmes de contrôle actif dans un écoulement de canal turbulent :

- Un contrôle par la composante normale de vitesse (v -contrôle) : appliquer une aspiration ou un soufflage à la paroi, en fonction du signe de la vitesse normale détectée dans le plan $y^+ = 10$ (figure II.9). Afin d'agir seulement sur les événements les plus intenses, le contrôle n'est appliqué que si la valeur de la vitesse dépasse un certain seuil fonction de la valeur RMS de v dans le plan de détection. Dans ce type de contrôle la surface moyenne sur laquelle s'applique l'aspiration et le soufflage est fonction de ce seuil. Pour un seuil élevé, la surface moyenne concernée correspond à 5% de la paroi du canal.
- Un contrôle par la composante transversale de vitesse (w -contrôle) : une vitesse transversale de signe opposée à celle détectée à la position $y^+ = 10$ est appliquée à la paroi (figure II.9).
- Un contrôle par la composante longitudinale de vitesse qui consiste à appliquer à la paroi une vitesse longitudinale de même signe que celle détectée à la position $y^+ = 10$.
- Un contrôle combiné, utilisant la composante de vitesse normale et transversale.

Les simulations effectuées dans le cas du v -contrôle et du w -contrôle montrent une réduction du frottement de 20 à 30%. Dans le cas du contrôle longitudinal, la réduction est plus faible (10%). La comparaison des différentes grandeurs moyennes et statistiques de l'écoulement de canal non manipulé et manipulé à l'aide de ces différents schémas de contrôle montre :

- Un déplacement de la loi logarithmique avec un épaissement de la sous couche visqueuse, de l'ordre de 5 échelles de paroi.
- Une réduction des valeurs RMS des fluctuations de vitesse, de pression et de vorticités ainsi que de la tension de Reynolds \overline{wv} sur toute la hauteur du canal. Ce résultat est différent de ceux des études de couche limite sur paroi viscoélastique ou en présence de "riblets" où les réductions sont essentiellement confinées près de la paroi.
- Une réduction de la production de l'énergie cinétique turbulente et un déplacement du pic de production vers l'extérieur.

L'analyse des champs instantanés montre les mécanismes suivants :

- Un déplacement des zones à fort cisaillement de la paroi vers le centre du canal quelque soit le type de contrôle.
- Un changement de l'évolution du mouvement tourbillonnaire à la paroi lié à l'atténuation des mécanismes de soulèvement et d'étirement des nappes de vorticités à la paroi, qui sont à la base de la formation des tourbillons longitudinaux (cf. II.1.4)

Par ailleurs, Choi *et al.* (1994) ont étudié à l'aide de simulation bidimensionnelle l'effet du contrôle sur une paire de tourbillons contrarotatifs (dipôle) située près d'une paroi. Le sens de rotation des tourbillons est choisi de telle façon que l'écoulement entre les deux soit dirigé vers la paroi (figure II.3). Ils ont comparé l'évolution de ce dipôle en l'absence de contrôle, en présence de contrôle sur v puis sur w .

- En l'absence de contrôle, ils observent la naissance à la paroi de deux tourbillons secondaires (dont la formation est liée à la condition d'adhérence). Ces deux nouveaux tourbillons sont soulevés par les premiers ce qui a pour effet la réduction de la tendance à l'écartement de la paire initiale.
- Dans le cas du v -contrôle une modification de l'interaction mutuelle entre la paire de tourbillon primaire avec la vorticités secondaire apparaît. Les tourbillons secondaires restent confinés à la paroi et l'écartement progressif des tourbillons de la paire initiale s'installe.
- Sous l'effet du w -contrôle, la vorticités secondaire créée entre le dipôle et la paroi est beaucoup plus intense et la paire initiale est repoussée loin de la paroi.

Cette simulation ne tient pas compte de tous les effets présents dans le cas du canal (effets tridimensionnels : étirement et inclinaison de tourbillons) mais permet de montrer que le contrôle agit directement sur les tourbillons soit en les écartant soit en les repoussant loin de la paroi.

II.4 Réduction de la turbulence liée à des effets tridimensionnels

La réduction de la turbulence dans l'écoulement de couche limite tridimensionnelle (CL3D) a été observée dans de nombreuses études expérimentales (Van den berg *et al.* 1975; Bradshaw & Pontikos 1985; Driver & Hebbar 1987a; Anderson & Eaton 1989).

Les premiers résultats importants concernent les mesures des tensions de Reynolds dans ce type d'écoulement et ont été obtenus par Bradshaw & Terrel (1969). Ces auteurs ont étudié la couche limite tridimensionnelle qui se développe sur une plaque placée à l'aval d'une aile en flèche. Les mesures ont révélé une forte anisotropie de la viscosité turbulente : le vecteur composé par les tensions de Reynolds $-\overline{uv}$ et $-\overline{vw}$ ne s'aligne pas avec la direction du vecteur formé par les gradients de vitesse $\partial\overline{U}/\partial y$ et $\partial\overline{W}/\partial y$. Ce résultat a permis d'apporter des modifications aux modèles classiques de couche limite tridimensionnelle, qui représentaient mal la physique des phénomènes.

Pour développer des modèles de turbulence pour la couche limite tridimensionnelle, d'autres études expérimentales ont été réalisées. Parmi ces études, il y a celles de Van den berg *et al.* (1975) et de Bradshaw & Pontikos (1985). Dans ces deux expériences la CL3D se développe sur une aile en flèche (présence d'un gradient de pression transversal). Au fur et à mesure que l'écoulement transversal s'intensifie, les tensions de Reynolds, la longueur de mélange (rapport des modules des vecteurs construits à partir des tensions de Reynolds et des gradients) diminuent. Il en est de même du coefficient $A = \sqrt{\frac{\overline{uv^2 + vw^2}}{q^2}}$, appelé paramètre de structure (q^2 est l'énergie cinétique turbulente, u , v et w les fluctuations de vitesse selon x , y et z). Ces réductions ont été attribuées par Bradshaw & Pontikos (1985) à l'action de l'écoulement transversal sur les gros tourbillons présents dans la

couche limite bidimensionnelle initiale.

Malgré l'importance du nombre d'études expérimentales de la CL3D il était toujours difficile de comprendre la dynamique de la turbulence dans cet écoulement et plus particulièrement les mécanismes responsables des réductions observées. Les DNS se sont avérées alors comme l'outil indispensable pour l'étude de cet écoulement. En plus des grandeurs statistiques classiques, les DNS fournissent l'évolution du champ de pression ainsi que les corrélations vitesse-gradient de pression, nécessaires à la détermination des bilans des tensions de Reynolds.

Les DNS de l'écoulement 3D dans un canal turbulent, effectuées par Moin *et al.* (1990), constituent l'étude la plus complète. Elles montrent que la transition vers l'état tridimensionnel d'une couche limite initialement bidimensionnelle, soumise brusquement à un gradient de pression transversal constant, s'accompagne de réductions des intensités turbulentes, des tensions de Reynolds, de l'énergie cinétique turbulente. Le paramètre de structure A diminue d'autant plus que le gradient de pression $\partial P/\partial z$ est élevé, indiquant ainsi que les tensions de Reynolds diminuent plus rapidement que l'énergie cinétique turbulente. Cependant, ces réductions ne sont observées que pendant la phase transitoire. A la fin de cette phase transitoire, l'énergie cinétique augmente et l'écoulement retourne vers un état bidimensionnel, pleinement développé, avec un nombre de Reynolds plus grand et une nouvelle orientation.

En plus de la réduction de la turbulence, cette étude indique que la CL3D est "hors-équilibre" à cause de la différence de direction entre le vecteur de composantes les tensions de Reynolds $(-\overline{uv}, -\overline{vw})$ et celui de composantes les taux de cisaillement moyens $(\partial\overline{U}/\partial y, \partial\overline{W}/\partial y)$.

L'analyse des différents termes des équations de transport des tensions de Reynolds montre que la réduction de la turbulence est due essentiellement à une réduction des termes de corrélation pression-déformation. En effet, en présence du gradient de pression transversal, la corrélation $p\partial v/\partial y$ diminue entraînant une réduction de $\overline{v^2}$. Cette réduction engendre par la suite une réduction du terme de production de \overline{uv} , qui se répercute sur la réduction de la tension \overline{uv} elle-même. Finalement, comme la tension \overline{uv} intervient dans la production de q^2 et de $\overline{u^2}$ celles-ci diminuent.

Cette étude montre la complexité des mécanismes responsable de la réduction de la turbulence qui font intervenir le champ de pression, inaccessible par la mesure, et dont le rôle est de redistribuer l'énergie entre les différentes composantes de tenseur de Reynolds. Ce mécanisme de redistribution est complètement modifié par l'apparition d'effets tridimensionnels.

Sendstad & Moin (1992) ont prolongé l'étude précédente par l'analyse des champs instantanés obtenus durant la phase transitoire. Ils se sont intéressés essentiellement aux structures tourbillonnaires dans la CL3D. Le maintien et la production de la turbulence dans la couche limite bidimensionnelle est en effet étroitement lié à la présence des tourbillons longitudinaux. La compréhension de leur évolution et de leur rôle dans le cas de la CL3D est nécessaire pour mieux cerner les mécanismes des réductions observées. Ces auteurs observent les changements suivants par rapport à la CL2D :

- Dans le cas de la CL3D la présence d'un gradient vertical de vitesse transversale W modifie les trajectoires du mouvement induit par les tourbillons. Le fluide injecté par les tourbillons de même signe que la vorticité moyenne $\partial W/\partial y$ est repoussé vers le haut et n'atteint plus la paroi comme dans le cas de la CL2D. Ceci se traduit par une diminution de l'intensité des "sweeps" et de la production des tensions de Reynolds (figure II.10 (a)).
- Le fluide éjecté par les tourbillons de vorticité opposée est moins intense car il provient de zones plus éloignées de la paroi (figure II.10(b)).

Ces deux mécanismes sont observés pendant les premiers instants de la phase transitoire quand l'épaisseur de la couche limite transversale est inférieure à la position moyenne du

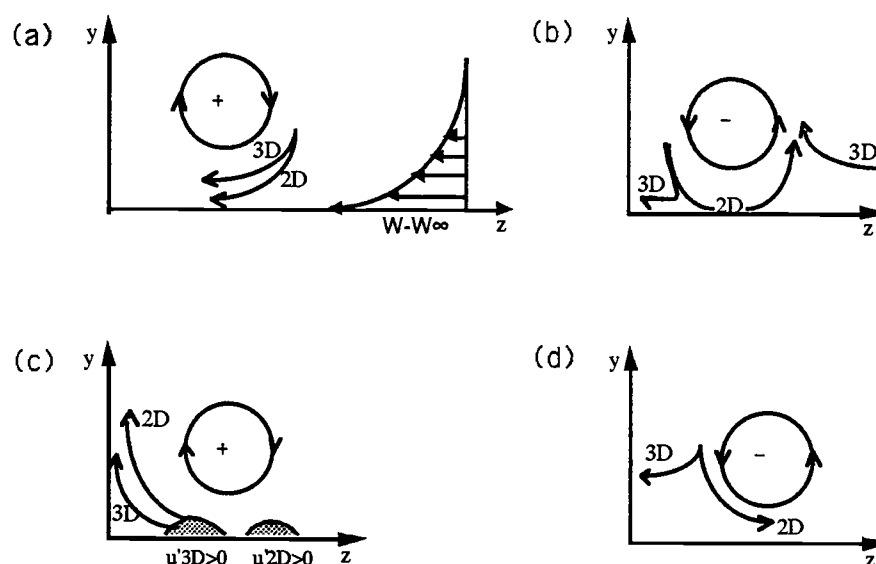


FIGURE II.10. Schéma des mécanismes de réduction de la tension de Reynolds d'après (Sendstad & Moin (1992)).

centre des tourbillons ($y_c^+ = 20$).

- Durant la phase finale, précédant le rétablissement du régime bidimensionnel, deux autres mécanismes contribuent de manière significative à la réduction des tensions de Reynolds. Un premier mécanisme lié à la modification de la position relative des "streaks" et des tourbillons longitudinaux (le cas 2D correspond à la figure II.5). Le gradient de pression convecte les tourbillons longitudinaux positifs dans la direction transversale et les décale par rapport aux "streaks". Ils vont alors éjecter du fluide accéléré plutôt que du fluide décéléré (figure II.10(c)).
- Le second mécanisme, relatif au fluide injecter à la paroi par les tourbillons négatifs, qui va être entraîné par le mouvement transversal sans atteindre la paroi (figure II.10(d)).

Au vu de ces résultats, les études expérimentales se sont concentrées depuis sur la modification des structures turbulentes de proche paroi. Différents mécanismes ont été décelés à propos des changements sous l'effet de la tridimensionnalité. Littell & Eaton (1991) se sont intéressés aux événements cinématiques (éjections et "sweeps") dans la CL3D sur un disque tournant. Les mesures des corrélations spatiales de vitesse montrent que les éjections et les "sweeps" les plus intenses dépendent du signe des tourbillons. Les "sweeps" les plus intenses sont produits par les tourbillons de même signe que la vorticité longitudinale moyenne, alors que les éjections les plus intenses sont produites par les tourbillons de signe opposé. Ceci est confirmé par les visualisations effectuées dans la CL3D se développant sur un disque tournant (Chiang & Eaton 1993) qui montrent une modulation de l'intensité des éjections par le signe des tourbillons longitudinaux.

II.5 Manipulation par des oscillations transversales

Jung *et al.* (1992) ont examiné à l'aide de DNS la réponse d'un écoulement de canal soit à des oscillations périodiques transversales de l'écoulement soit quand la paroi inférieure du canal est soumise à de telles oscillations. Ils montrent comme dans le cas des simulations de Moin *et al.* (1990) et de Sendstad & Moin (1992), une réduction de l'activité turbulente. Cependant, cette réduction n'est plus un phénomène transitoire, mais se prolonge au cours du temps. La réduction du frottement pariétal varie entre 10% et 40% pour une période des oscillations T^+ variant de 25 à 200. La

réduction maximale est obtenue pour une période d'oscillation $T^+ = 100$. Les réductions sont similaires pour un mouvement transversal périodique imposé que ce soit au niveau de l'écoulement ou à la paroi.

A partir des profils des tensions de Reynolds qu'ils obtiennent pour cinq instants du cycle, espacés de $T/4$ ils arrivent à la conclusion que les grandeurs statistiques ne sont pas modulées par les oscillations. En effet, les profils des tensions de Reynolds ne montrent pas de différences notables. Néanmoins, les statistiques présentées étant obtenues à l'aide de moyennes par plan, cela ne signifie pas l'absence totale de modulation au niveau des grandeurs moyennes locales, faites en un point donné et pour les mêmes instants du cycle (moyennes de phase).

L'étude numérique menée par Baron & Quadrio (1996) dans le cas de l'écoulement de canal, en présence d'oscillations sinusoïdales transversales des deux parois, plus complète que celle de Jung *et al.* (1992) confirme les réductions obtenues par ces derniers pour $T^+ = 100$. Les valeurs *RMS* des fluctuations des trois composantes de vitesse et de vorticité sont diminuées même quand elles sont adimensionalisées par le frottement dans l'écoulement perturbé. Le bilan de l'énergie cinétique turbulente, calculé pour $T^+ = 100$ montre essentiellement une diminution des termes de production et de dissipation. En se basant sur la technique du "minimal channel flow" (Jiménez & Moin 1991), Baron & Quadrio (1996) se sont intéressés à l'évolution temporelle des structures turbulentes et en particulier aux "streaks". Dès l'application des oscillations à l'écoulement bidimensionnel turbulent, l'intensité des streaks commence à décliner. Le suivi temporel des iso-surfaces $u^* = -3$ et $uv^* = -3$ montre que celles-ci disparaissent complètement au bout d'une période (l'ast risce est relative à une normalisation par le frottement local qui diminue).

Plusieurs arguments ont été avancés afin d'expliquer l'existence d'une période optimale, $T^+ = 100$, dans la réduction de la turbulence. Il est à noter que cette période est le double de la période des "bursts" pour les Reynolds utilisés dans les DNS (Kim & Spalart 1987). L'argument de Baron & Quadrio (1996) est basé sur les caractéristiques du mouvement transversal. Celui-ci semble suivre la solution donnée par le cas laminaire de l'écoulement de Stokes sur un plan infini oscillant (second problème de Stokes) :

$$\widetilde{W}(y, t) = W_p e^{-\frac{y^+}{\delta_s^+}} \sin(2\pi \frac{t^+}{T^+} - \frac{y^+}{\delta_s^+}), \quad (\text{II.4})$$

δ_s^+ est l'épaisseur de la couche visqueuse (couche de Stokes) :

$$\delta_s^+ = \sqrt{T^+/\pi} \quad (\text{II.5})$$

et W_p la vitesse de la paroi. Baron & Quadrio 1996 attribuent les mécanismes de réductions au fait que les oscillations déplacent les "streaks" par rapport aux tourbillons longitudinaux à cause du déphasage vertical de la vitesse. Ce déphasage entre la vitesse transversale à la paroi et dans le fluide est maximum à $y^+ \approx 3\delta_s^+ = 3\sqrt{T^+/\pi}$ (Schlichting 1968). Pour la période optimale, $T^+ = 100$, on obtient $y^+ \approx 17$, position située en dessous du centre des tourbillons ($y_c^+ \approx 20$). Pour des périodes plus élevées on observe plutôt une augmentation du frottement. Baron & Quadrio 1996 en concluent que les oscillations sont efficaces quand les "streaks" sont complètement pris dans le mouvement transversal sans que les tourbillons longitudinaux soient affectés par celles-ci. Les DNS de Coleman *et al.* (1995) semblent confirmer cette analyse. Ils ont appliqué un cisaillement transversal constant à différentes positions dans un écoulement turbulent de canal. Pour des positions $y^+ \leq 10$, le frottement ainsi que l'énergie cinétique turbulente diminuent, au-delà de cette position, ces quantités augmentent. Cette distance optimale correspond approximativement à l'épaisseur de la couche de Stokes pour une période $T^+ = 100$ dans le cas des oscillations périodiques transversales.

Il apparaît clairement, d'après ces différentes études, que les réductions liées aux oscillations transversales proviennent de la modification de la structure de l'écoulement dans la région $y^+ \leq 10$. Or dans cette région la production de la turbulence est totalement pilotée par la vorticité

longitudinale et les “streaks”. La modification des “streaks” près de la paroi et/ou leurs interactions avec les tourbillons longitudinaux sont donc à l’origine des réductions.

II.6 Conclusion

L’objectif de cette étude bibliographique est d’une part de constituer une base de comparaison avec les résultats du travail expérimental effectué ici et d’autre part, de dégager les éventuelles similitudes dans les mécanismes intervenant dans la réduction du frottement. Mis à part le cas des “LEBU”, les réductions observées sont le résultat de la modification de la structure de l’écoulement au voisinage immédiat de la paroi. Mais il est toutefois difficile, dans l’état actuel des connaissances, de décrire ces modifications à l’aide d’un seul modèle.

Néanmoins, à partir de cette étude bibliographique, nous sommes arrivés à dégager certains points communs aux différentes techniques de manipulation :

- Persistance de la loi logarithmique (relation II.1) avec un déplacement vertical qui correspond à l’augmentation de la constante B . Le Professeur Luchini, lors d’un récent séminaire donné à l’ECL (Janvier 97), a proposé une relation entre la variation de cette constante et la réduction du frottement $\Delta C_f/C_f$. Il fait l’hypothèse que la loi de recouvrement entre la loi logarithmique et la loi déficitaire reste inchangée, ce qui donne :

$$\Delta B = -\frac{\Delta C_f}{C_f} \left(\frac{1}{\sqrt{2C_f}} + \frac{1}{2k} \right). \quad (\text{II.6})$$

- Réduction de l’énergie cinétique turbulente associée à un déplacement de son maximum vers l’extérieur et à un épaissement de la sous-couche visqueuse.
- Diminution de l’activité tourbillonnaire au voisinage de la paroi.
- Atténuation des intensités des éjections et des “sweeps”.

En ce qui concerne l’effet des oscillations transversales et plus généralement, l’effet d’un gradient transversal de vitesse ou de pression, les DNS montrent que les mécanismes sont de deux natures :

- une modification des trajectoires des mouvements induits par les tourbillons selon leur sens de rotation,
- un déphasage spatial entre les tourbillons longitudinaux situés dans la “buffer layer” et les “streaks”. Ce mécanisme pourrait être plus important dans le cas des oscillations périodiques car le brassage transversal finit par supprimer complètement l’interaction entre les tourbillons et les “streaks”.

Chapitre III

Installation expérimentale et techniques de mesures

Ce chapitre est composé de trois parties. Dans la première partie nous décrivons l'installation expérimentale utilisée pour étudier la couche limite turbulente. Les caractéristiques de la soufflerie et de la plaque plane sur laquelle se développe la couche limite, les moyens d'exploration ainsi que le dispositif des oscillations de la plaque seront détaillés. Une description du système d'acquisition et de l'analyse des données expérimentales est fournie. Dans la deuxième partie, nous présentons les différentes techniques de mesures utilisées et mises au point pour la détermination des grandeurs turbulentes de l'écoulement étudié. Finalement, dans la dernière partie nous présentons les différents traitements statistiques utilisés pour l'analyse des signaux.

III.1 Description de l'installation expérimentale

III.1.1 Description du corps de soufflerie

La soufflerie utilisée est une soufflerie subsonique de type Eiffel qui fonctionne en circuit ouvert (figure III.1). Elle comprend les éléments suivants:

- Un ventilateur centrifuge FEVI type DYNAIR 5 moyenne pression, monté à l'aval de la veine d'essais et génère un écoulement d'air par aspiration. Il est entraîné par un moteur électrique à courant continu, à vitesse variable et équipé d'une régulation électronique offrant une bonne stabilité de vitesse (variations de $\pm 0.3\%$ pour des variations de tension du réseau de $\pm 10\%$).
- Une chambre de tranquillisation située à l'amont de la veine d'essais, de section carrée de 1.2 m de côté et de 0.85 m de long.
- A l'intérieur de la chambre de tranquillisation, sont disposés successivement, de l'amont vers l'aval :
 - un filtre dépoussiéreur (efficacité de 98% pour des particules de $3\ \mu\text{m}$),
 - un nid d'abeilles, composé de cellules hexagonales de 4 mm de côté et de 150 mm de profondeur,
 - trois grillages anti-turbulence en fil de laiton de 0.2 mm de diamètre, à mailles carrées de 0.8 mm , espacées de 150 mm .
- Un convergent de rapport de contraction 5.8 relie la chambre de tranquillisation à la veine d'essais.

Afin d'isoler la veine d'essais des vibrations induites par le groupe moteur-ventilateur, une manchette souple en toile caoutchoutée a été fixée entre ce groupe et la veine.

La soufflerie est située dans un local dont la température ambiante est maintenue constante à $\pm 0.5\text{ K}$ grâce à un climatiseur type Carrier.

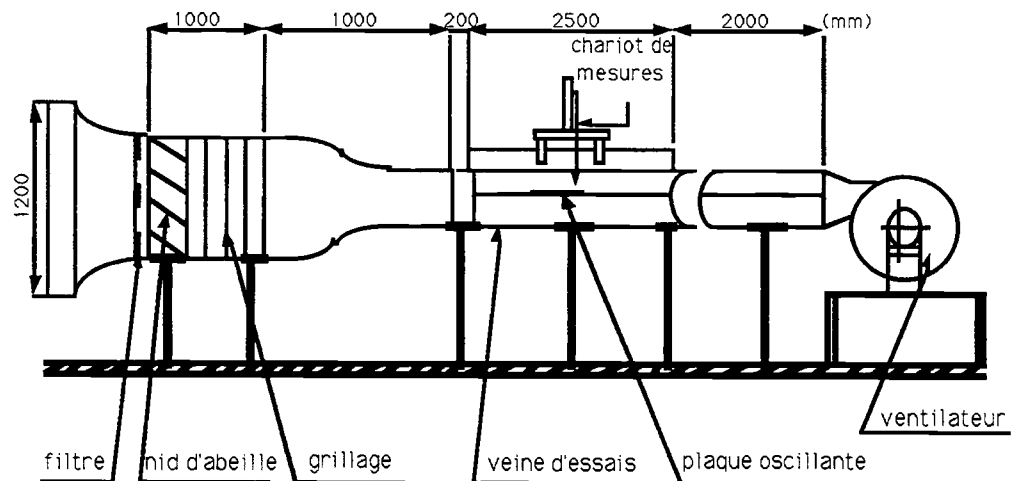


FIGURE III.1. Schéma de la soufflerie.

III.1.2 Description de la veine d'essais

La veine d'essais est constituée d'une conduite de section carrée $500\text{ mm} \times 500\text{ mm}$ et de 5.5 m de long. Les parois latérales de la conduite sont constituées de deux types de matériaux. Une paroi en bois, peinte en noir mat afin d'éviter toute réflexion lors des visualisations par tomographie laser; l'autre paroi en Plexiglas, permet de repérer la position des sondes de mesure et à travers laquelle s'effectue les prises de vue. La paroi supérieure est également en Plexiglas et comporte sur une partie de sa longueur une fente de 10 mm de large pour le passage de la tige porte-sondes à l'intérieur de la veine.

Un tube de Pitot double fixé sur la tige porte-sondes et relié à un manomètre type Furness, est installé à demeure pour mesurer la vitesse de l'écoulement et étalonner les sondes à fils chauds.

La couche limite turbulente étudiée se développe sur la face supérieure d'une plaque plane horizontale fixe de 2 cm d'épaisseur et de 0.5 m de large, située dans le plan médian de la veine d'essais. La plaque plane possède un état de surface lisse et soigneusement poli. Le bord d'attaque arrondi de celle-ci est situé juste à 0.5 m de la sortie du convergent. Un barreau cylindrique de 3 mm de diamètre et de 0.5 m de long est fixée à environ 3 cm du bord d'attaque. Ce barreau sert à fixer la transition et à améliorer la stabilité de l'écoulement dans la soufflerie. La couche limite est alors pleinement turbulente dans la région où s'effectuent les mesures. La plaque mobile est en Plexiglas, de 1 m de long, 0.7 m de large et de 5 mm d'épaisseur. Elle est placée à l'aval de la plaque fixe, à 2.5 m de son bord d'attaque. La liaison entre les deux plaques est réalisée à l'aide d'un joint de Téflon, de 0.2 mm d'épaisseur afin de maintenir une étanchéité parfaite dans la soufflerie. A l'aval de cette plaque mobile se trouve une dernière plaque fixe de 1 m de long.

Des vérifications préliminaires de la symétrie de l'écoulement dans la direction transversale z ont montré des résultats satisfaisants. Le gradient de pression longitudinal dp/dx est sensiblement nul.

Pour permettre l'injection de fumée nécessaire aux visualisations, la plaque fixe est équipée d'une fente de largeur 20 cm située à 0.2 m du début de la plaque mobile.

III.1.3 Dispositif d'oscillation de la plaque

Le montage expérimental permettant de faire osciller la plaque dans la direction transversale à l'écoulement est représenté sur la figure III.2. Il est constitué des éléments suivants :

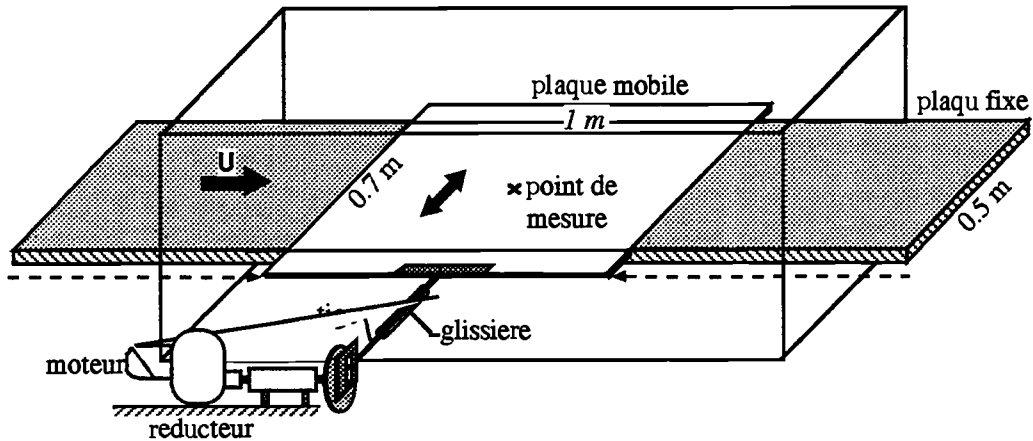


FIGURE III.2. Dispositif d'oscillation de la plaque.

- Une plaque en Plexiglas, de dimensions $1\text{ m} \times 0.9\text{ m}$ et d'épaisseur 1 cm , fixée sur les parois latérales de la veine d'essais et sur laquelle est posée la plaque mobile. Entre les deux plaques, des micro-billes de 0.1 mm de diamètre, réparties uniformément sur la plaque fixe servent à réduire le frottement. Notons que la largeur des plaques est supérieure à la largeur de la veine afin de limiter les effets de bords.
- Un moteur électrique à courant alternatif, munie d'un variateur de vitesse, est utilisé pour l'entraînement de la plaque. Le système permettant de transformer le mouvement de rotation en mouvement de translation sinusoïdal est constitué :
 - d'un roulement excentré, fixé sur un disque entraîné par le moteur,
 - d'une fente verticale, reliée à la plaque par l'intermédiaire d'une glissière et dans laquelle se déplace le roulement.

Avec ce système on obtient un mouvement parfaitement sinusoïdal. L'amplitude du déplacement de la plaque est fixée par la position du roulement par rapport à l'axe de rotation du disque. Un accéléromètre piézo-électrique, fixé sur la plaque mobile, permet d'en contrôler le déplacement. La fréquence des oscillations est déterminée à partir du signal délivré par l'accéléromètre. Elle est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre avec une résolution de 0.05 Hz .

Les entrées d'air par les fentes latérales situées entre la plaque mobile et les parois verticales de la veine d'essais sont réduites grâce à la pose de soufflets (figure III.3).

III.1.4 Chariot de mesure et positionnement des sondes

Le déplacement vertical des sondes dans la veine d'essais est piloté de l'extérieur à l'aide d'un moteur disposé sur la partie supérieure de la veine. Le moteur entraîne une tige porte-sondes, par l'intermédiaire d'une chaîne et permet sa translation verticale avec un pas de déplacement de $1/40$ ème de millimètre. Pour mesurer la distance entre la sonde et la paroi, on dispose d'un codeur linéaire dont la résolution est de $50\ \mu\text{m}$, valeur inférieure à l'échelle de longueur de paroi, $\nu/u_\tau \approx 150\ \mu\text{m}$. Un second moteur, placé également à l'extérieur de la veine, permet la rotation de la tige porte-sondes dans un plan horizontal parallèle à l'écoulement et sert pour l'étalonnage angulaire. Le positionnement de la sonde par rapport à la paroi s'effectue à l'aide d'une lunette à fort grossissement munie d'un micromètre. La visée est effectuée entre le fil chaud et son image

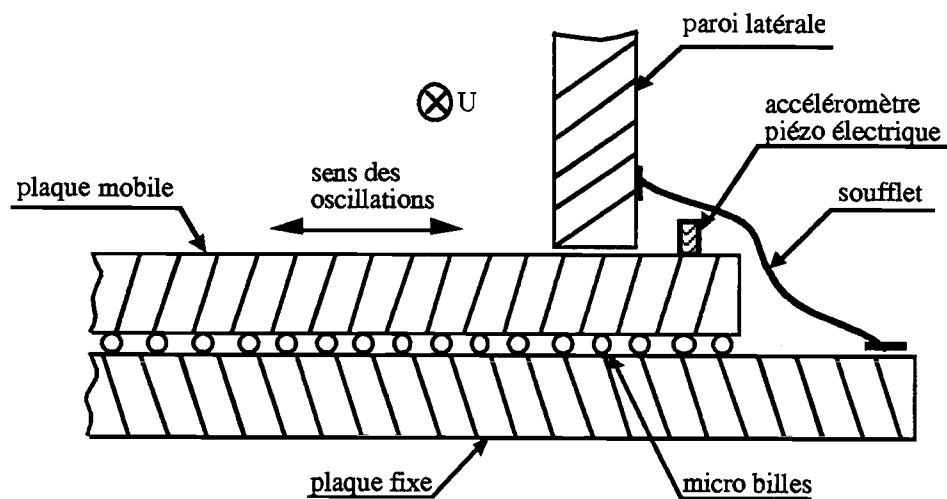


FIGURE III.3. schéma du soufflet.

sur la paroi.

En présence des oscillations de la plaque, les premiers points de mesure correspondent à une distance entre la paroi et les broches des sondes de l'ordre de 0.2 mm ($y^+ \approx 1.3$) ce qui montre l'absence de vibrations verticales de la paroi.

III.1.5 Systèmes de déplacement des sondes pour les mesures de corrélations

Un système de déplacement a été réalisé spécifiquement pour les mesures de corrélations en deux points selon la direction transversale z . Ce système est constitué d'une tige horizontale, en acier dur, de 50 cm de long, 2 cm de large et 0.5 cm d'épaisseur, fixée sur les parois latérales de la veine d'essai. Deux sondes à fil chaud simple, une fixe l'autre mobile, sont placées sur cette tige de manière à ce que les deux fils soient verticaux et leur centre situé à la même distance de la paroi. L'écartement entre les deux sondes est piloté par le système de rotation décrit précédemment. Le mouvement de rotation est transmis à la sonde mobile à l'aide d'une fine courroie crantée. Les corrélations dans la direction verticale, y , sont effectuées à l'aide d'une sonde simple fixée sur la tige horizontale et d'une sonde mobile placée sur le chariot vertical. Les deux fils chauds sont situés dans deux plans horizontaux parallèles. La distance initiale séparant les deux fils chauds est repérée à l'aide d'une lunette à fort grossissement, graduée au $1/100$ de mm .

III.1.6 Système d'acquisition et analyse des données

Le système d'acquisition des signaux est basé sur une unité centrale de type HP 9000 modèle 340 et d'une chaîne de quatre convertisseurs analogique-digital (A/D) du type HP 35652A. Chaque convertisseur est capable de coder les amplitudes variant de -10 V à $+10\text{ V}$ en un nombre binaire de 16 bit avec une dynamique de 80 dB . L'acquisition des signaux est effectuée à la fréquence d'échantillonnage de 2048 Hz avec une bande passante de 800 Hz . La fréquence a été choisie compte tenu des résultats de l'analyse spectrale des fluctuations de vitesse dans la couche limite. Les signaux délivrés par les anémomètres sont amplifiés et filtrés à l'aide d'un conditionneur de signaux marque TSI modèle 157. Enfin les données sont transférées sur un disque dur où elles sont stockées.

III.1.7 Anémomètres

Les fils chauds sont reliés à des anémomètres à température constante. Le coefficient de surchauffe adopté pour la sonde à fil chaud simple est égal à 0.8. Pour les sondes à plusieurs fils nous avons pris une surchauffe de 0.35 afin de limiter les interactions thermiques entre les fils.

L'étalonnage des sondes est effectué à l'extérieur de la couche limite dans la zone à potentiel de l'écoulement où le niveau de turbulence est de 0.4%.

III.2 Méthodes de mesures

III.2.1 Mesures des vitesses moyennes et turbulentes

Les mesures de vitesses moyennes et fluctuantes ont été effectuées à l'aide de quatre types de sondes :

- Une sonde à fil chaud simple (type DANTEC 55, modèle P05) utilisée pour mesurer la composante de vitesse longitudinale, U . Elle est constituée d'un fil en tungstène de diamètre $d = 5 \mu m$ et de longueur $l = 1 mm$. Elle est placée dans la veine d'essais de façon à ce que le fil soit horizontal et perpendiculaire à la direction de l'écoulement moyen.
- Une sonde à deux fils croisés (sonde en \times de marque DANTEC, modèle P61) pour les mesures de la composante normale, V . Les deux fils, de diamètre $5 \mu m$, sont distants de $1 mm$ et inclinés de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe de la sonde.
- Une sonde en \vee pour mesurer la composante latérale, W . Elle est constituée de deux fils en tungstène, de $5 \mu m$ de diamètre et de $1 mm$ de long, inclinés de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe de la sonde et situés dans le même plan. Elle est placée dans la veine d'essais de façon à ce que son axe soit aligné avec la direction de l'écoulement et les 2 fils situés dans un plan parallèle à la paroi.
- Une sonde à trois fils, dénotée ici par \wp , développée par George & Hussein (1991) et qui permet de mesurer deux composantes de vitesse (U et V) ou (U et W).

La sonde en \wp est constituée d'un fil chaud simple incliné de 45° et placé à côté d'une sonde à deux fils chauds en \times . Les fils sont en tungstène de $5 \mu m$ de diamètre et de longueur $1.8 mm$. La distance Δs , séparant chaque paire de fils est égale à $0.7 mm$. Selon les mesures à effectuer, la sonde est disposée soit avec les trois fils verticaux (plan x,y) soit horizontaux (plan x,z). Dans le premier cas, les fils ne sont sensibles qu'aux composantes U et V tandis que dans le second cas ils sont sensibles aux composantes U , W .

Notons que cette sonde permet de mesurer certains termes du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (George & Hussein 1991).

III.2.1.1 Principe de mesure

Pour la conversion des tensions des fils chauds en vitesse, nous utilisons la loi d'échange de King :

$$E^2 = E_0^2 + A\sqrt{U_{eff}}$$

où E désigne la tension aux bornes du fil chaud, U_{eff} la vitesse efficace de refroidissement, c'est-à-dire la vitesse qui contribue principalement au refroidissement du fil chaud. Les coefficients E_0 et A sont déterminés lors de l'étalonnage de la sonde.

III.2.1.2 Détermination de la vitesse efficace de refroidissement

D'après Champagne *et al.* (1967), la vitesse efficace de refroidissement U_{eff} , peut s'exprimer par :

$$U_{eff}^2 = U_n^2 + k_t U_t^2$$

L'équation ci-dessus prend en compte l'effet de refroidissement normal et tangentiel du fil, donné respectivement par les composantes de vitesse U_n et U_t . Ces auteurs ont montré que le coefficient k_t augmente lorsque le rapport $2l/d$ du fil diminue. Il est égal à 0.2 pour $2l/d = 200$ et devient pratiquement nul pour $2l/d = 600$. Les sondes à fil chaud que nous avons utilisées ont un rapport, $2l/d$ de l'ordre de 400, ce qui nous a permis de négliger les effets tangentiels. Nous n'avons pas tenu compte du refroidissement par la composante binormale dans le cas où tous les fils sont situés dans des plans parallèles.

- Pour un fil chaud simple placé perpendiculairement à l'écoulement, la vitesse efficace est reliée à la composante longitudinale instantanée U , par :

$$U_{eff} = U$$

- Pour une sonde à deux fils chauds croisés, inclinés d'un angle de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'écoulement, la vitesse efficace de refroidissement de chacun des fils est :

$$\begin{aligned} U_{eff_1} &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U + V) \\ U_{eff_2} &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U - V) \end{aligned}$$

où U et V représentent les composantes du vecteur vitesse instantanée de l'écoulement.

Pour la sonde en ∇ , les vitesses efficaces de refroidissement sont obtenues à partir des équations précédentes en remplaçant V par W .

La combinaison de ces équations permet d'obtenir les expressions des vitesses instantanées :

$$\begin{aligned} U &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff_1} + U_{eff_2}) \\ V, W &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff_1} - U_{eff_2}). \end{aligned}$$

- Pour la sonde à trois fils chauds disposés dans le plan (x,y) , les vitesses efficaces, obtenues à partir d'un développement en série de Taylor au 1^{er} ordre autour du centre géométrique de la sonde (indice 0), sont données par :

$$\begin{aligned} \sqrt{2}U_{eff_1} &= U_0 + \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_0 \Delta s \pm \left(V_0 + \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_0 \Delta s \right) \\ \sqrt{2}U_{eff_0} &= U_0 \mp V_0 \\ \sqrt{2}U_{eff_2} &= U_0 - \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_0 \Delta s \pm \left(V_0 - \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_0 \Delta s \right) \end{aligned}$$

où U_{eff_0} , U_{eff_1} et U_{eff_2} sont respectivement les vitesses efficaces de refroidissement du fil chaud du milieu, et celles des deux fils adjacents. Les expressions précédentes font intervenir, en plus des composantes instantanées de vitesse, U_0 , et V_0 , leur gradient selon la direction transversale. Le signe \pm correspond aux deux positions du fil du milieu incliné de $\pm 45^\circ$ et obtenues par la rotation de la sonde autour de son axe d'un angle de 180° .

La combinaison des équations précédentes permet d'obtenir les expressions des vitesses instantanées :

$$\begin{aligned} U_0 &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff_1} + U_{eff_2} + 2U_{eff_0}) \\ V_0 &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff_1} + U_{eff_2} - 2U_{eff_0}). \end{aligned}$$

Ces relations montrent qu'avec cette sonde l'effet des gradients transversaux, particulièrement celui de $\partial U / \partial z$, est pris en compte. Ceci n'est pas le cas des mesures obtenues avec une sonde à deux fils croisés (sonde \times). On devrait donc obtenir des statistiques moins entachées d'erreurs qu'avec cette dernière, à condition de conserver la même résolution spatiale.

La somme (ou la différence, obtenue en tournant la sonde de 180°) des deux gradients transversaux est donnée par :

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_0 \pm \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_0 = \frac{\sqrt{2}}{2\Delta s} (U_{eff_1} - U_{eff_2}).$$

Dans le cas où les fils sont situés dans le plan (x,z) on obtient :

$$\begin{aligned}
 \sqrt{2}U_{eff1} &= U_0 + \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_0 \Delta s \pm \left(W_0 + \left. \frac{\partial W}{\partial y} \right|_0 \Delta s \right) \\
 \sqrt{2}U_{eff0} &= U_0 \mp W_0 \\
 \sqrt{2}U_{eff2} &= U_0 - \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_0 \Delta s \pm \left(W_0 - \left. \frac{\partial W}{\partial y} \right|_0 \Delta s \right). \\
 U_0 &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff1} + U_{eff2} + 2U_{eff0}) \\
 W_0 &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff1} + U_{eff2} - 2U_{eff0}). \\
 \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_0 \pm \left. \frac{\partial W}{\partial y} \right|_0 &= \frac{\sqrt{2}}{2\Delta s} (U_{eff1} - U_{eff2}).
 \end{aligned}$$

Pour chaque configuration de la sonde (fils dans le plan (x,y) ou (x,z)), deux mesures successives, effectuées en tournant la sonde autour de son axe d'un angle de 180° , permettent de déterminer séparément les variances de la somme et de la différence des deux gradients. La somme de ces deux variances permet d'isoler le terme $(\overline{\partial u/\partial z})^2 + (\overline{\partial v/\partial z})^2$ ($(\overline{\partial u/\partial y})^2 + (\overline{\partial w/\partial y})^2$ pour la seconde configuration) et d'éliminer ainsi la corrélation entre les gradients des deux composantes de vitesse.

III.2.2 Mesures des gradients de la composante longitudinale de vitesse

Les mesures des gradients de la vitesse longitudinale, dans la direction normale y , et transversale z , ont été effectuées à l'aide d'une sonde à deux fils parallèles, de $5 \mu m$ de diamètre et de $1 mm$ de long. La distance entre les deux fils, $0.7 mm$, a été déterminée d'une part en minimisant les interactions thermiques entre les fils et d'autre part, en gardant une résolution spatiale correcte. Pour étudier l'interaction entre les fils, surtout dans la zone de proche paroi, où les intensités turbulentes sont très élevées, un des deux fils a été utilisé en fil froid, alimenté par un courant constant de $0.2 mA$ et sensible uniquement à la température. Le second fil fonctionne en mode normal avec une surchauffe de 0.35 . Trois distances différentes ($\Delta s = 0.3, 0.5, \text{ et } 0.7 mm$) ont été testées pour les fils situés dans le plan (x,y) puis dans le plan (x,z) à une distance $y^+ = 10$. Ces différents essais nous ont permis de voir que ces interactions étaient présentes pour la distance $0.3 mm$ que ce soit pour les deux fils disposés verticalement ou horizontalement. Pour $\Delta s = 0.5 mm$, celles-ci subsistent uniquement pour les deux fils placés horizontalement et disparaissent complètement pour la distance de $0.7 mm$.

Antonia *et al.* (1993) ont étudié l'influence de la distance Δs sur les valeurs de $(\overline{\Delta u/\Delta y})^2$ en comparant les mesures aux résultats des SND de l'écoulement turbulent dans un canal. Pour les SND, cette variance est calculée à partir d'un schéma de différence finie au 1^{er} ordre. Pour l'expérience, elle est mesurée à l'aide d'une sonde à deux fils parallèles espacés de Δs . L'accord est bon pour une distance Δs comprise entre 2 à 4 échelles de Kolmogorov. Ceci confirme le résultat que nous avons obtenu à partir de l'analyse des signaux puisque la valeur retenue $\Delta s = 0.7 mm$ correspond à une distance de 3 échelles de Kolmogorov.

III.2.3 Mesures des gradients de vitesses, $\frac{\partial V}{\partial z}$ et $\frac{\partial W}{\partial y}$

Les mesures des gradients de vitesse $\partial V/\partial z$ et $\partial W/\partial y$, nécessaires pour le calcul des termes de dissipation, du bilan de $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et de l'énergie cinétique turbulente, ont été réalisées à l'aide d'une sonde à quatre fils chauds. Elle est constituée de deux paires de sondes à deux fils en \times (figures III.4 (a) et (b)). Les fils sont en tungstène de $5 \mu m$ de diamètre et de $1.2 mm$ de long. La distance Δs , séparant deux fils est de $1 mm$. Les fils sont inclinés de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe de la sonde.

Selon les mesures à effectuer, les fils sont situés soit :

- dans le plan (x,y) (figure III.4. (a)), dans ce cas, les fils sont sensibles uniquement aux composantes U et V . Le développement en série de Taylor au 1^{er} ordre de ces vitesses autour du centre de la sonde (indice 0) donne :

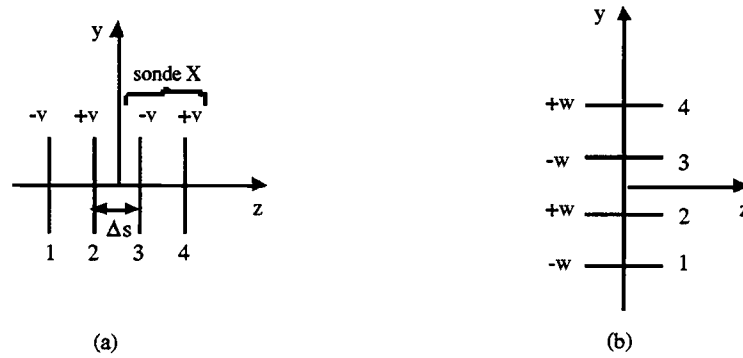


FIGURE III.4. Sonde à quatre fils chauds. (a) : mesures de $\frac{\partial U}{\partial z}$; (b) : mesures de $\frac{\partial W}{\partial y}$.

$$\begin{aligned}\sqrt{2}U_{eff1} &= U_0 - \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{3}{2}\Delta s - \left(V_0 - \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{3}{2}\Delta s\right) \\ \sqrt{2}U_{eff2} &= U_0 - \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} + \left(V_0 - \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2}\right) \\ \sqrt{2}U_{eff3} &= U_0 + \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} - \left(V_0 + \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2}\right) \\ \sqrt{2}U_{eff4} &= U_0 + \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{3}{2}\Delta s + \left(V_0 + \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{3}{2}\Delta s\right).\end{aligned}$$

Ces relations permettent de déterminer les gradients :

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 &= \frac{\sqrt{2}}{4\Delta s} (-U_{eff1} - U_{eff2} + U_{eff3} + U_{eff4}) \\ \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 &= \frac{\sqrt{2}}{4\Delta s} (U_{eff1} - U_{eff2} - U_{eff3} + U_{eff4}),\end{aligned}$$

- dans le plan (x,z) (figure III.4(b)). Un calcul analogue au précédent donne :

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial y}\Big|_0 &= \frac{\sqrt{2}}{4\Delta s} (-U_{eff1} - U_{eff2} + U_{eff3} + U_{eff4}) \\ \frac{\partial W}{\partial y}\Big|_0 &= \frac{\sqrt{2}}{4\Delta s} (U_{eff1} - U_{eff2} - U_{eff3} + U_{eff4}).\end{aligned}$$

III.2.4 Mesures des gradients de vitesses, $\frac{\partial V}{\partial y}$ et $\frac{\partial W}{\partial z}$

Ces gradients de vitesse interviennent dans les expressions de la dissipation de $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et de q^2 . Les mesures de $\partial V/\partial y$ sont effectuées à l'aide de deux sondes en \times identiques, distantes de $\Delta h = 1.9 \text{ mm}$ (III.5(a)). les vitesses efficaces sont données par :

$$\begin{aligned}\sqrt{2}U_{eff1} &= U_0 + \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} + \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2} + \left(V_0 + \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} + \frac{\partial V}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2}\right) \\ \sqrt{2}U_{eff2} &= U_0 - \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} + \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2} - \left(V_0 - \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} + \frac{\partial V}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2}\right) \\ \sqrt{2}U_{eff3} &= U_0 + \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} - \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2} + \left(V_0 + \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} - \frac{\partial V}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2}\right) \\ \sqrt{2}U_{eff4} &= U_0 - \frac{\partial U}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} - \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2} - \left(V_0 - \frac{\partial V}{\partial z}\Big|_0 \frac{\Delta s}{2} - \frac{\partial V}{\partial y}\Big|_0 \frac{\Delta h}{2}\right),\end{aligned}$$

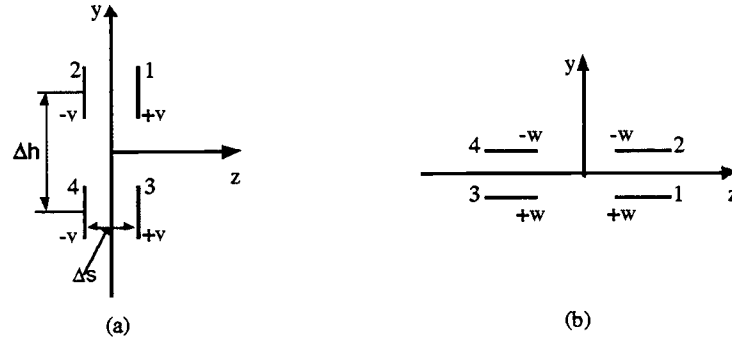


FIGURE III.5. Sonde à quatre fils chauds. (a) : mesures de $\frac{\partial V}{\partial y}$; (b) : mesures de $\frac{\partial W}{\partial z}$.

dont on déduit l'expression du gradient :

$$\frac{\partial V}{\partial y}|_0 = \frac{\sqrt{2}}{2\Delta h} (U_{eff1} - U_{eff2} - U_{eff3} + U_{eff4}).$$

La figure III.5(b) représente la configuration des deux sondes utilisées pour mesurer $\partial W/\partial z$. Un calcul analogue au précédent donne :

$$\frac{\partial W}{\partial z}|_0 = \frac{\sqrt{2}}{2\Delta s} (U_{eff1} - U_{eff2} - U_{eff3} + U_{eff4}).$$

III.2.5 Mesures de la vorticité longitudinale

Les mesures de la composante longitudinale de la vorticité, $\Omega_x = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}$, ont été réalisées à l'aide d'une sonde à quatre fils de marque DANTEC. Les quatre fils, inclinés de $\pm 45^\circ$ par rapport au corps de sonde, sont situés dans quatre plans perpendiculaires. Les fils sont en tungstène de $5 \mu m$ de diamètre et séparés par une distance $\Delta s = 1.8 mm$. La première configuration de ce type de sonde a été proposée pour la première fois par Kovaszney (1950, 1954). Elle ne comprenait que quatre broches sur lesquelles étaient soudés les fils. Cette sonde a été modifiée par la suite par Kastrinakis *et al.* (1979), en alimentant chaque fil indépendamment afin de supprimer les effets parasites liés à l'utilisation de broches communes. Cette configuration de sonde a été utilisée depuis, dans différentes études expérimentales (Vukoslavcevic & Wallace 1981; Kastrinakis & Eckelmann 1983).

Le développement de Taylor au premier ordre au centre géométrique de la sonde, fournit les vitesses efficaces relatives à chaque fil en fonction des composantes instantanées U , V et W du vecteur vitesse et de leurs gradients de vitesse selon les deux directions perpendiculaires à l'écoulement, y et z . Dans ces équations nous avons tenu compte de l'effet de refroidissement binormal du fil (Jorgensen 1970). Ce qui donne le système suivant :

$$\begin{aligned} U_{eff1} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \left(U_0 - \frac{\partial U}{\partial z}|_0 \frac{\Delta s}{2} + (V_0 - \frac{\partial V}{\partial z}|_0 \frac{\Delta s}{2}) + \frac{W^2}{U} \right) \\ U_{eff2} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \left(U_0 - \frac{\partial U}{\partial y}|_0 \frac{\Delta s}{2} + (W_0 - \frac{\partial W}{\partial y}|_0 \frac{\Delta s}{2}) + \frac{V^2}{U} \right) \\ U_{eff3} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \left(U_0 + \frac{\partial U}{\partial z}|_0 \frac{\Delta s}{2} - (V_0 + \frac{\partial V}{\partial z}|_0 \frac{\Delta s}{2}) + \frac{W^2}{U} \right) \\ U_{eff4} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \left(U_0 + \frac{\partial U}{\partial y}|_0 \frac{\Delta s}{2} - (W_0 + \frac{\partial W}{\partial y}|_0 \frac{\Delta s}{2}) + \frac{V^2}{U} \right) \end{aligned}$$

Ce système présente quatre équations à sept inconnues. Les trois composantes de vitesse sont

déterminées en négligeant les termes de gradients. Ce qui donne le système suivant :

$$\begin{aligned} U &= \frac{\sqrt{2}}{4} \left(U_{eff1} + U_{eff2} + U_{eff3} + U_{eff4} - \frac{\sqrt{2}(V^2+W^2)}{\bar{U}} \right) \\ V &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff1} - U_{eff3}) \\ W &= \frac{\sqrt{2}}{2} (U_{eff2} - U_{eff4}) \end{aligned}$$

Les deux composantes V et W étant connues, la composante longitudinale U est obtenue à l'aide d'un processus itératif. Finalement, la composante longitudinale de la vorticité est déterminée à partir de la relation :

$$\Omega_x = \frac{2}{\Delta s \sqrt{2}} \left(U_{eff1} + U_{eff3} - U_{eff2} - U_{eff4} - \frac{W^2 - V^2}{\bar{U} \sin \alpha} \right)$$

III.2.6 Mesure du frottement pariétal

Les mesures de frottement pariétal sont effectuées à l'aide d'un fil chaud, de $5 \mu m$ de diamètre et de $1 mm$ de longueur, soudé aux deux extrémités de deux broches en acier qui dépassent de $0.2 mm$ à travers la paroi. Le positionnement des broches a été effectué avec soin de façon à ce que l'élément sensible soit parallèle à la plaque et perpendiculaire à la direction de l'écoulement. L'alimentation du fil est réalisée par un anémomètre à température constante, type IFA 100. Le principe de mesure de la contrainte pariétale repose sur l'analogie qui existe entre la diffusion de chaleur et celle de vorticité dans la couche limite. Il est établi de façon théorique (Cousteix & Juillen 1982) que la contrainte pariétale est reliée à la tension électrique E aux bornes du fil chaud par une relation de la forme :

$$\tau_p^{1/3} = AE^2 + B$$

où A et B sont deux constantes, déterminées par étalonnage et qui dépendent entre autre de la température du fluide et du fil. L'extension de cette loi à un écoulement turbulent sans aucune correction n'est possible que si la valeur *RMS* de la tension aux bornes du fil chaud, ne dépasse pas 2% de la tension moyenne.

La sonde pariétale est étalonnée dans la couche limite turbulente à l'aide d'une méthode basée sur l'existence de la loi de paroi. Elle est identique à celle utilisée pour la mesure du frottement avec un tube de Preston. La vitesse (au lieu de la pression dynamique fournie par un tube de Preston) en un point situé dans la zone logarithmique est reliée, par l'intermédiaire de relations empiriques à la contrainte pariétale (Nitsche *et al.* 1984). Ces relations dépendent uniquement de la vitesse moyenne longitudinale \bar{U} et de la position y où est effectuée la mesure. Elles relient les deux paramètres sans dimensions $\tau_p^* = \tau_p y^2 / \rho \nu^2$ et $U_y^* = \frac{1}{2} (\bar{U} y / \nu)^2$, (τ_p représente la contrainte visqueuse moyenne à la paroi). La mesure de \bar{U} est effectuée ici à l'aide d'un fil chaud placé dans la zone logarithmique pour des valeurs de U_y^* supérieures à 10^6 . Dans ce cas la contrainte pariétale est donnée par la relation empirique $\tau_p^* = 0.037 U_y^{*0.883}$. Les valeurs de la contrainte moyenne ainsi obtenues sont alors reliées à la tension moyenne du fil chaud pariétal par l'intermédiaire de la loi d'échange citée auparavant.

Dans le cas de l'écoulement en présence des oscillations de la plaque, le fil chaud pariétal n'a pas été utilisé du fait qu'à la paroi, la contrainte transversale peut être supérieure à la contrainte longitudinale. Dès lors, le frottement a été déterminé à partir de la pente du profil de vitesse moyenne dans la sous couche visqueuse.

III.3 Traitements statistiques

Pour les mesures dans la couche limite se développant sur la plaque fixe nous avons utilisé la décomposition de Reynolds $Q(t) = \bar{Q} + q(t)$. Dans le cas d'un écoulement instationnaire, la description statistique est faite à l'aide de la décomposition triple qui consiste à écrire que chaque

grandeur $Q(t)$ est la somme d'une valeur moyenne \bar{Q} (moyenne temporelle), d'une valeur instationnaire périodique \bar{q} et d'une fluctuation q'' :

$$Q(t) = \bar{Q} + \bar{q}(t) + q''(t)$$

III.3.1 Moyenne de phase

Le terme instationnaire est défini par :

$$\bar{q}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (Q_n(\tau) - \bar{Q})$$

N est le nombre de cycles et τ un instant donné dans le cycle. La durée des acquisitions étant fixée à 100 s, N est égal à 100f et τ varie dans l'intervalle $[-\frac{T}{2}, \frac{T}{2}]$ avec un pas de $\frac{1}{2048}$.

Cette moyenne, appelée moyenne de phase, étant déterminée, on en déduit la valeur instantanée de la quantité fluctuante par :

$$q''(\tau) = Q(\tau) - \bar{q}(\tau).$$

De même, on définit la moyenne de phase des moments d'ordre deux des quantités fluctuantes comme suit :

$$\widetilde{q''^2}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (Q_n(\tau) - \bar{q}_n(\tau))^2$$

Les valeurs *RMS*, les valeurs moyennes des corrélations entre quantités fluctuantes sont déduites par la suite à partir de la moyenne temporelle de la moyenne de phase :

$$q_{rms} = q' = \sqrt{\sum_{\tau=-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \widetilde{q''^2}(\tau)} = \sqrt{\overline{q''^2}}$$

$$\overline{p''q''} = \sum_{\tau=-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \widetilde{p''q''}(\tau) = \overline{p''q''}$$

et le moment d'ordre α

$$\overline{p''^\alpha} = \sum_{\tau=-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \widetilde{p''^\alpha}(\tau) = \overline{p''^\alpha}.$$

Dans le chapitre *IV*, tous les résultats présentés sont basés sur cette décomposition, mais pour simplifier les écritures nous utiliserons indifféremment les notations q'' ou q .

III.3.2 Analyse dans les quatre quadrants

L'analyse des quatre quadrants du plan (u, v) , permet de quantifier la contribution des événements cinématiques à la tension de Reynolds, \overline{uv} . Cette analyse consiste à analyser les fluctuations u et v selon leur signe. Rappelons que le quadrant *II* correspond aux éjections ($u \leq 0, v \geq 0$), le quadrant *IV* aux "sweeps" ($u \geq 0, v \leq 0$), alors que les quadrants *I* et *III*, où u et v sont de même signe, définissent les interactions.

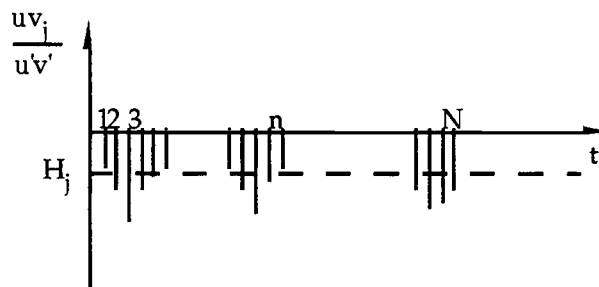


FIGURE III.6. Seuil de détection à partir des fluctuations uv dans le quadrant II .

Le caractère intermittent de l'entretien de la tension de Reynolds \overline{wv} ainsi que le rôle dominant des éjections et des "sweeps" conduisent à rechercher les caractéristiques de ces événements (dimensions, périodes, durées ...) afin de mieux saisir les mécanismes d'entretien mis en jeu. La détermination de ces caractéristiques en présence des oscillations transversales peut donner des renseignements concernant la modification de la structure de la couche limite. Dans cette étude nous nous sommes intéressés principalement à la contribution à la tension moyenne \overline{wv} , à la période et à la durée des éjections et des "sweeps".

III.3.2.1 Contribution des quatre quadrants

La contribution du quadrant j à la tension \overline{wv} est défini par :

$$\overline{wv}_j = \sum_{\tau=-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \widetilde{u''v''}_j(\tau) = \overline{u''v''}. \quad (\text{III.1})$$

On appelle souvent cette quantité la contribution fractionnelle par opposition à la contribution normalisée par le coefficient d'intermittence γ_j dans le quadrant j . Notons que la définition utilisée ici donne :

$$\overline{wv}_I + \overline{wv}_{II} + \overline{wv}_{III} + \overline{wv}_{IV} = \overline{wv}$$

III.3.2.2 Périodes et durées moyennes des éjections et des "sweeps"

Ces deux caractéristiques sont déterminées à partir d'une analyse en amplitude des fluctuations uv_j relatives aux éjections et aux "sweeps" ($j = II$ et $j = IV$). Le seuil utilisé pour cette analyse, noté H_j , est celui défini par Comte-Bellot *et al.* (1978) :

$$H_j = \frac{\overline{wv}_j}{u'v'\gamma_j}$$

u' et v' étant les valeurs *RMS* des fluctuations u et v , γ_j le facteur d'intermittence du signal uv_j . Ce facteur représente la fraction du temps total occupée par la fluctuation uv_j . Notons que ce seuil représente d'une part la contribution à la tension de Reynolds moyennée uniquement pendant le temps d'existence de uv_j dans le quadrant j et d'autre part, la valeur de la fluctuation uv_j qui contribue le plus à \overline{wv}_j (Saleh 1978).

Le schéma présenté sur la figure III.6 montre l'utilisation du seuil de détection pour le quadrant II .

Les périodes et les durées des éjections sont déterminées à partir du temps moyen entre deux bouffées tel que $|uv_{II}| > |H_{II}|u'v'$ et de la durée moyenne des bouffées, respectivement.

L'échelle longitudinale des éjections peut être alors déterminée à partir de la durée moyenne et de la vitesse de convection longitudinale, $U_{cII} = \overline{U}_{II}$ pour $|uv_{II}| > |H_{II}|u'v'$. La dimension

longitudinale des éjections

$$l_{II} = U c_{II} D_{II}$$

permet d'apporter une description spatiale des événements qui contribuent principalement à l'entretien de \overline{uv} et d'autre part elle permet de situer l'échelle de ces événements par rapports aux échelles de la turbulence (échelle intégrale, échelle de Taylor).

III.3.3 Corrélations spatiales et spatio-temporelles

L'étude de la variation des échelles de longueur de la turbulence peut fournir des informations sur le comportement des structures turbulentes de proche paroi en présence des oscillations transversales. Ces échelles sont obtenues à partir des mesures de corrélations spatiales en deux points de la fluctuation de vitesse longitudinale u . Les corrélations ont été mesurées seulement dans la direction normale et transversale. Pour la direction longitudinale, ces échelles peuvent être déterminées à partir de l'auto-corrélation de la fluctuation u .

Ces mesures permettent aussi de déterminer le coefficient de corrélation spatio-temporelle entre la fluctuation de vitesse u aux points $A(x_i)$ et $B(x_i + \Delta x_i)$, avec un décalage temporel Δt :

$$R_{uu}(x_i, \Delta x_i, \Delta t) = \frac{\overline{u''(x_i, t)u''(x_i + \Delta x_i, t + \Delta t)}}{\overline{u'(x_i)u'(x_i + \Delta x_i)}}.$$

Ce coefficient est souvent utilisé pour une interprétation spatiale d'informations temporelles moyennant l'hypothèse de Taylor. Dans cette étude, nous avons mesuré les coefficients de corrélation spatio-temporelle, $R_{uu}(\Delta y, \Delta t)$ et $R_{uu}(\Delta z, \Delta t)$.

III.3.4 Echelles intégrales et micro-échelles de Taylor

L'échelle intégrale de longueur, relative à la fluctuation longitudinale, dans la direction x_i est définie par :

$$L_{11}^{(i)} = \int_0^\infty R_{uu}(\Delta x_i) dx_i$$

Cette échelle caractérise les grandes structures porteuses d'énergie et donne un ordre de grandeur de la distance sur laquelle les fluctuations de vitesse restent corrélées.

Les micro-échelles de Taylor transversales, $\lambda_{11}^{(2)}$ et $\lambda_{11}^{(3)}$, sont déterminées à partir des valeurs *RMS* de u et de ses gradients :

$$\lambda_{11}^{(i)} = \frac{u'}{\sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x_i}\right)^2}} \quad \text{pour } i = 2, 3$$

L'échelle longitudinale est déterminée à l'aide de l'hypothèse de Taylor :

$$\lambda_{11}^{(1)} = \frac{u'\overline{U}}{\sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2}}$$

Chapitre IV

Propriétés statistiques de la couche limite naturelle

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus dans la couche limite non perturbée dans le but de valider à la fois l'écoulement de base et les différentes techniques de mesure utilisées. La validation est faite par la comparaison systématique de ces résultats avec ceux des études antérieures, expérimentales ou numériques, dont le nombre de Reynolds est proche de celui utilisé ici. Les résultats concernent la couche limite turbulente, non-manipulée, obtenue pour une vitesse extérieure de 2.1 m/s et à la distance $x = 3\text{ m}$ du bord d'attaque de la plaque. A cette distance, l'écoulement est bidimensionnel et la turbulence est établie. Les différentes grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont présentées dans le tableau IV.1. Sur ce tableau figurent également les valeurs obtenues pour les vitesses extérieures de 1.6 et 4 m/s . L'épaisseur de quantité de mouvement θ est de 16% plus faible que celle donnée par la formule de Schlichting (1968)

$$\theta = 0.036x \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/5}$$

alors que l'écart par rapport à celle proposée par Michel (1967)

$$\theta = 0.0221x \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/6}$$

est de 12%. Le coefficient de frottement, en bon accord avec la formule de Michel (1967), est égal à $4.25 \cdot 10^{-3}$, et correspond à 2% à la valeur mesurée ici directement par le fil chaud pariétal. En plus de la mesure directe à l'aide du fil chaud pariétal, la vitesse de frottement, u_{τ_0} , à été déterminée à l'aide des deux méthodes suivantes:

- à partir du gradient de vitesse dans la sous couche visqueuse,
- à partir du diagramme de Clauser (1956).

La méthode de mesure directe et la loi linéaire de la vitesse dans la sous couche visqueuse donnent approximativement la même valeur de u_{τ_0} tandis que la valeur obtenue à partir du diagramme de Clauser est supérieure de 3%.

Les coefficients de forme et de frottement ainsi que le paramètre $\Delta \bar{U}^+$ de Coles (1962) sont légèrement inférieurs aux valeurs "idéales" de Coles, présentées en même temps sur le tableau IV.1. Le paramètre de Coles, $\Delta \bar{U}^+$, représente l'écart maximum entre le profil de vitesse moyenne et la loi logarithmique dans la zone externe de la couche limite.

Les grandeurs moyennes présentées dans ce chapitre comprennent :

- les profils de vitesse moyenne et de son gradient suivant la direction normale,

U_∞ (m/s)	δ (mm)	θ (mm)	H	H Coles	C_f	C_f Coles	Re_δ	R_θ	$\Delta\bar{U}^+$	$\Delta\bar{U}^+$ Coles
1.6	70	7.2	1.45	1.48	0.00469	0.00465	7470	770	0.75	1.00
2.1	68	7	1.42	1.45	0.00436	0.00429	9520	980	1.13	1.46
4	55	6	1.38	1.42	0.00394	0.00374	14670	1600	1.43	2.06

TABLEAU IV.1. Caractéristiques de la couche limite.

- les profils des valeurs *RMS* des fluctuations des trois composantes de vitesse u , v , w et de leurs gradients selon les deux directions y et z
- le profil de la valeur *RMS* de la fluctuation de vorticité longitudinale ω_x ,
- le profil de la tension de Reynolds \overline{uv} ,
- ainsi que ceux des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de toutes ces quantités.

Les résultats de l'analyse dans les quatre quadrants (contributions, périodes) sont présentés. Ce chapitre se termine par les bilans des tensions de Reynolds et de l'énergie cinétique turbulente.

Ces différents résultats sont comparés à ceux des études figurant dans le tableau IV.2. Dans le tableau IV.3 nous avons présenté, pour chaque étude citée, les différentes grandeurs turbulentes obtenues ainsi que les résolutions spatiales, des capteurs pour les expériences et du maillage pour les DNS.

IV.1 Grandeurs liées au champ moyen

IV.1.1 Vitesse moyenne

Le profil de vitesse moyenne longitudinale, adimensionalisée par les échelles de paroi, est présenté sur la figure IV.1. Ce profil montre la présence d'une zone logarithmique, ce qui constitue un critère de l'existence d'une couche limite. On note que ce profil est en bon accord avec celui de Erm & Joubert (1991) obtenu à un nombre de Reynolds $R_\theta \approx 1000$. Il est à noter que pour $y^+ \leq 200$, nos points de mesure coïncident avec la formule de Spalding (1961).

La loi logarithmique (II.1), obtenue à partir de ce profil est la suivante :

$$\bar{U}^+ = 5.75 \log y^+ + 5.5 \quad (\text{IV.1})$$

ce qui correspond à une constante de Karman, $k = 0.4$.

Le profil de vitesse déficiente, $\frac{U_\infty - \bar{U}}{u_{\tau_0}}$, est représenté sur la figure IV.2 en fonction de y/δ . La constante C de la loi déficiente obtenue ici est égale à 1.5 ce qui donne :

$$\frac{U_\infty - \bar{U}}{u_{\tau_0}} = -5.75 \log \frac{y}{\delta} + 1.5 \quad (\text{IV.2})$$

Cette constante dépend, en l'absence de gradient de pression longitudinale, de plusieurs paramètres : le coefficient de frottement, l'épaisseur de la couche limite, la constante B de la loi logarithmique et la constante de Karman adoptée. Elle dépend également du caractère établi ou non de la couche limite. Ceci fait que les valeurs de C diff rent beaucoup d'une expérience à l'autre. Néanmoins, les mesures de Erm & Joubert (1991) sont en bon accord avec la loi obtenue ici.

IV.1.2 Gradient de vitesse moyenne

Sachant que le gradient de vitesse moyenne $\partial\bar{U}/\partial y$, adimensionalisé par l'échelle de temps $\nu/u_{\tau_0}^2$, décroît rapidement en fonction de la distance à la paroi, et devient inférieur à 10% à partir de $y^+ \geq 30$, nous avons accordé une grande attention à la précision des mesures de ce terme. La description de la sonde utilisée pour ces mesures est faite dans le chapitre II. Rappelons que la distance séparant les deux fils de la sonde est $\Delta s^+ = 4$. Afin d'effectuer des mesures très près de la paroi (à partir de $y^+ = 5$), la sonde a été inclinée d'un angle de 5° par rapport à l'horizontale. Le gradient de vitesse moyenne longitudinale, $\partial\bar{U}/\partial y$, adimensionalisé par les paramètres internes de la couche limite, est présenté sur la figure IV.3. La comparaison de ce profil à celui obtenu à partir de l'expression de Spalding (1961) ainsi qu'à l'expression donnée par Van Driest (1956) est satisfaisante. Rappelons que la formule de Van Driest (1956) est définie à partir de l'expression basée sur un amortissement de la turbulence de la forme $1 - e^{-y^+/26}$ et une constante de Karman égale à 0.4.

Les mesures de Randolph *et al.* (1987) pour $R_\theta = 350$ ainsi que celles de Breyer *et al.* (1993) pour $R_h = 5000$, effectuées tous les deux dans un écoulement de canal (h étant la demi-hauteur du canal), sont en bon accord avec nos mesures. Notons que les mesures de Breyer *et al.* (1993) sont basées sur une méthode optique non intrusive et ayant une très bonne résolution spatiale.

Etude	Type d'écoulement	Nature de l'étude	R_θ	Légende
Présente étude	CL-A	AFC	980	●
Balint <i>et al.</i> (1987)	CL-A	AFC	2 685	◇
Balint <i>et al.</i> (1991)	CL-A	AFC	2 080	△
Antonia <i>et al.</i> (1991)	CP	DNS	770	---
Antonia <i>et al.</i> (1992)	CP	DNS	770	---
Antonia <i>et al.</i> (1993)	CP-A	AFC	320	○
Ong (1992)	CL-A	AFC	1 070	×
Kim <i>et al.</i> (1987)	CP	DNS	320	----
Kastrinakis & Eckelmann (1983)	CP-A	AFC	1 220	---
Spalart (1988)	CL	DNS	1 410	----
Kriegs <i>et al.</i> (1993)	CP-E	ALD	650	—...
Klewicki (1989)	CL-A	AFC	2 870	- - - -
Purtell <i>et al.</i> (1981)	CL-A	AFC	1340	□
Alfredsson & Johansson (1984)	CP-E	AFMC	700	—□—□—□—
Talmon <i>et al.</i> (1986)	CL-E	ALD	770	⊞
Barlow & Johnston (1988)	CL-E	ALD	1140	⊠
Erm & Joubert (1991)	CL-A	AFC	1003	⊙
Murlis <i>et al.</i> (1982)	CL-A	AFC	1112	◆
Kreplin & Eckelmann (1979b)	CP-H	AFMC	300	+

TABLEAU IV.2. Types d'écoulements, nombre de Reynolds et natures des différentes études utilisées pour la comparaison.

CL : Ecoulement de couche limite
 CP : Ecoulement en canal plan
 CC : Ecoulement en conduite cylindrique
 A : Air
 E : Eau

DNS : Simulation numérique directe
 AFC : Anémométrie à fil chaud
 AFMC : Anémométrie à film chaud
 ALD : Anémométrie Laser Doppler
 H : Huile

Etude	R_θ	vitesse vorticité						Résolution spatiale		
		u	v	w	ω_x	ω_y	ω_z	Δx^+	Δy^+	Δz^+
Présente étude	980	×	0.032	0.032	6.4
		.	×	8	8	6.4
		.	.	×	.	.	.	9	0.032	9
		.	.	.	×	.	.	.	12.8	12.8
Balint <i>et al.</i> (1987)	2 685	.	.	.	×	×	×	8.3	8.3	8.3
Balint <i>et al.</i> (1991)	2 080	.	.	.	×	×	×	10.9	10.9	10.9
Ong (1992)	1 070	.	.	.	×	×	×	10.9	10.9	10.9
Kim <i>et al.</i> (1987)	320	.	.	.	×	×	×	12	0.05-4.4	7
Kastrinakis & Eckelmann (1983)	1 220	.	.	.	×	.	.	.	11.5	11.5
Spalart (1988)	1 410	.	.	.	×	×	×	20	0.24-3.3	6.7
Klewicki (1989)	2 870	×	.	.	16.2
Purtell <i>et al.</i> (1981)	1 340	×	0.02	0.02	8.1
Alfredsson & Johansson (1984)	700	.	×	10	8	10
Alfredsson <i>et al.</i> (1988)	350	×	2
Talmon <i>et al.</i> (1986)	770	×	×	0.4	0.4	4.4
Barlow & Johnston (1988)	1 140	×	×	1.5	1.5	3
Erm & Joubert (1991)	1 003	×	0.15	0.15	27.7
Kreplin & Eckelmann (1979b)	300	.	×	×	.	.	.	17.5	17.5	30.8
		×	1.25	.	3.5
Durst <i>et al.</i> (1993)	320	.	×	0.6	1.25
		×	×	×	.	.	.	0.7	0.7	2.52
Karlsson & Johansson (1986)	2 420	×	×	×	.	.	.	0.5	0.5	5.2
Murlis <i>et al.</i> (1982)	1 112	×	×	21	21	.

TABLEAU IV.3. Résolution spatiale présentée dans chaque étude utilisée pour la comparaison.

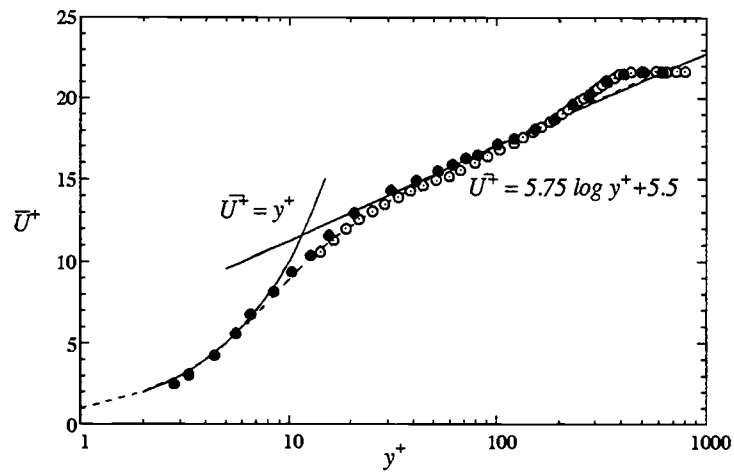


FIGURE IV.1. Profil de vitesse moyenne longitudinale. (----, Spalding (1961); autres symboles dans le tableau IV.2).

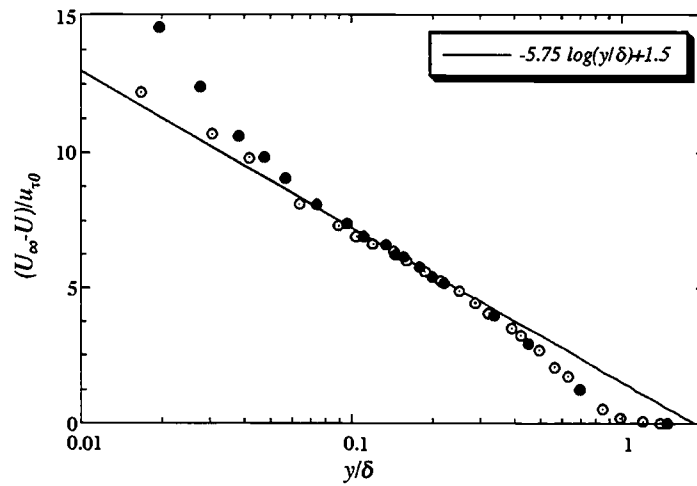


FIGURE IV.2. Profil de vitesse déficitaire, (Légende dans le tableau IV.2).

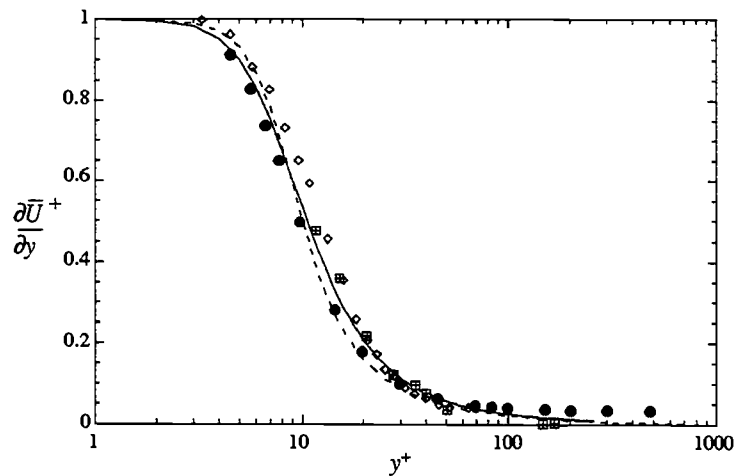


FIGURE IV.3. Profil du gradient $(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y})^+$ de la vitesse moyenne. —, Van Driest (1956); ----, Spalding (1961); \boxplus , Randolph *et al.* (1987); \diamond , Breyer *et al.* (1993).

IV.2 Grandeurs fluctuantes

IV.2.1 Moments d'ordre deux des fluctuations de vitesse

Le profil des valeurs *RMS* de la fluctuation de vitesse longitudinale, normalisées par les paramètres internes de la couche limite, est représenté sur la figure IV.4. Dans la région de proche paroi ($y^+ \leq 15$), ce profil coïncide avec ceux de Talmon *et al.* (1986) ($R_\theta = 770$), Purtell *et al.* (1981) ($R_\theta = 1340$) et de Barlow & Johnston (1988) ($R_\theta = 1140$) obtenues en couche limite. La comparaison avec les mesures d'Alfredsson & Johansson (1984), $R_\theta = 700$, en écoulement de canal est également bonne dans cette région. Les résultats des DNS de Spalart (1988) ($R_\theta = 1410$) en couche limite et d'Antonia *et al.* (1992) ($R_\theta = 770$) en écoulement de canal, concordent avec les autres profils pour $y^+ \leq 15$ et ceci malgré les différences de nombres de Reynolds. Les effets du nombre de Reynolds se manifestent au-delà de cette position.

Les mesures en couche limite de Erm & Joubert (1991), $R_\theta \approx 1000$, ont un maximum de u' , plus faible que les autres résultats. Cette valeur plus faible est due à la mauvaise résolution spatiale de la sonde utilisée dont le fil a une longueur $\ell^+ = \Delta z^+ = 27.7$ (tableau IV.3). Ligrani & Bradshaw (1987) montrent que les valeurs de u' sont fortement affectées par la résolution spatiale surtout dans la région $y^+ \leq 17$. Ils observent en effet que la valeur de u' , à une position donnée, diminue rapidement lorsque la longueur du fil, ℓ^+ , dépasse la valeur 25.

La figure IV.5 montre les profils de v' , valeur *RMS* de la fluctuation de vitesse normale. Loin de la région de proche paroi, pour $y^+ \geq 20$, nos mesures sont en bon accord avec les profils obtenus au fil chaud (Erm & Joubert 1991), au film chaud (Alfredsson & Johansson 1984), par ALD (Talmon *et al.* 1986) et à partir de DNS (Antonia *et al.* 1992). Les résultats de DNS de Spalart (1988) ainsi que les mesures de Barlow & Johnston 1988 sont légèrement supérieures à cause du nombre de Reynolds qui est légèrement plus élevé que celui des études précédentes. Dans la région $y^+ \leq 20$ l'ensemble de ces profils coïncident.

Les mesures effectuées à l'aide de la sonde à deux fils chauds croisés (sonde en \times) sont contaminées, très près de la paroi, par les fluctuations de la vitesse transversale (Perry *et al.* 1987) et par les gradients de vitesse dans le volume de mesure. Les mesures de Browne *et al.* (1988) réalisées dans le sillage lointain d'un cylindre, montrent qu'une telle sonde ne fournit des résultats corrects de u' , v' et de la tension de Reynolds \overline{uv} , que si elle vérifie les conditions : $\ell/d \geq 140$, $\ell/\eta \leq 5$ et $\Delta s/\eta \leq 3$ (η étant l'échelle de Kolmogorov et Δs , la distance entre les deux fils). Dans notre cas, les deux dernières conditions sont satisfaites seulement, pour $y^+ \geq 20$, ce qui explique probablement les écarts observés à la paroi. Ceci est également valable pour les mesures d'Alfredsson & Johansson (1984) qui ont tendance à croître près de la paroi.

Les valeurs *RMS* des fluctuations de la composante transversale de vitesse, mesurées à l'aide de la sonde en \vee , sont présentées sur la figure IV.6 normalisées par la vitesse de frottement. Les écarts entre les mesures au laser (Karlsson & Johansson 1986), les DNS (Spalart 1988; Antonia *et al.* 1992) et les mesures au fil chaud effectuées ici, au film chaud (Kreplin & Eckelmann 1979b) sont très importants. Vu l'importance que revêt la mesure de cette composante dans notre étude, nous avons testé plusieurs sondes avec différentes résolutions mais nous avons toujours obtenu les mêmes résultats. Le profil de w' que nous obtenons présente un maximum situé beaucoup plus près de la paroi que les autres profils et des valeurs inférieures dans la zone logarithmique.

IV.2.2 Tension de Reynolds

La tension de Reynolds, $-\overline{uv}$, normalisée par le carré de la vitesse de frottement, $u_{\tau_0}^2$, est représentée sur la figure IV.7. Les valeurs obtenues sont en accord avec les mesures de Talmon *et al.* (1986) et d'Antonia *et al.* (1992), obtenues pour un nombre de Reynolds légèrement plus faible. Par contre, les mesures de Erm & Joubert (1991) et de Barlow & Johnston (1988) ainsi que les résultats des DNS de Spalart (1988) sont légèrement supérieures. Ces écarts sont dûs d'une part, aux difficultés de mesures de \overline{uv} , surtout dans la région de proche paroi où la sonde ne répond plus au critère de Browne *et al.* (1988). Néanmoins, nos mesures concordent avec celles de Murlis *et al.* (1982).

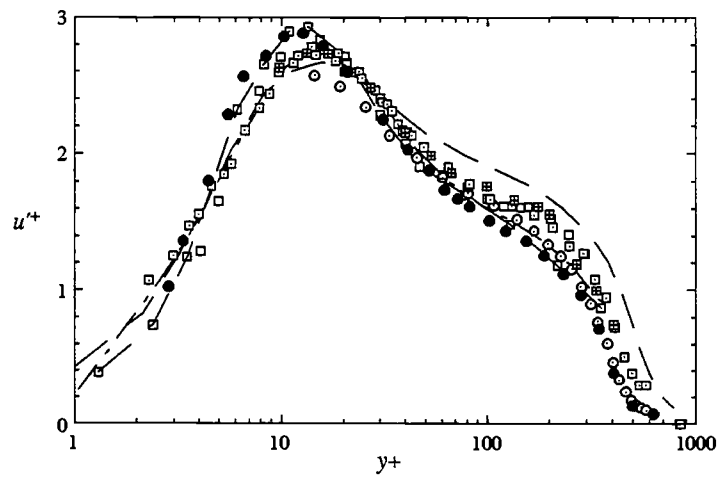


FIGURE IV.4. Profil des valeurs *RMS* de u , comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

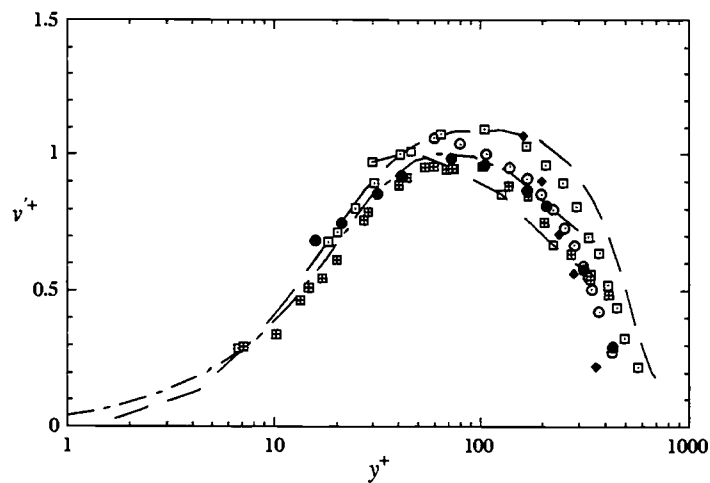


FIGURE IV.5. Profil des valeurs *RMS* de v , comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

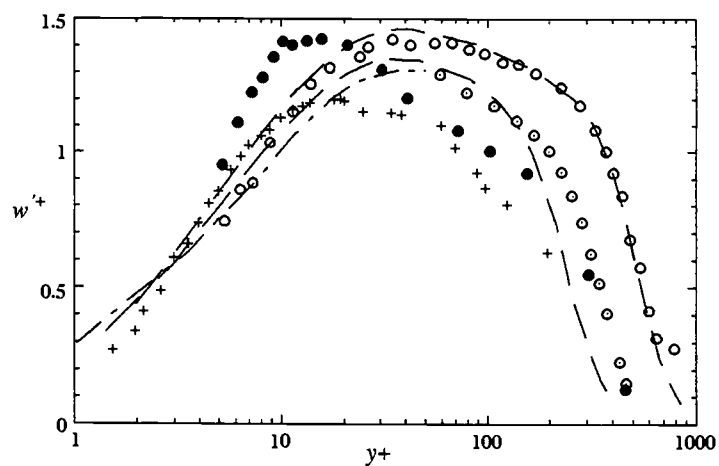


FIGURE IV.6. Profil des valeurs *RMS* de w , comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2); \circ , Karlsson & Johansson (1986).

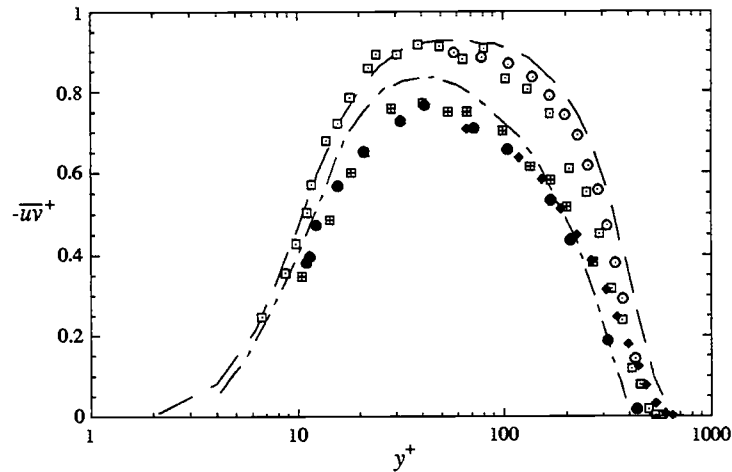


FIGURE IV.7. Profil de la tension de Reynolds $-\overline{uv}^+$, comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

Le coefficient de corrélation, $R_{uv} = -\overline{uv}/(u'v')$, est comparé sur la figure IV.8 aux résultats de Barlow & Johnston (1988), Talmon *et al.* (1986) et de Murlis *et al.* (1982). A partir de $y^+ \geq 40$, tous les profils sont en bon accord et proches d'une valeur moyenne de 0.45. Pour $y^+ \leq 40$, le coefficient obtenu ici diminue à cause des faibles valeurs de la corrélation $-\overline{uv}$.

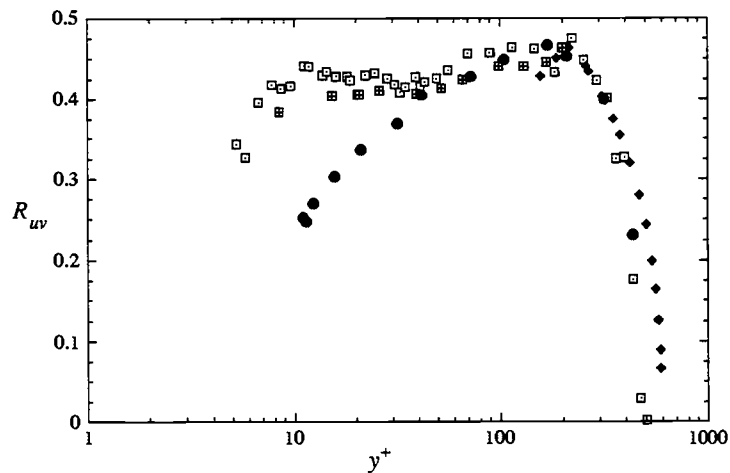


FIGURE IV.8. Coefficient de corrélation R_{uv} , comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

IV.2.3 Intensités turbulentes

Le profil de l'intensité turbulente longitudinale, u'/\overline{U} , est présenté sur la figure IV.9. La valeur à $y^+ = 5$ est égale à l'intensité de la fluctuation de contrainte pariétale $\tau'_p/\overline{\tau}_p = 0.42$ mesurée à l'aide du fil chaud de paroi. Cette valeur est en bon accord avec les résultats de mesures de Barlow & Johnston (1988): 0.4, Alfredsson *et al.* (1988): 0.39 et Karlsson & Johansson (1986): 0.39. La valeur obtenue par Durst *et al.* (1993) en conduite ainsi que celle obtenue par Kim *et al.* (1987) en canal vaut 0.37.

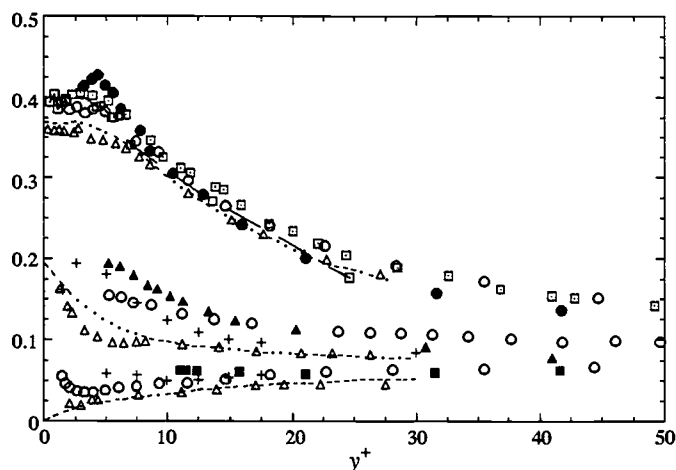


FIGURE IV.9. Profils des intensités de turbulence. \bullet , u' / \bar{U} ; \blacksquare , v' / \bar{U} ; \blacktriangle , w' / \bar{U} : présente étude. \circ , Karlsson & Johansson (1986); \triangle , Durst *et al.* (1993); \square , Alfredsson *et al.* (1988), $R\theta = 350$ et autres symboles dans tableau IV.2.

Pour $y^+ \leq 5$, le profil de u' / \bar{U} commence à décroître. Ce comportement a été observé par Alfredsson *et al.* (1988). Ils attribuent cette diminution à l'échange de chaleur entre le fluide et la paroi puisque cette décroissance disparaît pour des mesures effectuées dans un écoulement d'huile dont le nombre de Prandtl est beaucoup plus élevé que celui de l'air.

Les profils de v' / \bar{U} et de w' / \bar{U} sont reportés sur la même figure. A la paroi, les valeurs de w' / \bar{U} correspondent à celles des valeurs *RMS* des fluctuations de vorticité longitudinale, normalisées par le gradient moyen de la vitesse à la paroi. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus en couche limite par Karlsson & Johansson (1986) et en canal par Kreplin & Eckelmann (1979b). Les mesures de Durst *et al.* (1993) en conduite ainsi que les DNS de Kim *et al.* (1987) en canal donnent des valeurs plus faibles pour v' / \bar{U} .

IV.2.4 Moments d'ordre trois et quatre des fluctuations de vitesse

Au cours de cette expérience, des mesures des moments d'ordre 3 et 4 des trois composantes de vitesse ont été réalisées. Ces quantités statistiques caractérisent les détails des distributions des densités de probabilités. En effet, pour une loi gaussienne de densité de probabilité, on note que le coefficient de dissymétrie vaut 0 et que le coefficient d'aplatissement vaut 3.

Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement des fluctuations de vitesse longitudinale, S_u et T_u , sont reportés respectivement sur les figures IV.10 et IV.11. Les présentes mesures, celles d'Alfredsson & Johansson (1984) et de Kreplin & Eckelmann (1979b) obtenues au fil chaud, les DNS de Kim *et al.* (1987) ainsi que les mesures par ALD (Barlow & Johnston 1988; Talmon *et al.* 1986; Karlsson & Johansson 1986; Durst *et al.* 1993) donnent des résultats en parfait accord.

A la paroi, on remarque que le coefficient de dissymétrie tend vers une valeur constante proche de 1 qui là aussi correspond au coefficient de dissymétrie de la fluctuation de contrainte à la paroi (Alfredsson *et al.* 1988).

La concordance entre les profils des moments d'ordre 3 et 4 de u des différentes études, n'est pas vérifiée pour la composante normale de vitesse. Ceci est illustré sur les figures IV.12 et IV.13 où sont représentés respectivement le coefficient de dissymétrie et d'aplatissement de la composante normale de vitesse. Pour $y^+ \leq 40$, nos mesures de S_v , celles d'Alfredsson & Johansson (1984) et de Kreplin & Eckelmann (1979b) obtenues par anémométrie à fil ou film chaud, montrent une distribution de S_v différente de celle obtenue par les DNS et l'ALD. Les profils de S_v donnés par les DNS et l'ALD sont négatifs pour $y^+ \leq 35$ tandis que le coefficient mesuré à l'aide de sonde à deux

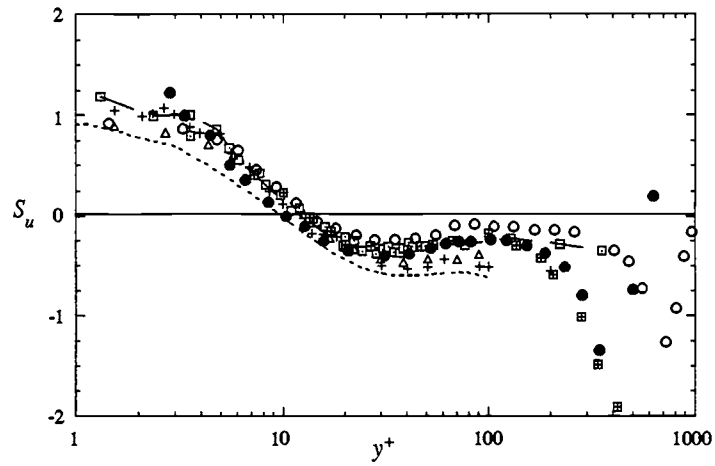


FIGURE IV.10. Profil du coefficient de dissymétrie de u comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2), \circ , Karlsson & Johansson (1986); \triangle , Durst *et al.* (1993).

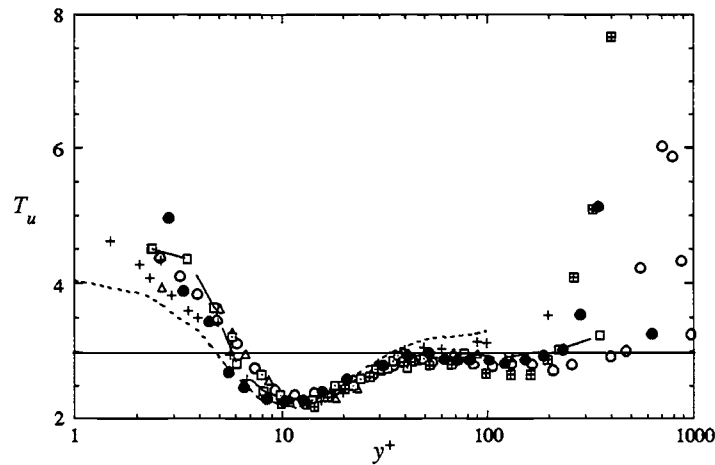


FIGURE IV.11. Profil du coefficient d'aplatissement de u (même légende que fig IV.10).

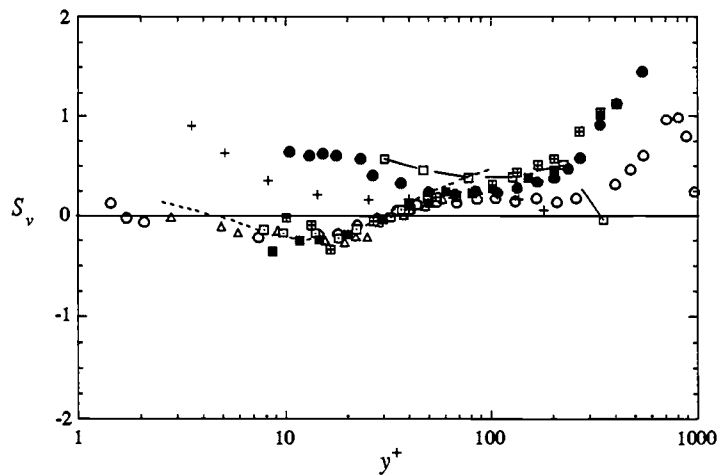


FIGURE IV.12. Profil du coefficient de dissymétrie de v (même légende que fig IV.10), avec \blacksquare , sonde trois fils, χ .

fil chauds reste constamment positif. Nous avons reporté sur cette figure les mesures effectuées à l'aide de la sonde à trois fils (sonde χ) qui donne des résultats satisfaisants. Ceci vient du fait que, contrairement à une sonde croisée, la fluctuation v fournie par cette dernière sonde n'est pas contaminée par le gradient $\partial U/\partial z$.

En ce qui concerne le coefficient T_v , des écarts entre les différents résultats existent surtout dans la région de proche paroi. Les DNS de Kim *et al.* (1987) montrent une augmentation de T_v à la paroi tandis que les expériences montrent, quelle que soit la technique de mesure utilisée, que ce coefficient atteint un maximum puis décroît.

Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la composante transversale de vitesse sont présentés respectivement sur les figures IV.14 et IV.15. Pour des raisons de symétrie de l'écoulement S_w est nul sur toute l'épaisseur de la couche limite ce qui est confirmé par les mesures et les DNS. Le coefficient d'aplatissement T_w , est en bon accord avec celui donné par les mesures au film chaud de Kreplin & Eckelmann (1979b). Les DNS de Kim *et al.* (1987) ainsi que les mesures par ALD (Karlsson & Johansson 1986; Durst *et al.* 1993) donnent des valeurs plus élevées.

IV.3 Moments des fluctuations des gradients

IV.3.1 Moments d'ordre deux des fluctuations de gradient de vitesse

IV.3.1.1 Gradients de vitesse longitudinale

La figure IV.16 présente la répartition des valeurs *RMS* des fluctuations des gradients de U , dans les trois directions, $(\partial u/\partial x)^2$, $(\partial u/\partial y)^2$ et $(\partial u/\partial z)^2$. Elles sont normalisées par l'échelle de temps $\nu/u_{\tau_0}^2$. Ces gradients sont d'un grand intérêt car ils apparaissent dans l'expression moyenne de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente et de celle de la vorticité. Dans la zone de proche paroi, les valeurs *RMS*, $(\partial u/\partial y)^2$, sont plus fortes que celles des fluctuations des gradients dans la direction longitudinale et transversale.

Valeurs *RMS* de $(\partial u/\partial x)$

Les valeurs *RMS*, $\overline{(\partial u/\partial x)^2}$ sont obtenues à partir des mesures des dérivées temporelles de U et de l'hypothèse de Taylor. Ces mesures ont été comparées aux résultats de DNS d'Antonia *et al.* (1991) pour $R_\theta = 770$ en écoulement de canal. A partir de $y^+ = 15$, on constate que nos mesures sont en bon accord avec ces résultats. Dans la zone située en dessous nous obtenons des valeurs beaucoup plus élevées. Ces écarts ont pour origine quatre causes possibles :

- la résolution du fil chaud,
- la fréquence de coupure,
- l'utilisation de la loi de King pour des vitesses inférieures à 0.5 m/s,
- l'hypothèse de Taylor très près de la paroi.

Afin de limiter les effets liés à ces différentes causes, nous avons effectué des mesures de la dérivée temporelle de u en augmentant la résolution de la sonde, par l'utilisation d'un fil simple de diamètre $d = 2 \mu m$ et la fréquence de coupure de 800 à 1600 Hz. A la place de la loi de King, nous avons utilisé un lissage polynomial de degré 4 pour convertir les tensions en vitesse. Malgré ces améliorations, des écarts importants par rapport aux DNS étaient toujours présents pour $y^+ < 20$. Il reste l'hypothèse de Taylor qui, d'après Piomelli *et al.* (1989) ne semble pas être valable dans cette région.

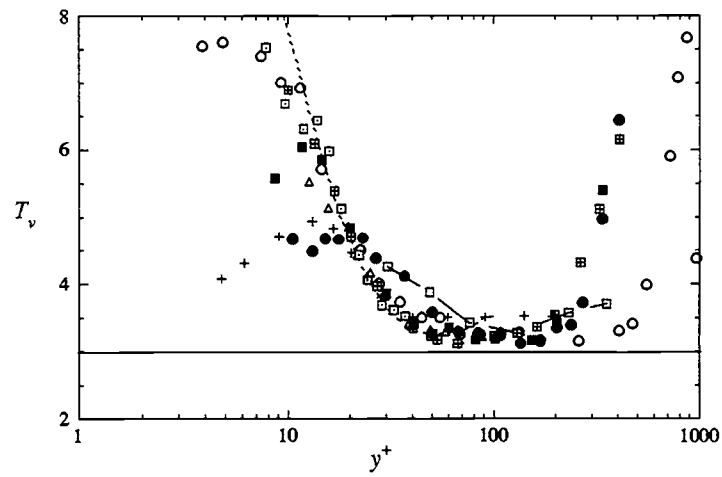


FIGURE IV.13. Profil du coefficient d'aplatissement de v (même légende que fig IV.10), avec ■, sonde trois fils, ✕.

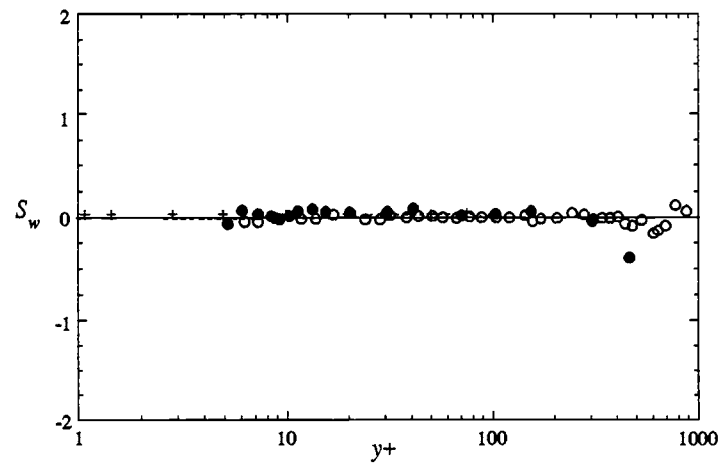


FIGURE IV.14. Profil du coefficient de dissymétrie de w (Légende dans tableau IV.2), ○, Karlsson & Johansson (1986).

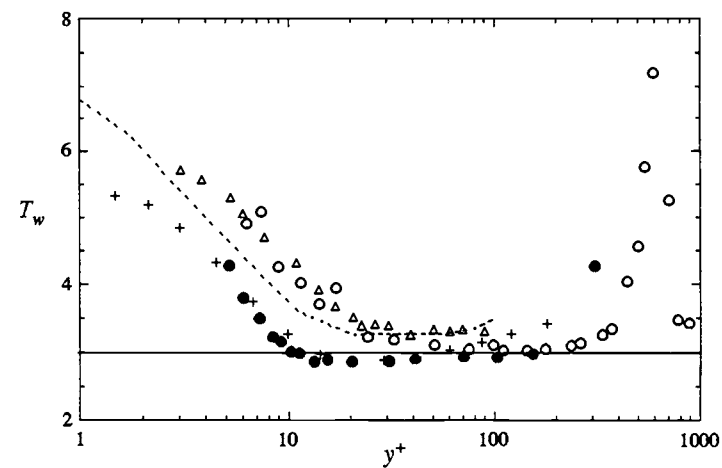


FIGURE IV.15. Profil du coefficient d'aplatissement de w (Légende dans tableau IV.2), ○, Karlsson & Johansson (1986); △, Durst *et al.* (1993).

Valeurs RMS de $(\partial u/\partial y)$

Le profil des valeurs RMS, $(\partial u/\partial y)'$, est représenté sur la figure IV.17. Il est comparé aux profils obtenus par :

- Antonia *et al.* (1993), à l'aide d'une sonde à deux fils parallèles, en écoulement de canal pour $R_\theta = 320$,
- Urushihara *et al.* (1993), à l'aide de la technique PIV, en conduite cylindrique, pour $R_\theta = 3040$,
- Klewicki (1989), au moyen de la sonde à quatre fils développée par Foss *et al.* (1986), en couche limite, pour $R_\theta = 2870$,
- DNS (Antonia *et al.* 1991) pour $R_\theta = 770$.

Les études de DNS d'Antonia *et al.* (1991), montrent que les valeurs RMS, $(\partial u/\partial y)'$ sont identiques à celles de la composante transversale de vortacité, $(\omega_z)'$. Nous avons donc comparé les valeurs RMS, $(\partial u/\partial y)'$ aux profils de $(\omega_z)'$ donnés par les DNS de Kim *et al.* (1987) et de Spalart (1988). La valeur de $(\partial u/\partial y)'$, très près de la paroi, concorde avec l'intensité de la fluctuation de la contrainte pariétale mesurée à l'aide du fil chaud pariétal. Ce résultat, ainsi que les comparaisons effectuées avec les profils des différentes études, confirment la validité des mesures obtenues ici.

Valeurs RMS de $(\partial u/\partial z)$

Les valeurs RMS, $(\partial u/\partial z)'$ sont reportées sur la figure IV.18. Elles sont comparées aux mesures de Balint *et al.* (1991) en couche limite, de Kriegs *et al.* (1993) en canal ($R_\theta = 650$) et aux résultats de DNS d'Antonia *et al.* (1991). Le profil de Kriegs *et al.*, mesuré à l'aide de la même technique que Breyer *et al.* (1993), colle parfaitement à nos mesures tandis que celui des DNS d'Antonia *et al.* (1991) est un peu plus élevé. Les mesures de Balint *et al.*, réalisées à l'aide d'une sonde à neuf fils chauds, sont plus faibles. Malgré ces différences de niveau, tous les profils présentent un maximum situé à $y^+ = 15$.

IV.3.1.2 Moments d'ordre deux des fluctuations des gradients de V

Les valeurs RMS des fluctuations du gradient de la vitesse verticale, $(\partial v/\partial y)'$, représentées sur la figure (IV.19) sont en bon accord avec les résultats des DNS d'Antonia *et al.* (1991) obtenues pour $R_\theta = 320$ et $R_\theta = 770$. Les mesures des gradients suivant la direction transversale, $(\partial v/\partial z)'$ sont légèrement plus faibles pour $y^+ \geq 30$, et plus élevées pour $y^+ \leq 30$. Ces écarts sont difficiles à expliquer surtout que les sondes utilisées pour mesurer ces gradients ont à peu près les mêmes résolutions (figures III.4(a) et III.5(a)).

IV.3.1.3 Moments d'ordre deux des fluctuations des gradients de W

La figure IV.20 montre les valeurs RMS des fluctuations des gradients de la vitesse transversale, respectivement dans la direction normale $(\partial w/\partial y)'$ et transversale $(\partial w/\partial z)'$. Ces gradients sont normalisés par $\nu/u_{\tau_0}^2$. Ces profils sont légèrement supérieurs à ceux des DNS d'Antonia *et al.* (1991) pour $y^+ < 20$ et coïncident parfaitement à l'extérieur.

IV.3.1.4 Moments d'ordre trois et quatre des fluctuations de gradient de vitesse

Coefficients de dissymétries

Le coefficient de dissymétrie, des fluctuations du gradient $\partial u/\partial y$, est présenté sur la figure IV.21. Il est comparé :

- au profil obtenu par Klewicki (1989) dans une couche limite de Reynolds $R_\theta = 2780$,
- au profil expérimental de $S_{\partial u/\partial y}$ obtenu par Antonia *et al.* (1993) en canal à un $R_\theta = 320$,
- aux mesures $-S_{\omega_z}$ de Balint *et al.*(1987, 1991), pour les deux nombres de Reynolds, $R_\theta = 2685$ et $R_\theta = 2080$,
- aux mesures $-S_{\omega_z}$ de Ong (1992) effectuées dans notre installation pour le même nombre de Reynolds de cette étude, $R_\theta = 1070$,
- aux valeurs de $-S_{\omega_z}$ des DNS Kim *et al.* (1987)

L'ensemble de ces résultats concordent sauf peut être les mesures de Balint *et al.* (1991) et de Ong (1992), réalisées avec la sonde à neuf fils, qui sont légèrement plus faibles.

Ce coefficient est positif d'une toute la couche limite. Comme il est de signe opposé à celui de la fluctuation de la composante transversale de la vorticité, S_{ω_z} , cela suggère que les fluctuations négatives ω_z sont plus probables que celles positives.

Le profil du coefficient de dissymétrie de $S_{\partial u/\partial z}$ est représenté sur la figure IV.22. Pour des raisons de symétrie de l'écoulement, ce coefficient doit être nul c'est ce que donne les mesures et les DNS. Les valeurs expérimentales de Balint *et al.* (1987,1991), de Ong (1992) et numériques de Kim *et al.* (1987) représentées sur cette figure correspondent à S_{ω_y} .

Coefficients d'aplatissements

Le profil du coefficient d'aplatissement $T_{\partial u/\partial y}$ obtenu ici ainsi que les profils de T_{ω_z} des études citées dans le paragraphe précédent, sont représentés sur la figure IV.23. A l'exception de la région de proche paroi, ce coefficient est considérablement plus grand que la valeur 3 obtenue pour une gaussienne. Ceci indique le caractère fortement intermittent de la fluctuation $\partial u/\partial y$ dans la zone interne de la couche limite. Nos mesures sont en bon accord avec celles de Klewicki (1989) et suivent la même allure que le profil de Kim *et al.* (1987) jusqu'à $y^+ = 50$. A partir de cette position, elles deviennent plus faibles.

Le profil du coefficient d'aplatissement $T_{\partial u/\partial z}$, représenté sur la figure IV.24, est Comparé aux résultats des mesures et des DNS de T_{ω_y} . Nos mesures sont un peu plus élevées et atteignent une valeur proche de 6.5 dans la région $40 \leq y^+ \leq 100$. Cette forte valeur traduit, comme pour $\partial u/\partial y$, le caractère fortement intermittent des fluctuations de ce gradient dans la région interne de la couche limite.

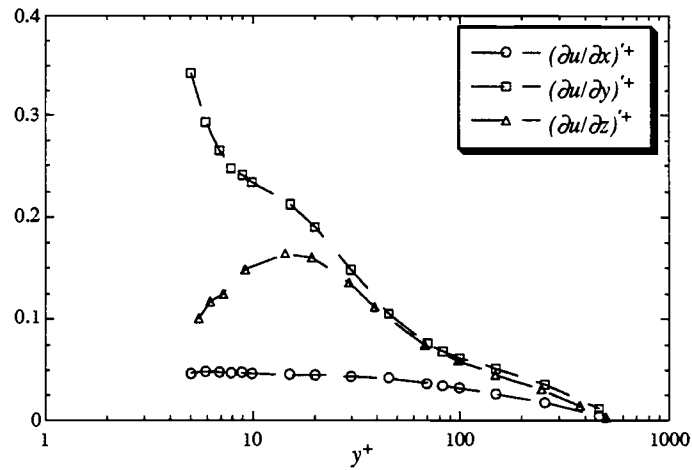


FIGURE IV.16. Valeurs *RMS* des gradients de la fluctuation de la vitesse longitudinale.

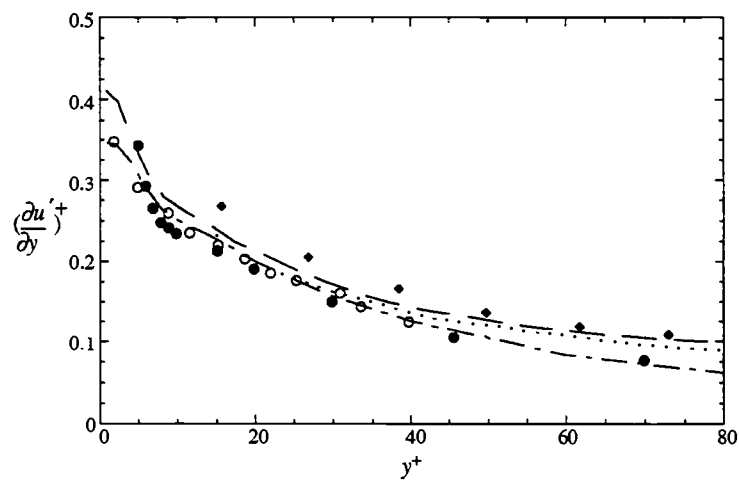


FIGURE IV.17. Valeurs *RMS*, $(\partial u/\partial y)^{+'}$, comparées aux résultats expérimentaux et numériques. \circ , Antonia *et al.* (1993); $(\omega_z)^{+'}$ de : \blacklozenge , Urushihara *et al.* (1993); autres symboles dans tableau IV.2.

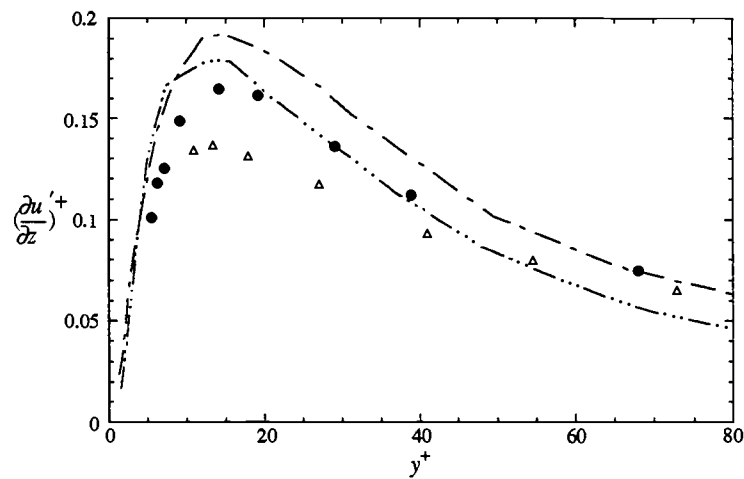


FIGURE IV.18. Valeurs *RMS*, $(\partial u/\partial z)^{+'}$, comparées aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

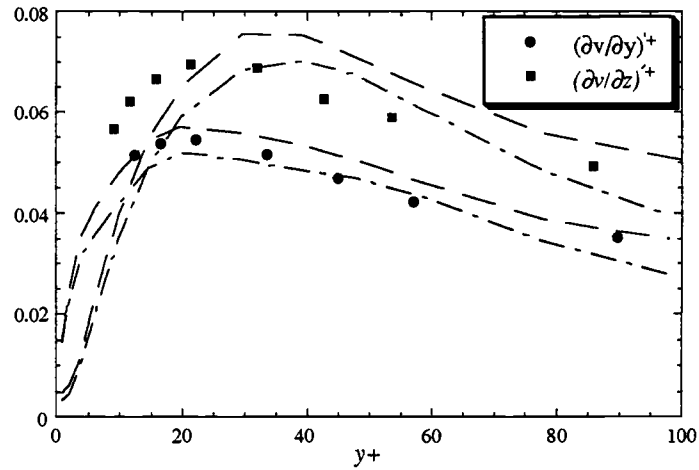


FIGURE IV.19. Valeurs RMS , $(\partial v / \partial y)^+$ et $(\partial v / \partial z)^+$. \bullet , $(\partial v / \partial y)^+$; \blacksquare , $(\partial v / \partial z)^+$: présente étude; ---, $R_\theta = 320$; - - - -, $R_\theta = 770$: Antonia et al. (1991).

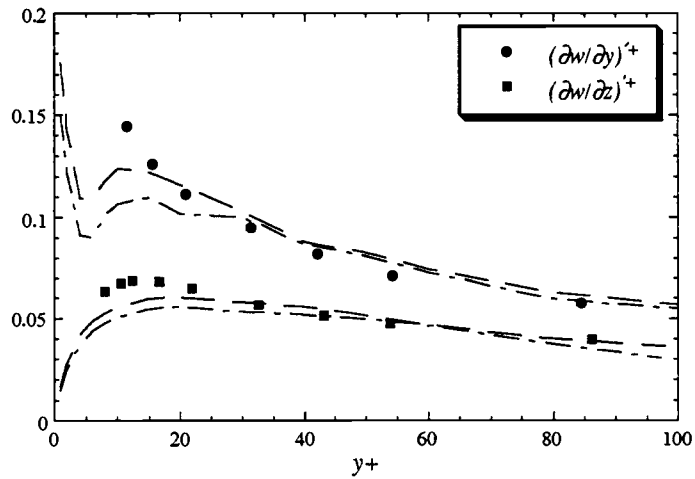


FIGURE IV.20. Valeurs RMS , $(\partial w / \partial y)^+$ et $(\partial w / \partial z)^+$. \bullet , $(\partial w / \partial y)^+$; \blacksquare , $(\partial w / \partial z)^+$: présente étude; ---, $R_\theta = 320$; - - - -, $R_\theta = 770$: Antonia et al. (1991).

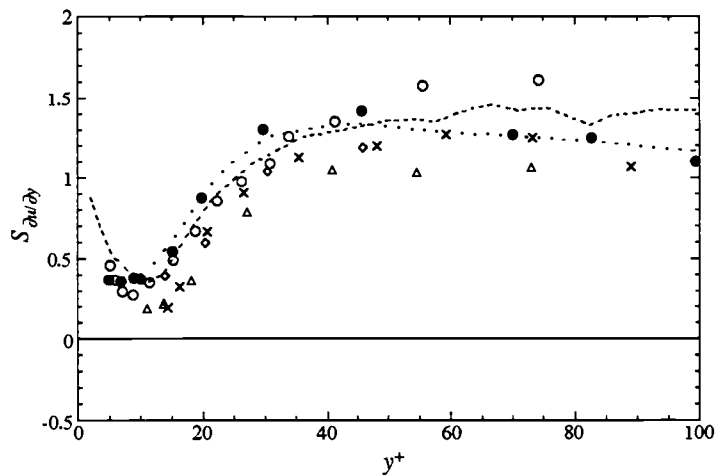


FIGURE IV.21. Coefficient de dissymétrie $S_{\partial u / \partial y}$, comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

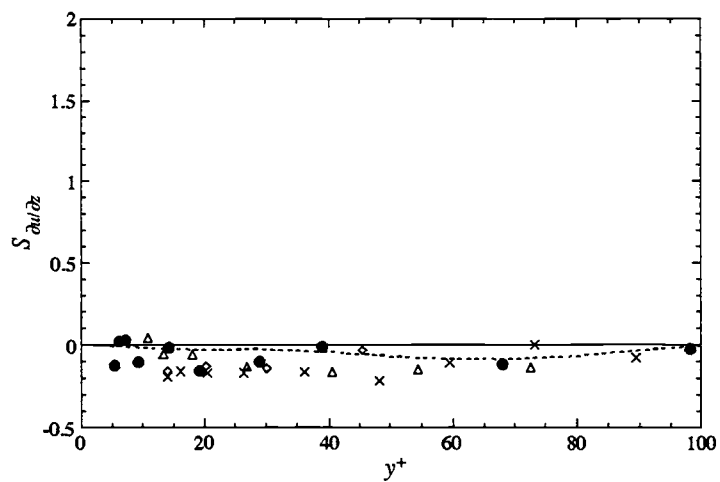


FIGURE IV.22. Coefficient de dissymétrie $S_{\partial u / \partial z}$, comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

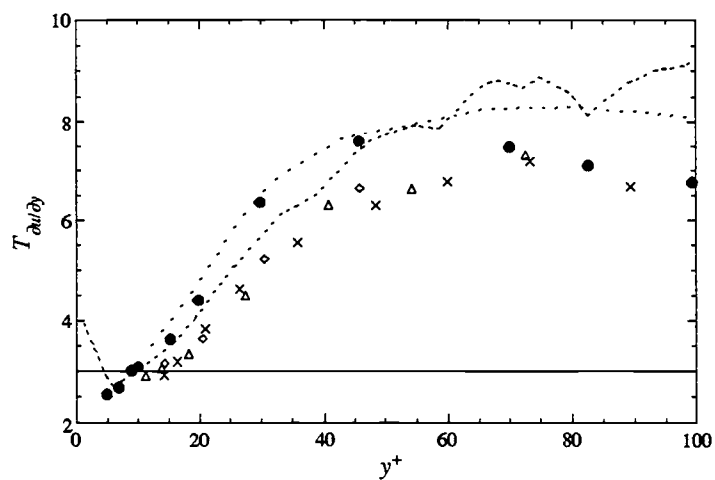


FIGURE IV.23. Coefficient d'aplatissement $T_{\partial u / \partial y}$, comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

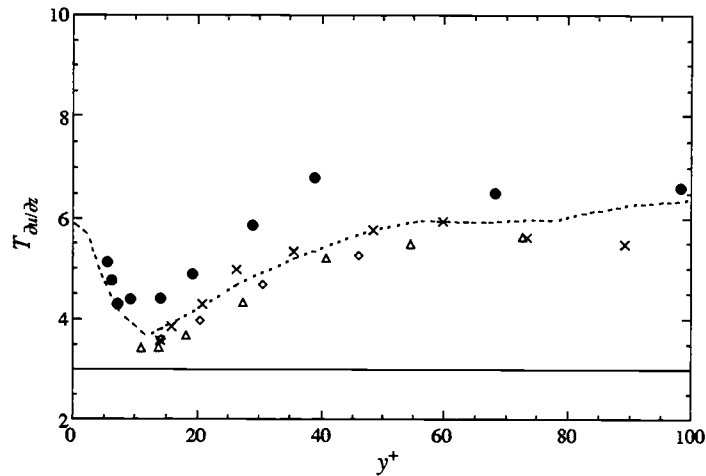


FIGURE IV.24. Coefficient d'aplatissement $T_{\partial u / \partial z}$, comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

IV.4 Moments de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité

IV.4.1 Moment d'ordre deux de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité

Les valeurs *RMS* de la composante longitudinale de la vorticité, présentées sur la figure IV.25, sont comparées :

- aux DNS de Kim *et al.* (1987) en canal et de Spalart (1988) en couche limite,
- aux mesures en couche limite de Balint *et al.*(1987, 1991), de Ong (1992),
- aux mesures de Kastrinakis & Eckelmann (1983), réalisées en canal à l'aide d'une sonde similaire à celle que nous avons utilisée dans cette étude.

Les valeurs obtenues par Balint *et al.* (1991) et Ong (1992), comparées à nos résultats, sont plus faibles surtout dans la région de proche paroi. les autres résultats s'accordent assez bien avec nos mesures. Les résultats de simulations numériques de Spalart (1988) sont par contre un peu plus élevées et montrent, comme ceux de Kim *et al.* (1987), un maximum localisé à $y^+ = 20$. Ce maximum n'est pas observé sur le profil obtenu ici, qui suit bien le profil des DNS de Kim *et al.* (1987) pour $y^+ \geq 25$ mais continue à croître, contrairement aux simulations qui diminuent pour $5 \leq y^+ \leq 20$. Cette augmentation est probablement due à la taille de la sonde. Celle-ci doit être la plus petite que possible mais de taille supérieure au plus petit tourbillon présent dans l'écoulement pour détecter les gradients. Ces deux conditions conduisent à la relation $1 \leq \Delta s / \eta \leq 3.3$ (Kastrinakis & Eckelmann 1983). Dans notre cas cette condition n'est pas vérifiée pour $y^+ \leq 15$.

IV.4.2 Moments d'ordre trois et quatre de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité

Sur la figure IV.26, nous avons représenté le coefficient de dissymétrie, S_{ω_x} . Pour des raisons de symétrie de l'écoulement, la composante longitudinale de la vorticité, comme la composante normale, a une équiprobabilité d'être positive ou négative. Ceci se traduit par une valeur nulle pour S_{ω_x} . Les profils présentés sur cette figure sont en accord avec cette propriété et donnent des valeurs proches de zéro.

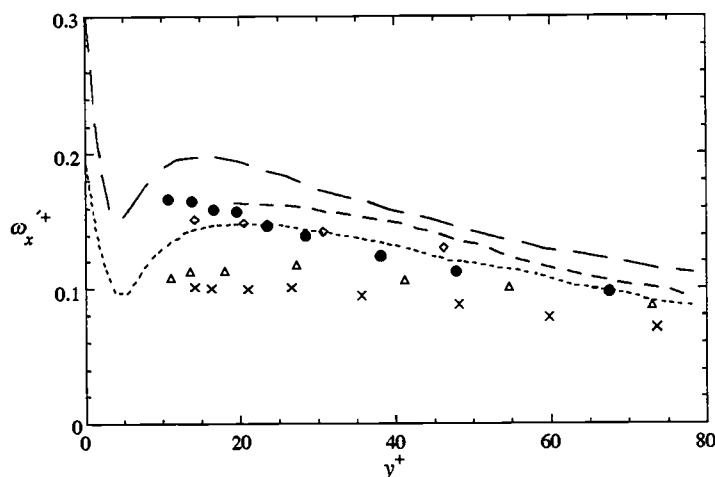


FIGURE IV.25. Valeurs RMS de la fluctuation, ω_x , comparées aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

En ce qui concerne le coefficient d'aplatissement, T_{ω_x} , l'accord est moins bon entre les différents profils présentés sur la figure IV.27. Les écarts ne correspondent ni à un effet du nombre de Reynolds ou de la résolution qui sont du même ordre de grandeur pour les 5 courbes présentées sur cette figure. Les valeurs obtenues ici sont les plus faibles et se situent autour de 4 tandis que les valeurs obtenues à partir des DNS (Kim *et al.* 1987) se situent autour de 6 pour $y^+ > 25$.

Les simulations numériques de Kim *et al.* (1987) montrent que les valeurs de T_{ω_x} , dans la région de proche paroi ($y^+ \leq 20$) sont faibles par rapport aux valeurs de T_{ω_x} . Etant donné que le coefficient d'aplatissement reflète la présence de fluctuations de fortes amplitudes, quels que soient leurs signes, cela montre que dans la région de proche paroi, il se produit un "transfert" de l'activité tourbillonnaire de la direction transversale à la direction longitudinale.

IV.4.3 Micro-échelles de Taylor

Les écarts observés entre les mesures et les DNS à propos de la valeur RMS de $\partial u / \partial x$ (cf. paragraphe IV.3.1.1) on les retrouve sur les profils de la micro-échelle de Taylor dans la direction longitudinale, $\lambda_{11}^{(1)+}$, (figure IV.28). Cette échelle est adimensionalisée par les paramètres internes de la couche limite. Les profils des DNS d'Antonia *et al.* (1991), pour les deux nombres de Reynolds $R_\theta = 320$ et $R_\theta = 770$, montrent une augmentation de cette échelle de la valeur 50 pour atteindre un maximum de 80 à $y^+ = 5$ et une valeur à la paroi de 67. Les mesures obtenues ici pour les deux nombres de Reynolds $R_\theta = 770$ et $R_\theta = 980$, ainsi que celles Ueda & Hinze (1975) obtenues en couche limite pour $R_\theta = 1244$, sont en bon accord avec les DNS pour $y^+ > 20$. En dessous de cette position, contrairement aux DNS, les valeurs de $\lambda_{11}^{(1)+}$ diminuent rapidement. Ceci prouve que l'hypothèse de Taylor n'est pas valable très près de la paroi ($y^+ < 20$).

Sur cette figure nous avons tracé les profils de $\lambda_{11}^{(2)+}$ mesuré ici à l'aide de la sonde à deux fils parallèles et ceux fournis par les DNS d'Antonia *et al.* (1991). La comparaison de ces profils montre un bon accord entre les mesures et les simulations. Remarquons que la valeur de $\lambda_{11}^{(2)+}$ dans la région $y^+ \geq 80$, est approximativement égale à la moitié de celle de $\lambda_{11}^{(1)+}$.

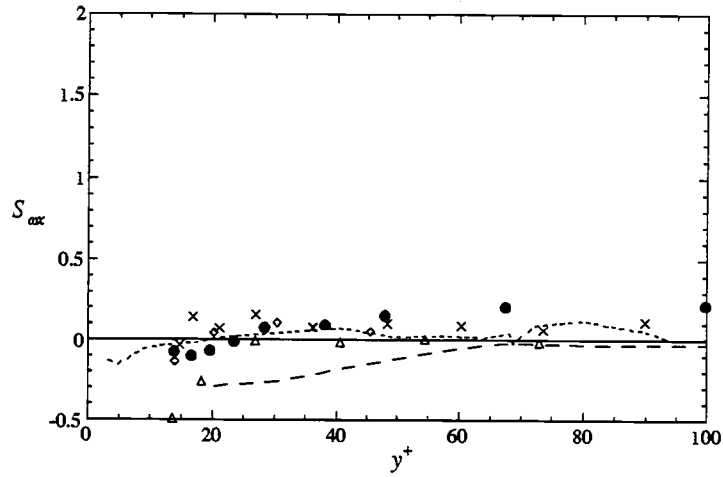


FIGURE IV.26. Coefficient de dissymétrie, S_{ax} , comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

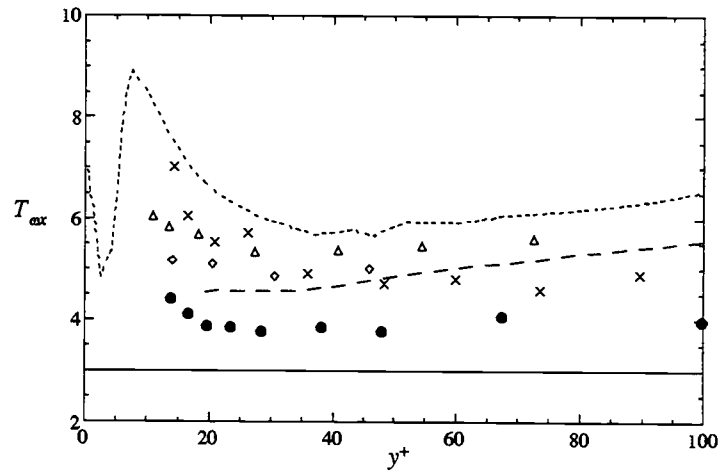


FIGURE IV.27. Coefficient d'aplatissement, T_{ax} , comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

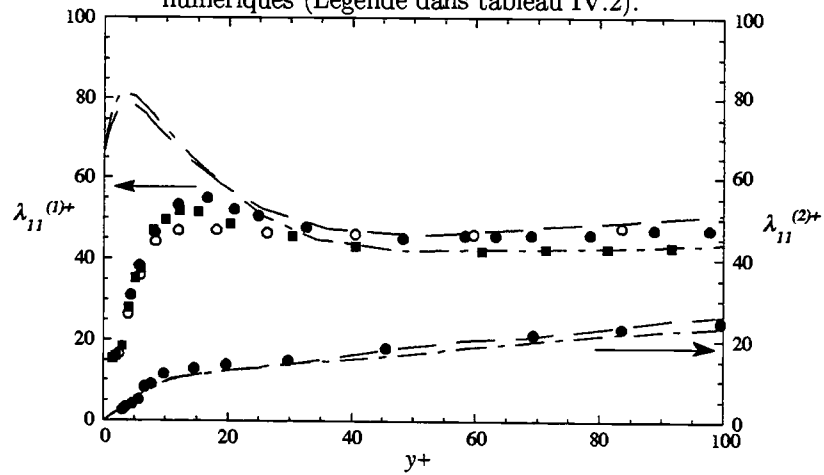


FIGURE IV.28. Micros échelles de Taylor, $\lambda_{11}^{(1)+}$: •, $R_\theta = 980$; ■, $R_\theta = 770$, et $\lambda_{11}^{(2)+}$: •, $R_\theta = 980$, comparées aux résultats d'Antonia *et al.* (1991) et de Ueda & Hinze (1975) : o.

IV.5 Analyse des quatre quadrants

IV.5.1 Contribution des quadrants de uv à la contrainte de Reynolds

Les profils des contributions des événements des quatre quadrants à la valeur moyenne de la tension de Reynolds, \overline{uv} , sont tracés sur la figure IV.29. Ces contributions sont normalisées par \overline{uv} . Les profils obtenus à l'aide de la sonde en \times (symboles vides) et de la sonde à trois fils $\#$ (symboles pleins) sont présentés ainsi que les résultats des DNS de Kim *et al.* (1987) (traits forts).

Les contributions mesurées sont légèrement supérieures par rapport aux simulations. Notons que pour $y^+ \leq 40$, il existe une différence des contributions des quadrants *II* et *IV* données par les deux sondes utilisées. Les mesures avec la sonde $\#$ donnent, comme les DNS de Kim *et al.* (1987) et les mesures de Brodkey *et al.* (1974), l'égalité des contributions de ces deux quadrants à $y^+ \approx 15$. Par contre, la sonde en \times donne pour le quadrant *II* une contribution toujours supérieure à celle du quadrant *IV*. Ceci rejoint les commentaires faits à propos de la validité des mesures de S_v à l'aide de cette sonde qui reste positif pour $y^+ < 40$. Ceci fait que les fluctuations v les plus fortes, fournies par cette sonde, sont positives et apparemment associées au quadrant *II* puisque sa contribution reste plus élevée.

Comme ce qui a été présenté dans le premier chapitre de ce mémoire, la distribution de ces contributions montre le comportement classique, à savoir, la prépondérance de la contribution des éjections dans la région logarithmique et celle des "sweeps" dans la sous couche visqueuse. Ces deux contributions deviennent du même ordre de grandeur à $y^+ \simeq 15$. La tension de Reynolds provient essentiellement du deuxième et du quatrième quadrant quelle que soit la position. La somme de leur contribution à $y^+ = 15$ est de l'ordre de 1.4, alors que le premier et le troisième quadrant ont une contribution opposée de -0.4.

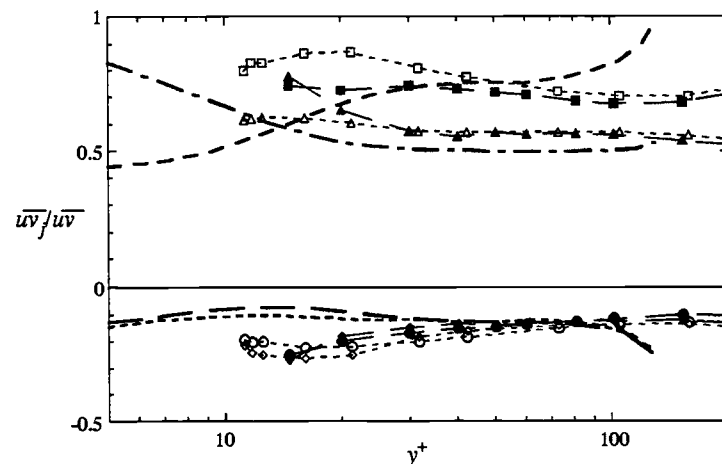


FIGURE IV.29. Contribution des quatre quadrants à la tension de Reynolds, $\overline{uv_j}/\overline{uv}$. $\circ \bullet$ Q1; $\square \blacksquare$ Q2; $\diamond \blacklozenge$, Q3; $\triangle \blacktriangle$, Q4; présente étude (symboles vides : sonde en \times , symboles pleins : sonde en $\#$); ———, Q1; ----, Q2; - - - - , Q3; - · - · , Q4, Kim *et al.* (1987).

IV.5.2 Périodes moyennes des éjections

La plupart des études s'accordent sur le fait que la période des éjections (ou des "bursts") dépend du nombre de Reynolds. Rao *et al.* (1971) obtiennent la relation suivante :

$$T_{II}^+ \propto R_\theta^{0.75}$$

qui nous a servi pour les comparaisons. En effet, la figure IV.30 montre l'évolution de la période des éjections, normalisée par l'échelle de temps de paroi $\nu/u_{\tau_0}^2$ et divisé par $R_\theta^{0.75}$. Nous avons comparé nos résultats à ceux de Brodkey *et al.* (1974) ($R_\theta = 430$) et de Bogard & Tiederman (1986)

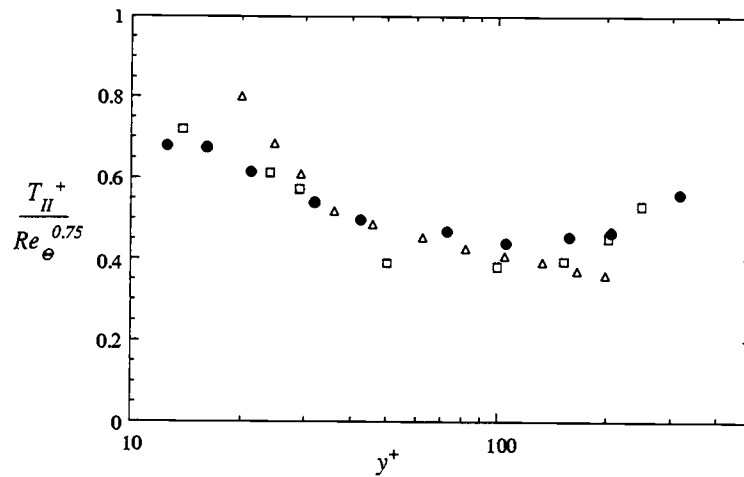


FIGURE IV.30. Distribution des périodes des éjections. ●, présente étude; △, Brodkey *et al.* (1974); □, Bogard & Tiederman (1986).

($R_\theta = 420$). Ces deux études ont utilisé le même critère que celui avec lequel nous avons déterminé ces périodes, à savoir l'analyse dans les quatre quadrants avec le seuil H_j défini dans III.3.2.2. Les résultats des trois études sont en parfait accord, montrant ainsi la validité de la relation de Rao *et al.* (1971) et la qualité de nos mesures.

IV.6 Equations de transport des tensions de Reynolds

L'écoulement que nous étudions étant inhomogène et anisotrope, nous nous sommes intéressés non seulement à l'énergie cinétique mais aussi aux composantes $\overline{u_i u_j}$ du tenseur de Reynolds. L'équation de transport des tensions de Reynolds est obtenue à partir des équations des fluctuations de vitesse u_i et u_j de la décomposition de Reynolds.

Nous avons adopté pour cette équation les notations définies par Mansour *et al.* (1988) :

$$\frac{D}{Dt} \overline{u_i u_j} = P_{ij} + T_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (\text{IV.3})$$

avec $D/Dt = \partial/\partial t + \overline{U_k} \partial/\partial x_k$.

Dans cette équation les différents termes sont adimensionalisés par l'échelle de paroi $u_{\tau_0}^4/\nu$. Ils s'interprètent par analogie à ceux de l'équation relative à l'énergie cinétique et s'écrivent par :

$$\begin{aligned} P_{ij} &= - \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right] && \text{terme de production} \\ \varepsilon_{ij} &= 2 \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} && \text{terme de dissipation} \\ T_{ij} &= - \overline{\frac{\partial u_i u_j u_k}{\partial x_k}} && \text{terme de transport turbulent} \\ D_{ij} &= \overline{\frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_k \partial x_k}} && \text{terme de diffusion visqueuse} \\ \Pi_{ij} &= - \left(\overline{u_i \frac{\partial P}{\partial x_j}} + \overline{u_j \frac{\partial P}{\partial x_i}} \right) && \text{corrélacion vitesse-gradient de pression} \end{aligned}$$

Notons que la définition du terme de dissipation dans les équations des tensions de Reynolds n'est pas tout à fait exacte comme dans l'équation de l'énergie cinétique car le sens bien précis de cette appellation (transformation d'énergie cinétique en chaleur) n'apparaît pas. Le terme ε_{ij} est généralement appelé terme de destruction.

Dans toute la suite les indices 1, 2, 3 représentent respectivement, la direction longitudinale x , normale y et transversale z .

L'équation relative à l'énergie cinétique turbulente, $q^2 = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$, est obtenue par contraction. Pour cette équation on note que le terme de dissipation n'est pas celui généralement définit. En effet, la définition exacte de ce terme (Corrsin 1953), écrit sans dimension, est :

$$\varepsilon = \underbrace{\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}}}_I + \underbrace{\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_k}{\partial x_i}}}_{II} \quad (\text{IV.4})$$

La dénomination du terme I comme terme de dissipation n'est pleinement justifiée que si l'écoulement est homogène et/ou isotrope ou à grand nombre de Reynolds. Dans ces trois cas le terme II qu'on peut écrire aussi sous la forme $\overline{\frac{\partial^2 u_i u_k}{\partial x_i \partial x_k}}$, est nul. Par contre dans le cas de la turbulence inhomogène, cette dénomination peut être remise en cause dans les zones de proche paroi. Néanmoins, les études de DNS en canal (Antonia *et al.* 1991) montrent que le terme de dissipation est pratiquement égal à celui obtenu dans le cas de la turbulence homogène. Ce résultat est dû au fait que le terme II se réduit au seul terme $\overline{\frac{\partial^2 v^2}{\partial y^2}}$ qui a une très faible contribution à ε .

Ainsi, afin de pouvoir comparer nos mesures avec les résultats de simulations numériques, nous avons adopté, pour les différents bilans des tensions de Reynolds, de q^2 , les mêmes définitions que

Mansour *et al.* (1988) pour les deux termes liés à la viscosité, D_{ij} et ε .

Les différentes mesures présentées dans le paragraphe IV.3.1 nous permettent d'établir les bilans des tensions $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{uv} ainsi que celui de l'énergie cinétique turbulente. Les différents termes de ces bilans sont obtenus après simplification des équations obtenues pour la couche limite et en supposant l'homogénéité de la turbulence selon x et z .

Dans ces équations d'évolution, tous les termes sont mesurés sauf les corrélations vitesse-gradient de pression, qui seront déduites par une simple différence. Les différents termes mesurés seront comparés avec les résultats des DNS de l'écoulement en canal, à $R_\theta = 770$ (Antonia *et al.* 1994) afin de valider les mesures.

IV.6.1 Bilan de la tension $\overline{u^2}$

L'équation de transport de la tension $\overline{u^2}$ est donnée par :

$$\begin{aligned} P_{11} &= -2\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \\ \varepsilon_{11} &= 2 \left[\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2} \right] \\ T_{11} &= -\frac{\partial \overline{u^2 v}}{\partial y} \\ D_{11} &= \frac{\partial^2 \overline{u^2}}{\partial y^2} \\ \Pi_{11} &= -2\overline{u} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned}$$

Les différentes sondes à fils chauds (décrites dans le chapitre II), utilisées pour mesurer les termes précédents sont :

- Pour P_{11} : une sonde à deux fils en \times pour mesurer \overline{uv} et une sonde à deux fils parallèles pour mesurer le gradient $\partial \overline{U} / \partial y$.
- Pour ε_{11} : une sonde à fil chaud simple, pour calculer $\overline{(\partial u / \partial x)^2}$ déduit à partir des mesures de $\overline{(\partial u / \partial t)^2}$, en utilisant l'hypothèse de Taylor et une sonde à deux fils parallèles pour mesurer $\overline{(\partial u / \partial y)^2}$ et $\overline{(\partial u / \partial z)^2}$.
- Pour T_{11} : la sonde χ .
- Pour D_{11} : une sonde à fil chaud simple.

Les profils des quatre termes de l'équation de transport de la tension $\overline{u^2}$ sont représentés sur la figure IV.31. Mis à part les termes de production et de transport turbulent qui sont légèrement inférieurs pour $y^+ < 20$, les profils sont en très bon accord avec ceux des DNS d'Antonia *et al.* (1994). Les faibles différences observées à $y^+ < 20$ proviennent essentiellement de la tension \overline{uv} obtenue avec la sonde en \times et la sonde χ . Ces sondes donnent des valeurs de la tension \overline{uv} relativement faibles par rapport aux mesures par ALD et les DNS (cf. paragraphe IV.2.2). Dans ce bilan le terme de production est le terme positif dominant pour $y^+ \geq 10$. A partir de $y^+ > 30$ le terme de dissipation et le terme de corrélation vitesse-gradient de pression sont du même ordre de grandeur et équilibrent le terme de production. En se rapprochant de la paroi, le terme Π_{11} calculée à partir des DNS tend vers zéro. Ce terme déduit à partir de nos mesures est légèrement différent de celui des DNS dans cette région. Ceci est dû aux écarts observés sur le terme de transport liés à la difficulté de mesurer la corrélation triple $\overline{u^2 v}$ très près de la paroi.

IV.6.2 Bilan de la tension $\overline{v^2}$

Les différents termes de l'équation de transport de la tension normale $\overline{v^2}$ sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 P_{22} &= 0 \\
 \varepsilon_{22} &= 2 \left[\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \right] \\
 T_{22} &= -\overline{\frac{\partial v^3}{\partial y}} \\
 D_{22} &= \overline{\frac{\partial^2 v^2}{\partial y^2}} \\
 \Pi_{22} &= -2v \overline{\frac{\partial p}{\partial y}}
 \end{aligned}$$

Les différentes sondes à fils chauds, utilisées pour les mesures de ces termes sont :

- Pour ε_{22} : la sonde \times pour $\overline{(\partial v / \partial x)^2}$, deux sondes à quatre fils une pour $\partial v / \partial y$, et une pour $\partial v / \partial z$.
- Pour T_{22} : la sonde à trois fils, \times . Notons que ce terme peut être aussi mesuré avec la sonde à deux fils en \times , mais nous avons préféré l'utilisation de la sonde \times car elle donne de meilleur résultat pour la corrélation triple $\overline{v^3}$ en particulier du point de vue du signe.
- Pour D_{22} : la sonde \times .

Les différents termes du bilan de $\overline{v^2}$, déterminés expérimentalement sont comparés aux résultats de DNS d'Antonia *et al.* (1994) sur la figure IV.32. Pour ce bilan on constate principalement deux termes importants, le terme de dissipation et le terme de corrélation vitesse-gradient de pression. Le terme de dissipation étant négatif, ainsi la source de la tension $\overline{v^2}$ est nécessairement le terme de corrélation vitesse-gradient de pression dont le rôle est de redistribuer l'énergie entre les composantes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$.

La comparaison du terme de dissipation avec celui obtenu par les DNS présente une légère différence pour $y^+ \geq 20$. Ce résultat est dû essentiellement aux valeurs de $\overline{(\partial v / \partial x)^2}$ et de $\overline{(\partial v / \partial z)^2}$ mesurées, qui sont respectivement de 20% et 15% plus faibles, comparés à ceux obtenues par les DNS d'Antonia *et al.* (1991). Cette différence est due au problème de résolution spatiale de la sonde utilisée. Celle-ci est également observée sur le terme de transport qui est légèrement plus faible que celui obtenu par les DNS. Toutes ces différences se traduisent inévitablement sur le terme de corrélation vitesse-gradient de pression qui est plus faible que celui donné par les simulations.

IV.6.3 Bilan de la tension $\overline{w^2}$

Les différents termes de l'équation de transport de la tension $\overline{w^2}$ sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 P_{33} &= 0 \\
 \varepsilon_{33} &= 2 \left[\overline{\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2} \right] \\
 T_{33} &= -\overline{\frac{\partial w^2 v}{\partial y}} \\
 D_{33} &= \overline{\frac{\partial^2 w^2}{\partial y^2}} \\
 \Pi_{33} &= -2w \overline{\frac{\partial p}{\partial z}}
 \end{aligned}$$

Les différentes sondes à fils chauds, utilisées pour calculer les termes précédents sont :

- Pour ε_{33} : une sonde à deux fils en \vee pour $\overline{(\partial w / \partial x)^2}$, deux sondes à quatre fils pour $\partial w / \partial y$ et $\partial w / \partial z$.
- Pour T_{33} : la sonde à quatre fils de mesure de vorticité longitudinale.
- Pour D_{33} : la sonde à deux fils en \vee .

Les différents termes du bilan de $\overline{w^2}$, comparés avec ceux obtenus par les DNS d'Antonia *et al.* (1994) sont présentés sur la figure IV.33. Comme pour le bilan de $\overline{v^2}$, on constate pour $y^+ \leq 15$, deux termes importants, la dissipation et le terme de corrélation vitesse-gradient de pression. Pour $y^+ \geq 15$, les différents termes sont en très bon accord avec ceux des DNS. Pour $y^+ \leq 15$, les mesures du terme de diffusion visqueuse sont légèrement plus faibles. Ce résultat est d  du fait que les mesures de la fluctuation la composante transversale, w , avec la sonde en \vee sont légèrement différentes des résultats des DNS, surtout près de la paroi. Le terme de corrélation vitesse-gradient de pression déduit de ce bilan et correspondant au terme positif est également en bon accord avec les DNS pour $y^+ > 15$.

IV.6.4 Bilan de la tension de Reynolds \overline{uv}

L'équation de transport de la tension de Reynolds \overline{uv} fait apparaître les termes suivants :

$$\begin{aligned}
 P_{12} &= -\overline{v^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \\
 \varepsilon_{12} &= 2 \left[\overline{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z}} \right] \\
 T_{12} &= -\overline{\frac{\partial v^2 u}{\partial y}} \\
 D_{12} &= \overline{\frac{\partial^2 uv}{\partial y^2}} \\
 \Pi_{12} &= -\left(\overline{u \frac{\partial p}{\partial y}} + \overline{v \frac{\partial p}{\partial x}} \right)
 \end{aligned}$$

L  aussi plusieurs sondes ont été utilisées pour effectuer ce bilan :

- Pour P_{12} : la sonde \times et la sonde à deux fils parallèles.
- Pour ε_{12} : la sonde à deux fils en \times pour mesurer la corrélation $\overline{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x}}$, une première sonde à quatre fils pour mesurer $\overline{\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y}}$ et une seconde sonde à quatre fils pour les mesures du terme $\overline{\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z}}$.
- Pour T_{12} et D_{12} : la sonde \times

Le terme de production P_{12} est ici négatif ce qui correspond à une production de $-\overline{uv}$ positive (figure IV.34). Ce terme est pratiquement en équilibre avec la corrélation pression-vitesse. En effet, le terme de dissipation ou de destruction d  à la viscosité ainsi que le terme de transport d  à la turbulence sont très faibles.

Les différents termes du bilan présentent une très bonne concordance avec les résultats des DNS, essentiellement pour $y^+ \geq 15$. Par ailleurs, très près de la paroi, de faibles écarts existent. Ceux-ci sont reliés à la résolution spatiale des différentes sondes utilisées pour mesurer ces termes.

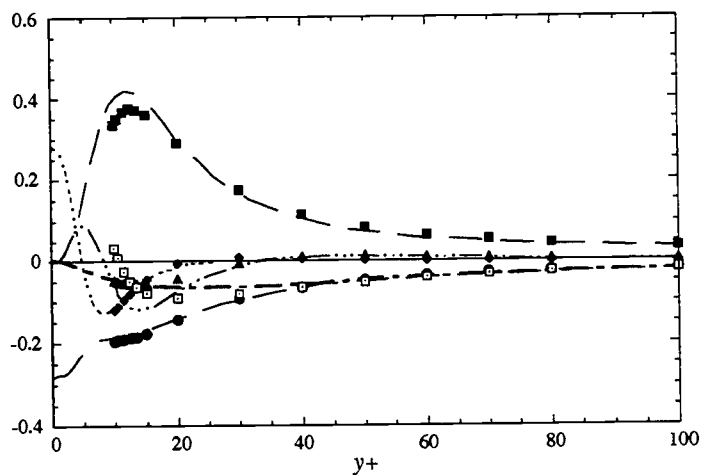


FIGURE IV.31. Bilan de $\overline{u^2}$ comparé au bilan des DNS. Présente étude : ■ P_{11} ; ● ε_{11} ; ▲ T_{11} ; ◆ D_{11} ; □ Π_{11} , Antonia *et al.* (1994) ——— P_{11} ; ——— ε_{11} ; —····· T_{11} ; - - - - D_{11} ; trait fort Π_{11} .

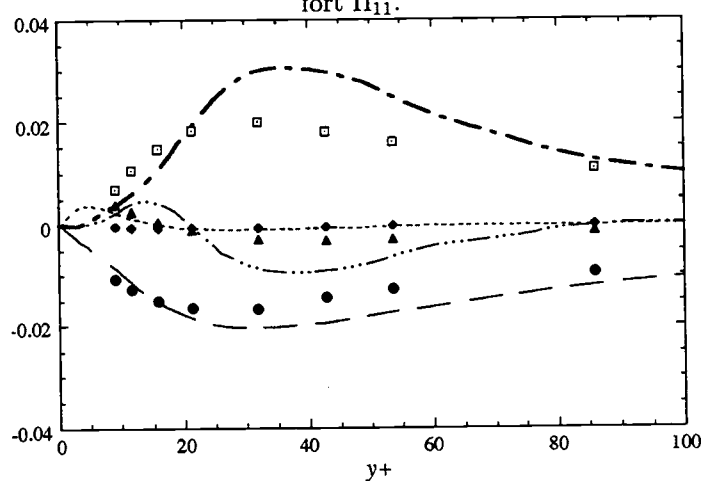


FIGURE IV.32. Bilan de $\overline{v^2}$ comparé au bilan des DNS d'Antonia *et al.* (1994) (même légende que fig IV.31).

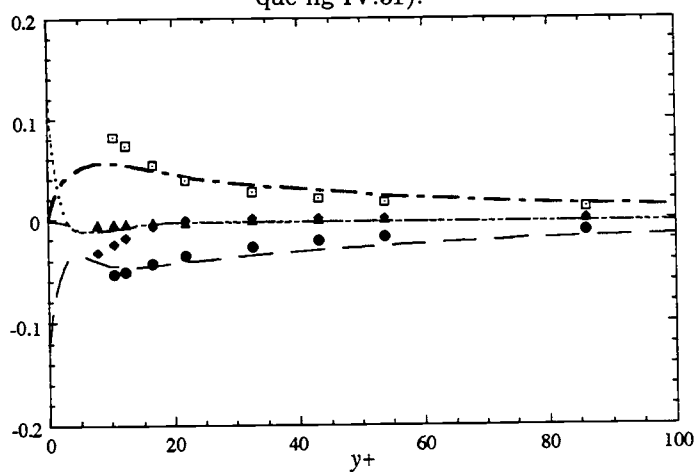


FIGURE IV.33. Bilan de $\overline{w^2}$ comparé au bilan des DNS d'Antonia *et al.* (1994) (même légende que fig IV.31).

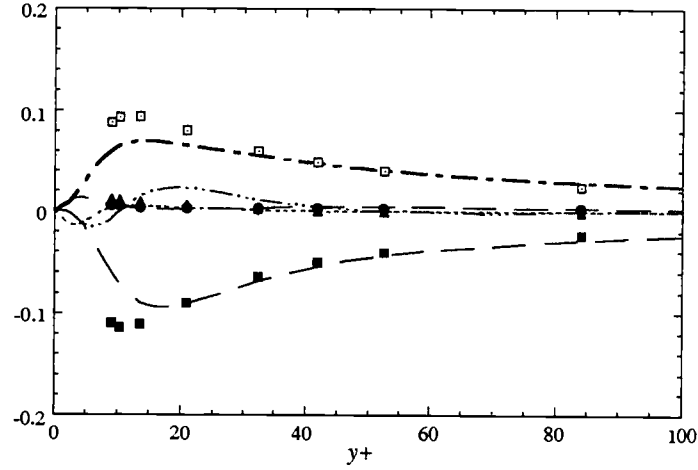


FIGURE IV.34. Bilan de \overline{uv} comparé au bilan de DNS d'Antonia *et al.* (1994) (même légende que fig IV.31).

IV.6.5 Bilan de l'énergie cinétique turbulente

Les différents termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 P &= -\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \\
 T &= -\frac{\partial q^2 v}{\partial y} \\
 D &= \frac{\partial^2 q^2}{\partial y^2} \\
 \Pi &= -\frac{\partial \overline{vp}}{\partial y}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \varepsilon = & \left[\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \right. \\
 & \left. + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2} \right] \quad (IV.5)
 \end{aligned}$$

Les différentes sondes à fils chauds, utilisées pour mesurer les termes précédents sont :

- Pour P : la sonde \times (ou la sonde à deux fils en \times) et la sonde à deux fils parallèles.
- Pour T : la sonde à quatre fils de mesure de la vorticité longitudinale qui permet en plus de mesurer la corrélation $\overline{w^2 v}$ et la sonde à trois fils \times , pour mesurer les corrélations $\overline{v^3}$ et $\overline{u^2 v}$.
- Pour D : une sonde à fil chaud simple pour $\overline{u^2}$, la sonde \times pour mesurer $\overline{v^2}$ et la sonde en \vee pour mesurer $\overline{w^2}$.

Durant cette étude nous avons testé plusieurs méthodes de mesure de la dissipation de q^2 . Initialement, nous nous sommes basés sur les DNS d'Antonia *et al.* (1991). Ces auteurs ont suggéré l'utilisation d'une expression approchée de ε qui ne tient compte que des gradients les plus importants : $\overline{(\partial u / \partial y)^2}$, $\overline{(\partial u / \partial z)^2}$ et $\overline{(\partial w / \partial y)^2}$. La contribution des autres termes est prise en compte par un seul terme égal à $8(\partial u / \partial x)^2$. Cette expression approchée donne de bons résultats au niveau des simulations numériques (Antonia *et al.* 1991) mais pas pour les mesures. Nous avons également testé la sonde à trois fils développée par George & Hussein (1991), appelée ici sonde \times , qui permet, comme nous l'avons indiqué au paragraphe III.2.1.2, de mesurer quatre termes de ε

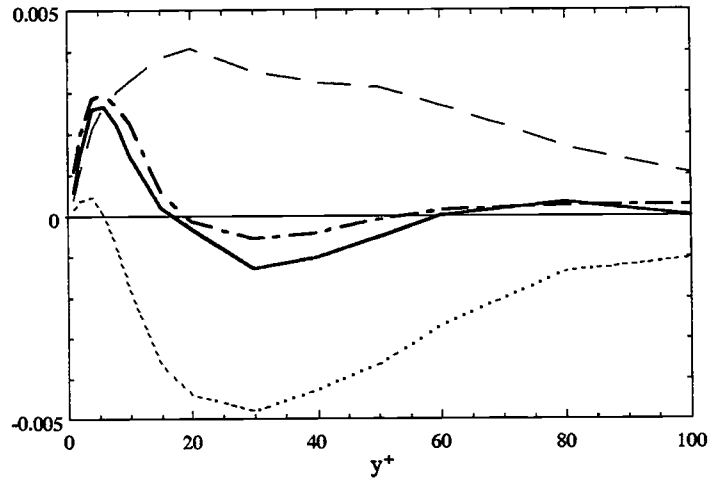


FIGURE IV.35. Distribution des termes croisés de l'équation (IV.6) et leur somme, normalisés par les paramètres internes u_{τ_0} and ν , Antonia *et al.* (1991) pour $R_h = 3300$.

$$\begin{aligned} & \text{---} \text{---} \text{---}, -2\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial z}\right)}; \text{---} \text{---} \text{---}, 2\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}\right)}; \text{Trait fort}; \text{trait continu la} \\ & \text{somme : } -2\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial z}\right)} + 2\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}\right)}; \text{trait discontinu : } \frac{\partial^2 y^2}{\partial y^2}. \end{aligned}$$

les autres termes étant mesurés par la sonde à deux fils parallèles. Finalement, nous avons opté pour une troisième méthode qui a donné de bien meilleurs résultats et qui est décrite dans ce qui suit.

Dans l'expression de la dissipation (IV.5), les termes $\overline{(\partial u / \partial x)^2}$, $\overline{(\partial v / \partial x)^2}$ et $\overline{(\partial w / \partial x)^2}$ sont obtenus à l'aide de l'hypothèse de Taylor. Le premier terme dans cette expression nécessite l'utilisation d'une sonde simple. Le deuxième nécessite une sonde à deux fils croisés en \times , alors que le troisième une sonde à deux fils en \vee . Notons que ces termes peuvent être obtenus simultanément à l'aide de la sonde à quatre fils, de mesure de la composante longitudinale de la vorticité. Néanmoins, en raison de la résolution spatiale de cette sonde surtout près de la paroi les mesures de ces quantités sont moins bonnes qu'avec les sondes citées précédemment. Les termes $\overline{(\partial u / \partial y)^2}$ et $\overline{(\partial u / \partial z)^2}$ figurant dans cette expression, sont mesurés à l'aide de la sonde à deux fils parallèles. En exprimant la somme des gradients $\overline{(\partial w / \partial y)^2} + \overline{(\partial v / \partial z)^2}$, en fonction $\overline{\omega_x^2}$, fourni par la sonde à quatre fils et en éliminant $\overline{(\partial v / \partial y)^2}$ et $\overline{(\partial w / \partial z)^2}$, à l'aide de l'équation de continuité, l'expression de ε devient :

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \left[2\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} + \overline{\omega_x^2} \right. \\ & \left. - 2\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial z}\right)} + 2\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}\right)} \right] \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

Cette expression fait apparaître deux termes de corrélation de gradients de vitesse, que nous ne pouvons mesurer mais que nous avons déterminé à partir des résultats des simulations en canal de Antonia *et al.* (1991). Ces deux termes ainsi que leur somme sont présentés sur la figure IV.35. La somme présente un minimum égal à -0.0012 situé à $y^+ = 30$ et un maximum approximativement égal à 0.0025 situé dans la sous couche visqueuse. Pour $y^+ = 30$, ces deux termes contribuent seulement à 2% à l'expression totale de ε , donnée par les simulations. Ainsi, pour cette méthode, nous pouvons estimer le terme de dissipation à partir de l'équation (IV.6), en négligeant la contribution des deux derniers termes.

Il est à noter que sur cette figure nous avons tracé en plus le terme inhomogène qui se réduit dans le cas de la couche limite au seul terme $\frac{\partial^2 v^2}{\partial y^2}$. Ce dernier est du même ordre de grandeur que la somme indiquée sur cette figure. Ainsi, l'erreur commise en ne considérant que le terme I de l'expression de ε (équation IV.4) n'est donc pas aussi importante.

Sur la figure IV.36, nous avons présenté les termes de production et de dissipation de q^2 obtenus expérimentalement. Ces termes sont comparés aux résultats de simulations numériques de Spalart (1988), pour $R_\theta = 1410$, et d'Antonia *et al.* (1992) pour les deux nombres de Reynolds, $R_\theta = 320$ et $R_\theta = 770$. Ils sont comparés aussi aux résultats de mesures de Balint *et al.* (1991), pour $R_\theta = 2080$. On constate que le terme de production mesuré présente un maximum, situé à $y^+ = 12$. Cette position est similaire à celle obtenue par Spalart (1988) et Antonia *et al.* (1992). Le terme de production des présentes mesures est légèrement plus faible (environ 10%) que les résultats d'Antonia *et al.* (1992), qui est encore plus faibles que celui des DNS de Spalart (1988). Les mesures de Balint *et al.* (1991) ont des valeurs nettement en dessous dans la région $y^+ \leq 30$. Ces derniers attribuent ces faibles valeurs de la production aux faibles valeurs de la tension de Reynolds.

On peut remarquer que l'accord entre les mesures et les simulations est nettement meilleur pour ε que pour la production. Ceci montre qu'il est plus facile d'avoir une bonne précision sur ε que sur \overline{uv} (pour $y^+ \geq 10$).

La comparaison des différents termes du bilan de q^2 , avec les résultats des DNS Antonia *et al.* (1994) est représentée sur la figure (IV.37). Dans la région $y^+ > 20$ on observe bien un équilibre entre la production et la dissipation. Le terme de diffusion visqueuse obtenu ici suit les valeurs données par les DNS tandis que le terme de diffusion turbulente présente une allure différente pour $y^+ \leq 15$. Les DNS montrent que ce terme est positif très près de la paroi ($y^+ < 10$) et négatif vers l'extérieur (ce qui signifie un transfert depuis la zone interne vers la zone externe). Le minimum de ce terme se situe à $y^+ \approx 10$. Les mesures donnent un terme qui reste négatif et qui s'écarte des DNS à partir de ce minimum. Cet écart on le retrouve bien évidemment sur le terme Π qui est déduit à partir de la somme des autres termes.

IV.7 Conclusion

Un effort important a été déployé afin de développer et de valider différentes techniques de mesure originales. Le but étant bien sûr d'appliquer ces techniques au cas de l'écoulement sur la paroi oscillante et d'acquérir un maximum d'informations susceptibles d'aider à une meilleure compréhension des mécanismes de réduction de la turbulence. Les résultats obtenus dans le cas de la couche limite naturelle sont tout à fait satisfaisant. Mais ceci ne sera pas forcément le cas, pour certaines grandeurs, en présence d'oscillations où la vitesse transversale risque d'affecter les mesures très près de la paroi. Cependant, la majorité des profils présentés dans ce chapitre commencent à partir de la position $y^+ = 10$ qui normalement, est située à l'extérieur de la couche de Stokes pour la gamme de fréquences utilisées ici.

Il est à noter que les résultats obtenus peuvent être encore améliorés pour certaines sondes. Ces améliorations peuvent être atteintes par exemple en augmentant la résolution spatiale des sondes ou encore par la prise en compte du refroidissement des fils par la composante tangentielle et binormale. Ce dernier point a été réduit au minimum par le soin mis dans la construction des sondes et la disposition des fils (espacement, inclinaison,...).

Contrairement à d'autres études, qui utilisent une sonde unique pour mesurer simultanément les composantes de la vitesse et de vorticité, nous avons préféré utiliser plusieurs sondes, chacune étant dédiée à la mesure d'une ou de deux grandeurs au maximum. L'intérêt d'une telle méthode réside dans l'utilisation de sondes du commerce, faciles à réparer, ainsi que dans la simplicité des dépouillements.

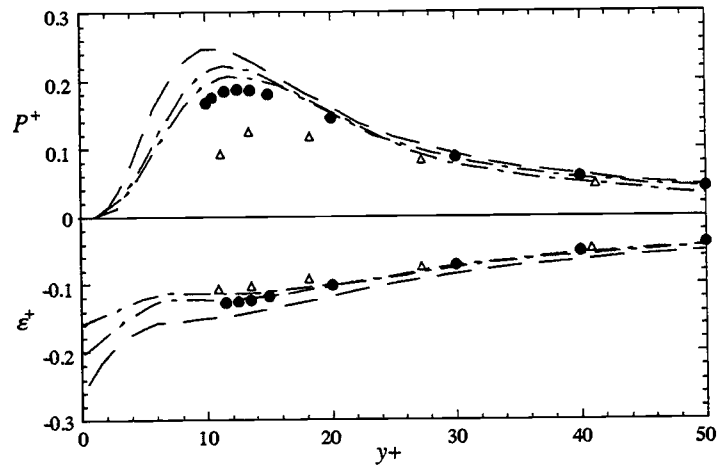


FIGURE IV.36. Distribution du terme de production et de dissipation, comparé aux résultats expérimentaux et numériques (Légende dans tableau IV.2).

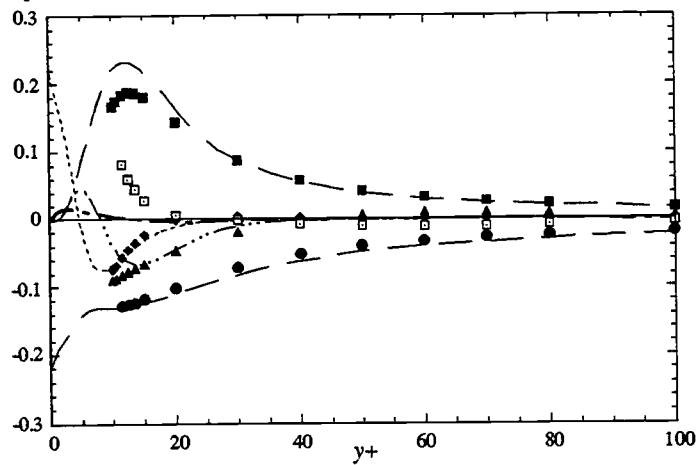


FIGURE IV.37. Bilan de q^2 comparé au bilan de DNS d'Antonia *et al.* (1994) (même légende que fig IV.31).

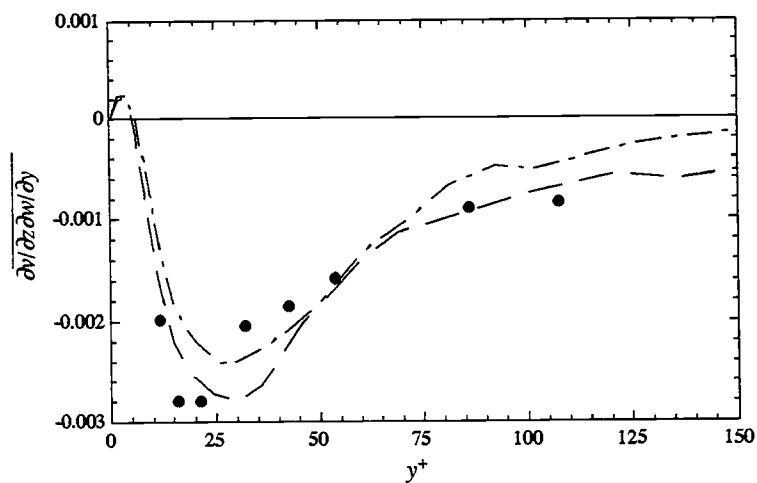


FIGURE IV.38. Corrélation $\overline{\frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}}$ comparée aux DNS d'Antonia *et al.* (1994), ---, $R_\theta = 320$; - · - · -, $R_\theta = 770$.

Les différentes quantités mesurées nous ont permis d'établir les bilans complets des tensions de Reynolds et d'en déduire les corrélations pression-vitesse. Ces corrélations seront très utiles pour l'étude de l'écoulement en présence du mouvement transversal de la plaque et de déterminer le rôle de la pression dans la redistribution de l'énergie. D'ailleurs, ces mesures permettent d'accéder aux termes sources dominants dans l'équation de Poisson de la fluctuation de pression. Les simulations numériques de Kim (1989) montrent en effet que le terme source le plus important correspond au terme non linéaire $\partial w / \partial y \partial v / \partial z$. Celui-ci est maximum au centre des tourbillons longitudinaux où la pression est fortement négative (Robinson 1991b). En utilisant les mesures données par trois sondes à quatre fils différentes, nous avons déterminé cette corrélation moyenne par la relation

$$\overline{\frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z}} = \frac{1}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2} - \omega_x^2 \right]$$

Sur la figure IV.38 nous avons comparé cette corrélation aux résultats des simulations numériques d'Antonia *et al.* (1994) obtenus pour deux Reynolds différents. Les valeurs mesurées sont en bon accord avec les simulations confirmant ainsi les possibilités offertes par ces mesures pour effectuer une analyse beaucoup plus approfondie à l'instar des simulations numériques.

Chapitre V

Résultats

Ce chapitre fournit les résultats obtenus dans le cas de la couche limite manipulée (CLM) par les oscillations périodiques transversales et comparés à ceux de la couche limite naturelle (CLN).

Dans tout ce qui suit, nous adopterons le suffixe + et *, respectivement pour les quantités adimensionnalisées par le frottement initial et par celui de la couche limite manipulée. Les vitesses de frottement dans les deux cas seront notées respectivement u_{τ_0} et u_{τ} .

Dans le tableau (V.1) nous présentons, pour les trois nombres de Reynolds utilisés les valeurs des fréquences des oscillations de la plaque, leur valeur adimensionnelle ainsi que la période correspondante et la réduction du coefficient de frottement obtenue pour une amplitude de déplacement transversal, $\Delta Z = 2.5 \text{ cm}$.

Pour les mesures effectuées à $R_\theta = 980$, nous présentons également ces paramètres pour deux amplitudes supplémentaires $\Delta Z = 1.95 \text{ cm}$ et $\Delta Z = 3.5 \text{ cm}$, pour une fréquence unique $f = 6 \text{ Hz}$.

Les résultats présentés dans ce chapitre, mis à part ceux relatifs au frottement moyen et sauf mention contraire, correspondent au nombre de Reynolds $R_\theta = 980$ et à l'amplitude $\Delta Z^+ = 160$. Ces mesures sont réalisées au milieu de la plaque mobile, à la position longitudinale $x = 3 \text{ m}$ du bord d'attaque de la plaque plane sur laquelle se développe la couche limite.

V.1 Caractéristiques du mouvement instationnaire

Dans cette partie nous présentons les résultats concernant les moyennes de phase des composantes de vitesse. Ces moyennes sont présentées en fonction de, $f\tau$, où τ représente l'instant dans le cycle, pour une période d'oscillation $T^+ = 100$ et une amplitude de déplacement, $\Delta Z^+ = 160$ et sont normalisés par le frottement initial.

Les moyennes de phase des trois composantes de vitesse, \bar{u} , \bar{v} et \bar{w} à $y^+ = 10$, sont présentés sur la figure V.1. Le mouvement sinusoïdal de la plaque, donné par :

$$W_0 = -W_p \sin(2\pi f\tau) \quad \text{avec} \quad W_p^+ = 9.425$$

est également représenté. D'après cette figure on constate que les composantes longitudinale et normale de vitesse sont peu modulées par les oscillations transversales, alors que le profil de la composante transversale est proche de la solution du second problème de Stokes pour un écoulement laminaire (équation II.4), représentée aussi sur cette figure. En effet, les points de mesures de \bar{w} donnent une amplitude 30% plus faible que celle de cette solution, mais un déphasage correct. Ceci est également mis en évidence sur la figure V.2, où nous avons présenté pour quatre instants différents du cycle, les profils de la moyenne de phase de la composante transversale, \bar{w}^+ , en fonction de y^+ . Ces profils, comparés à la solution analytique de Stokes, représentée sur cette figure en traits discontinus, montrent que les mesures s'écartent de cette solution, surtout très près de la paroi. On constate, par ailleurs que la position verticale à partir de la quelle les effets des

		$R_\theta = 770$					
ΔZ (cm)		2.5					
ΔZ^+		125					
f (Hz)		0	2	4	6	8	
f^+ ($\times 10^3$)		0	5.22	10.45	15.68	20.9	
T^+		∞	190	95	64	48	
$\Delta Cf/Cf_0$ (%)		0	11.2	26.5	33	33.05	
		$R_\theta = 980$					
ΔZ (cm)	1.95	2.5					3.5
ΔZ^+	120	160					220
f (Hz)	6	0	2	4	6	8	10
f^+ ($\times 10^3$)	10	0	3.3	6.6	10	13	16.6
T^+	100	∞	300	150	100	75	60
$\Delta Cf/Cf_0$ (%)	20.3	0	2.99	14.7	28.35	35.02	36
Symboles	\diamond	\bullet	\square	\boxtimes	\blacksquare	\boxminus	\boxplus
		$R_\theta = 1600$					
ΔZ (cm)		2.5					
ΔZ^+		285					
f (Hz)		0		4	6	8	
f^+ ($\times 10^3$)		0		1.98	2.97	3.95	
T^+		∞		505	340	252	
$\Delta Cf/Cf_0$ (%)		0		2.22	7.75	9.35	

TABLEAU V.1. Conditions expérimentales

oscillations s'atténuent est approximativement égale à $y^+ = 30$.

Cette atténuation de l'amplitude de \tilde{w} peut être prise en compte à l'aide d'un coefficient d'amortissement $\alpha(y)$:

$$\tilde{w} = \alpha(y)W_p \exp^{-y/\delta_s} \sin(y/\delta_s - 2\pi f\tau)$$

$\delta_s = \sqrt{\nu/\pi f}$ est l'épaisseur de la couche de Stokes.

Les variations de l'amplitude par rapport à celle de la solution de Stokes, sont illustrées par la figure V.3, où sont présentés les différentes valeurs du coefficient α , en fonction du rapport y/δ_s , pour différentes valeurs de la vitesse d'oscillation de la plaque. Suivant les valeurs de f et de ΔZ , on constate que ce coefficient est inférieur à 1 pour les faibles valeurs de y/δ_s et tend vers 1 pour les valeurs élevées. Cette différence peut être expliquée, d'une part par l'influence de la jonction entre plaque fixe et plaque mobile, et d'autre part par les effets de la turbulence, à cause du transfert de quantité de mouvement lié aux tensions de Reynolds, ce qui n'est pas le cas en présence d'un écoulement laminaire. En effet, d'après l'équation qui gouverne \tilde{w} on a :

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v}\tilde{w} + v''\tilde{w}'' - \overline{\tilde{v}\tilde{w}} - \overline{v''w''}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial y^2}$$

or les mesures montrent que $\overline{v\tilde{w}}$ est nul, ce qui donne :

$$\overline{v\tilde{w}} = \overline{\tilde{v}\tilde{w}} + \overline{v''\tilde{w}''} = 0,$$

l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v}\tilde{w} + v''\tilde{w}''') = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial y^2}$$

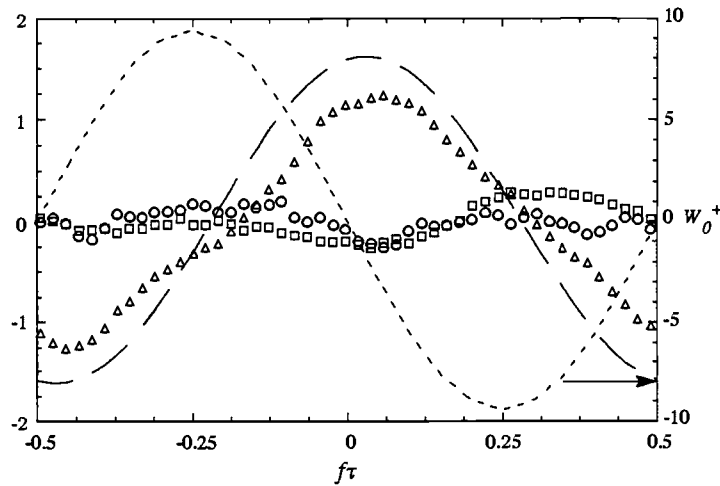


FIGURE V.1. Moyennes de phase des composantes de vitesse à $y^+ = 10$. \circ , \tilde{u}^+ ; \square , \tilde{v}^+ ; \triangle , \tilde{w}^+ ; — — —, solution laminaire de Stokes.

Dans cette équation et d'après les résultats précédents, le terme en $\tilde{v}\tilde{w}$ est nul à cause du fait que $\tilde{v}=0$. Les valeurs de \tilde{w} ne peuvent être alors affectées que par le terme $\tilde{v}\tilde{w}''$, traduisant la modulation de la turbulence par les oscillations. Les mesures de ce terme sont données par la sonde à quatre fils de mesure de la vorticit e longitudinale. Malheureusement, ces mesures ne sont fiables qu' a partir de la position verticale $y^+ \simeq 14$, ce qui rend difficile l' evaluation de la contribution de ce terme sur l' evolution de \tilde{w} tr es pr es de la paroi.

Sur la figure V.4 nous avons comparée l'amplitude $A_{\tilde{w}}/W_p$,  a $A_{\tilde{u}}/A_{\tilde{u}_c}$, de Tardu *et al.* (1994), obtenues pour des oscillations longitudinales d'un écoulement de canal turbulent, pour les r egimes de fr equences impos ees, $\delta_s^+ = 7.3$ et $\delta_s^+ = 10$. $A_{\tilde{u}}$ est l'amplitude de la modulation de la vitesse longitudinale, \tilde{u} , et $A_{\tilde{u}_c}$ est celle de la vitesse au centre du canal. Pour la comparaison, les valeurs de $A_{\tilde{w}}$ sont calcul ees  a partir de α pour un écoulement animée d'un mouvement oscillatoire dans la direction transversale et une plaque fixe. Ces r esultats sont aussi comparées  a la solution de Stokes. Nos r esultats ainsi que ceux de Tardu *et al.* (1994) pr esentent  a peu pr es le m eme comportement, avec une amplitude de la modulation de la vitesse qui est proche de la solution visqueuse de Stokes, donn ee par :

$$[1 - 2\exp^{-y/\delta_s} \cos(y/\delta_s) + \exp^{-2y/\delta_s}]^{1/2}$$

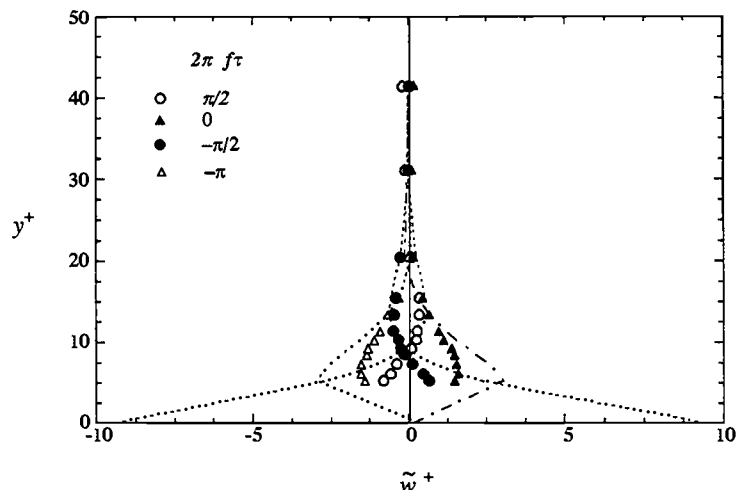


FIGURE V.2. Profils de la moyenne de phase, \tilde{w}^+ , pour différents instants du cycle.

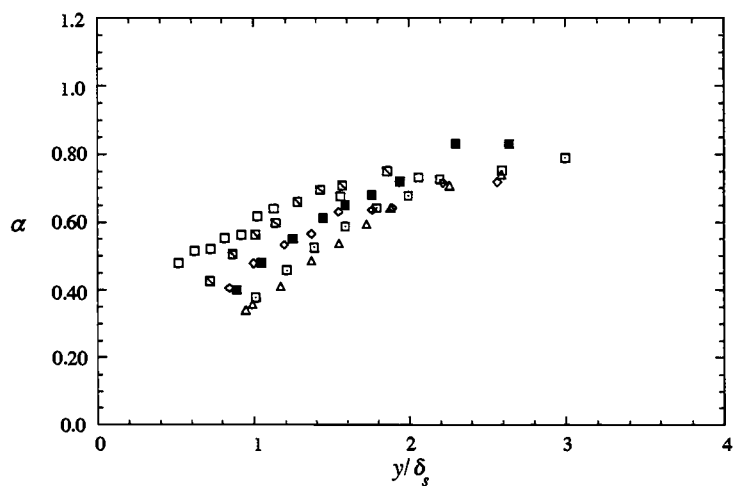


FIGURE V.3. Variation de l'amplitude de la moyenne de phase de la vitesse transversale, pour différentes fréquences (Légende dans tableau V.1).

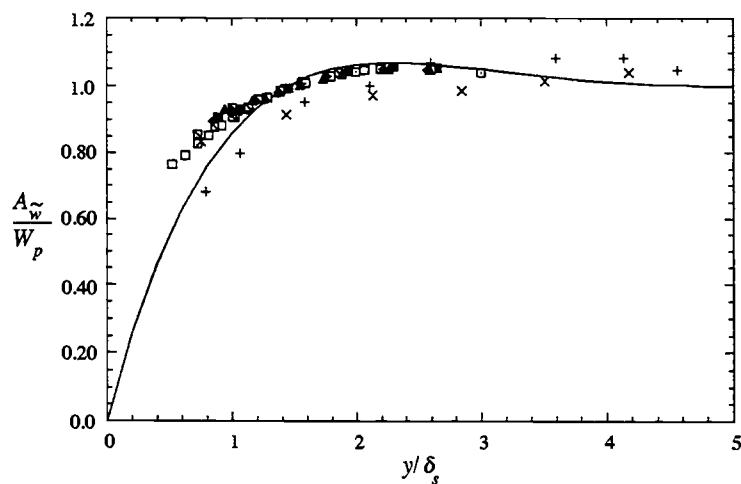


FIGURE V.4. Répartition de l'amplitude de la vitesse transversale, $A_{\tilde{w}}$, pour différentes fréquences, comparée aux résultats de Tardu *et al.* (1994); \times , $\delta_s^+ = 7.3$; $+$, $\delta_s^+ = 10$; (autres symboles dans tableau V.1).

V.2 Grandeurs moyennes

V.2.1 Champ de vitesse moyenne

Les profils de vitesse moyenne longitudinale, \overline{U}^+ , obtenus pour $R_\theta = 980$ et $\Delta Z^+ = 160$ ainsi que celui correspondant à $f = 6 \text{ Hz}$ pour $\Delta Z^+ = 220$, sont présentés sur la figure V.5. La comparaison de ces profils avec celui de la CLN montre que la loi logarithmique est plus ou moins respectée en présence des oscillations de la plaque. Pour $y^+ \leq 30$ et pour les différentes fréquences des oscillations, on constate que la vitesse moyenne diminue par rapport à celle obtenue à $f = 0 \text{ Hz}$. Cette diminution est d'autant plus importante que la fréquence des oscillations ainsi que l'amplitude ΔZ^+ sont élevées. Remarquons que tous les profils se croisent à $y^+ = 30$. A partir de cette position, on observe une légère augmentation de la vitesse nécessaire à la conservation du débit. Dans la zone externe, $y^+ \simeq 200$, tous les profils se superposent.

Sur la figure V.6, nous présentons ces profils adimensionalisés par la vitesse de frottement locale, u_τ . On constate que les différents profils suivent une loi logarithmique, avec une pente similaire à celle obtenue dans le cas de la CLN. En se référant à la littérature, il apparaît que la loi logarithmique est vérifiée dans de nombreuses circonstances : écoulements à faibles et à grands nombres de Reynolds (Purtell *et al.* 1981; Antonia *et al.* 1992), écoulements en présence de gradients de pression intenses (East & Sawyer 1979). Cette loi est la conséquence de l'équilibre qui s'établit entre les mécanismes de production turbulente à grandes échelles et les mécanismes de dissipation à petites échelles. Ainsi cet équilibre ne semble pas remis en question en présence des oscillations transversales.

Toutefois, les oscillations ont pour effet de décaler cette loi vers l'extérieur, ceci correspond à l'augmentation de la constante B de la loi logarithmique avec la fréquence ainsi qu'avec l'amplitude. Le décalage de cette loi logarithmique s'accompagne d'un épaissement de la sous couche visqueuse. En effet, la loi linéaire, valable jusqu'à $y^+ = 5$ dans la CLN, s'étend jusqu'à $y^* = 11$ pour $f = 8 \text{ Hz}$ et $\Delta Z^+ = 160$.

L'augmentation de la constante B ainsi que le lien qu'elle présente avec le frottement, évoqué dans le chapitre I, a été observée dans pratiquement toutes les études relatives à la manipulation de la couche limite turbulente et traitant de la réduction du frottement. Sur la figure V.7 nous avons comparé le profil de vitesse moyenne obtenu pour $f = 6 \text{ Hz}$ ($T^+ = 100$) et $\Delta Z^+ = 160$ à ceux des études indiquées sur la légende. La réduction du coefficient de frottement correspondant à ces paramètres est de 28.35%. Pour les autres études ces réductions sont les suivantes :

- $\Delta Cf/Cf_0 \approx 27.5\%$ avec le contrôle actif (Choi *et al.* 1994),
- $\Delta Cf/Cf_0 \approx 40\%$ pour la manipulation par des oscillations transversales à $T^+ = 100$ et un débit transversal égal à 80% de celui dans la direction longitudinale (Jung *et al.* 1992; Baron & Quadrio 1996);
- $\Delta Cf/Cf_0 \approx 58\%$ obtenue par Handler *et al.* (1993) par l'introduction dans les DNS d'un déphasage aléatoire des modes de Fourier du champ de vitesse.

On constate d'après cette figure que les profils correspondant à une réduction équivalente coïncident dans toute la zone interne.

V.2.2 Gradient de vitesse moyenne

Les profils du gradient de vitesse moyenne, obtenus à l'aide de la sonde à deux fils parallèles, montrent une réduction du cisaillement limitée à la zone $y^+ < 8$ et une augmentation au dessus (figure V.8). Ces variations sont plus importantes quand la fréquence augmente.

En adimensionalisant le gradient moyen par les paramètres internes de la CLM (figure V.9), on constate que les profils sont situés au dessus de celui à $f = 0 \text{ Hz}$. Cette augmentation du gradient est la conséquence d'une part du déplacement vers l'extérieur lié à l'épaissement de la sous-couche visqueuse et d'autre part, à la translation de la loi logarithmique vers le haut (figure

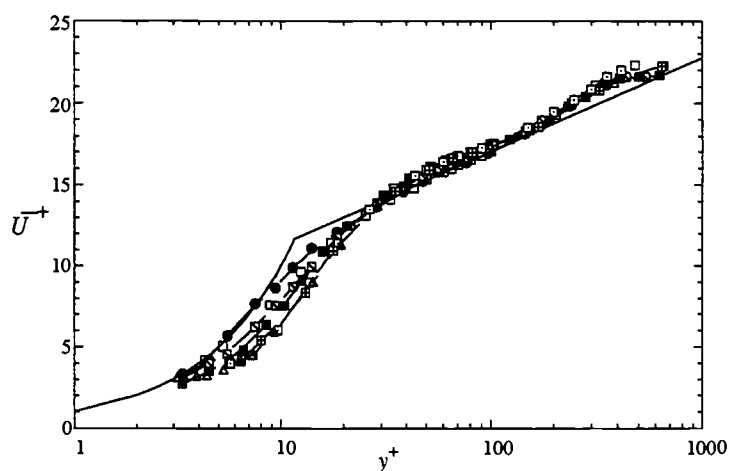


FIGURE V.5. Profils de vitesse moyenne, \bar{U}^+ , normalisés par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

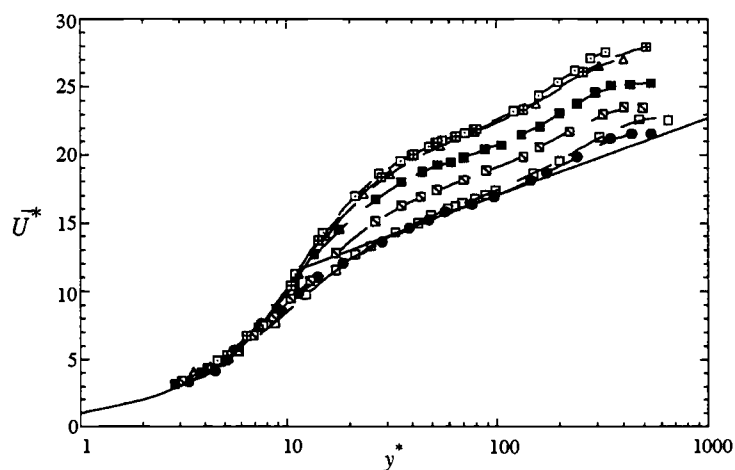


FIGURE V.6. Profils de vitesse moyenne, \bar{U}^* (Légende dans tableau V.1).

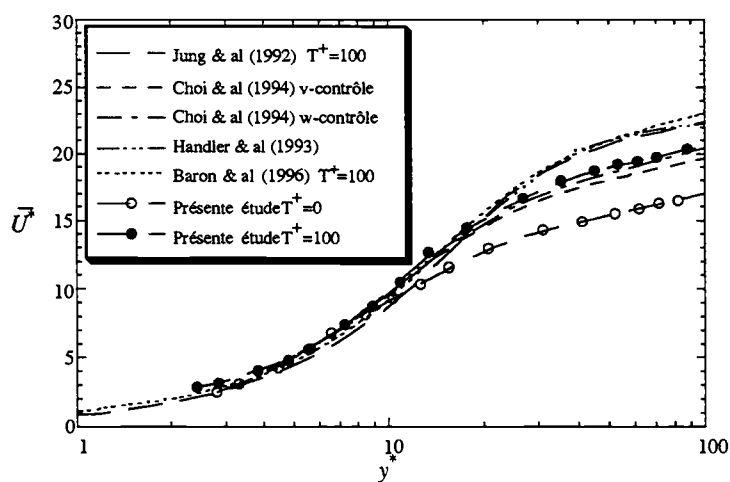


FIGURE V.7. Comparaison du profil de vitesse moyenne, \bar{U}^* , à $T^+ = 100$ avec d'autres résultats.

V.6). Cette translation engendre une différence de vitesse de plus en plus importante entre la frontière de la sous couche et le début de la loi logarithmique. Ce glissement vers l'extérieur du profil de vitesse se traduit, pour une position y^* donnée, par une variation importante du gradient moyen. Par exemple, à $y^* = 10$ cette augmentation se situe autour de 40%.

V.3 Grandeurs caractéristiques

V.3.1 Constante B de la loi logarithmique

Suite à l'exposé du Professeur Luchini, Nous avons voulu tester la relation qu'il a proposée (relation II.6) avec les mesures obtenues pour les cas indiqués sur le tableau V.1. La constante B a été déterminée en considérant la loi logarithmique valable entre $y^* = 35$ et $y^* = 200$ avec une constante de Karman indépendante du nombre de Reynolds et égale à 0.4 :

$$\bar{U}^* = 5.75 \log y^* + B \quad (\text{V.1})$$

Sur la figure V.10 nous avons présenté les valeurs de B , obtenues pour différentes fréquences et amplitudes des oscillations, en fonction du rapport u_τ/u_{τ_0} . Les trois profils tracés sur cette figure correspondent aux trois nombres de Reynolds, $R_\theta = 770$, $R_\theta = 980$ et $R_\theta = 1600$. On constate que B prend la valeur 11 pour la réduction maximale et décroît vers la valeur 5.5 pour les réductions les plus faibles.

La relation II.6 n'est pas d'une utilisation simple pour les comparaisons puisqu'elle fait apparaître la variation de B . Nous avons préféré utiliser la relation qui relie B au frottement. Celle-ci peut être établie aisément en supposant que la loi de raccordement (relation IV.2) reste valable pour la CLM ce qui donne l'expression suivante :

$$B = -\frac{U_\infty}{u_{\tau_0}} \left(1 - \frac{u_{\tau_0}}{u_\tau}\right) - 5.75 \log \frac{u_\tau}{u_{\tau_0}} + 5.5 \quad (\text{V.2})$$

L'effet du nombre de Reynolds est présent par l'intermédiaire du terme $U_\infty/u_{\tau_0} = \sqrt{2/C_{f_0}}$. Comme les valeurs de B ne semblent pas indiquer de dépendance vis à vis de ce nombre, nous avons remplacé ce terme par la valeur de la vitesse U^+ à la position $y^+ = 200$, fin de la loi log. (figure V.5). Nous obtenons l'expression suivante :

$$B = \frac{19}{\frac{u_\tau}{u_{\tau_0}}} - 13.5 - 5.75 \log \frac{u_\tau}{u_{\tau_0}} \quad (\text{V.3})$$

Cette expression tracée pour les différentes valeurs de u_τ/u_{τ_0} sur la figure V.10 reproduit bien les valeurs de B obtenues pour les trois Reynolds.

V.3.2 Réduction du frottement

L'évolution de la réduction de frottement, indiquée sur le tableau V.1, contrairement aux simulations numériques de Jung *et al.* (1992), ne montre pas de fréquence optimale. La réduction du frottement augmente avec la fréquence ainsi qu'avec l'amplitude dans les gammes utilisées ici. Afin de quantifier cette évolution en fonction de ces deux paramètres, nous avons analysé la réduction en fonction de l'amplitude pour une fréquence donnée ($f = 6 \text{ Hz}$). Ce qui correspond à cinq points de mesure pour les trois Reynolds. Nous avons obtenu une dépendance linéaire entre u_τ/u_{τ_0} et l'amplitude. Il restait maintenant à relier cette réduction à la fréquence. Les différents points de mesure correspondant à $\Delta Z = 2.5 \text{ cm}$ nous ont permis d'obtenir la relation suivante :

$$1 - u_\tau/u_{\tau_0} = 6.25 \cdot 10^{-4} \Delta Z^* T^* \exp(-0.8 \delta_s^*) \quad (\text{V.4})$$

$\delta_s^* = \sqrt{\frac{T^*}{\pi}}$ étant l'épaisseur de la couche de Stokes normalisée par le frottement dans la CLM .

Cette relation "empirique" est comparée aux résultats des DNS de Jung *et al.* (1992) et Baron & Quadrio (1996) sur la figure V.11. Notons que les DNS de Jung *et al.* (1992) ont été réalisées

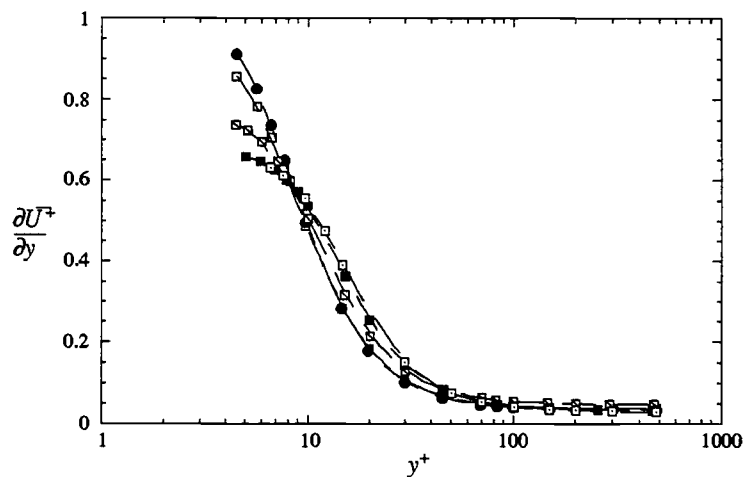


FIGURE V.8. Profils des gradients de vitesse moyenne, $\frac{\partial \bar{U}^+}{\partial y}$, normalisés par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

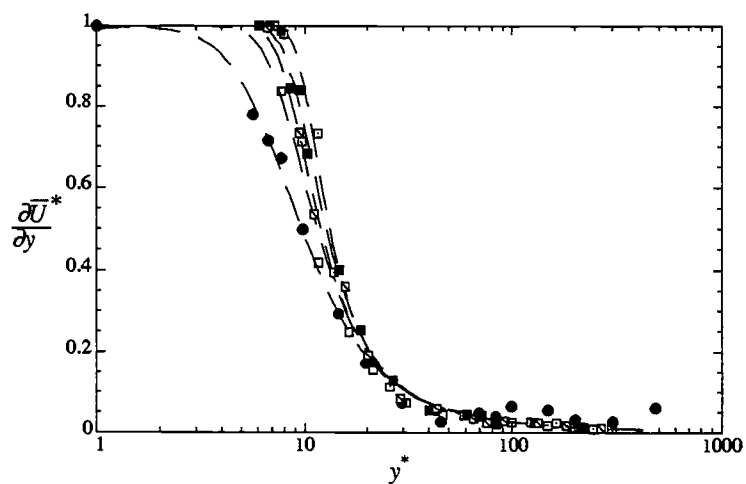


FIGURE V.9. Profils des gradients de vitesse moyenne, $\frac{\partial \bar{U}^*}{\partial y}$ (Légende dans tableau V.1).

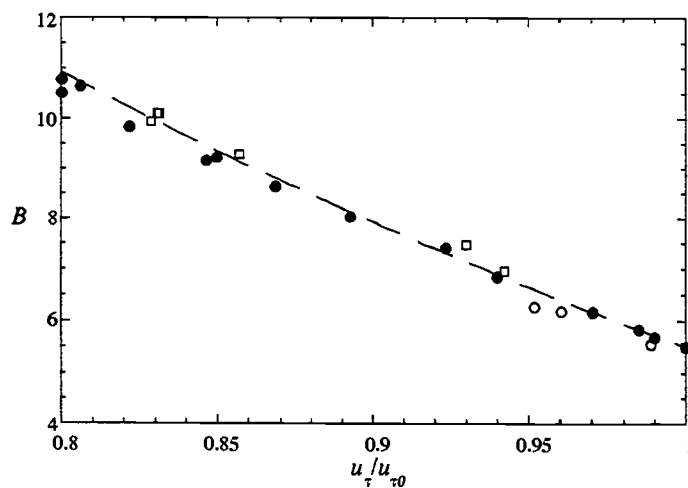


FIGURE V.10. Evolution de la constante de la loi logarithmique en fonction de u_τ / u_{τ_0} . \square , $R_\theta = 770$; \bullet , $R_\theta = 980$; \circ , $R_\theta = 1600$; — — —, expression V.3.

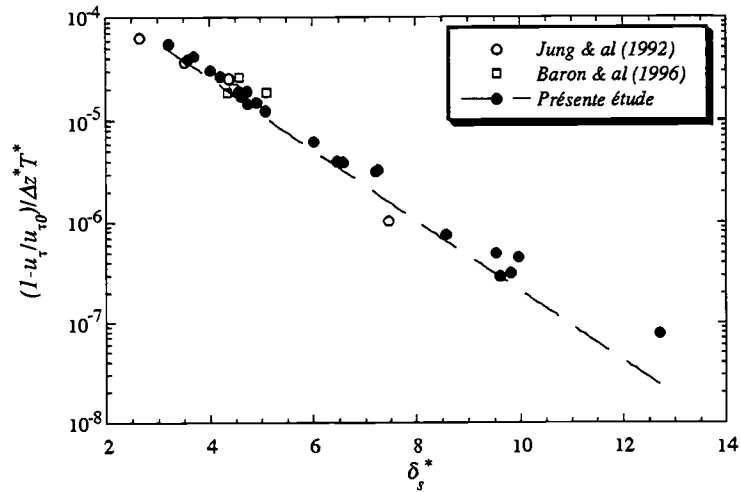


FIGURE V.11. Evolution de la réduction du frottement en fonction de l'épaisseur de la couche de Stokes; — — —, expression V.4.

avec une amplitude de la vitesse transversale constante et cinq fréquences. Baron & Quadrio (1996) ont utilisé plusieurs amplitudes de la vitesse et une fréquence fixe. Ces deux approches différentes nous en permis de valider la relation précédente.

Un autre point positif nous a poussé à présenter cette relation dans ce mémoire malgré son caractère purement empirique : elle permet en effet de prédire la fréquence optimale dans le cas où c'est l'amplitude de la vitesse qui est constante. Si on utilise les transformations suivantes :

$$W_p^* = \frac{2\pi\Delta Z^*}{T^*} \quad \text{et} \quad \delta_s^* = \sqrt{\frac{T^*}{\pi}},$$

On obtient :

$$1 - u_\tau / u_{\tau_0} \propto W_p^* T^{*2} \exp(-0.8\sqrt{\frac{T^*}{\pi}}). \quad (\text{V.5})$$

Cette expression donne un maximum de réduction pour $T^* = 25\pi$ (ou encore $\delta_s^* = 5$). La réduction maximale du frottement obtenue par Jung *et al.* (1992) correspond à $\Delta Cf / Cf_0 = 40\%$, ce qui donne une période $T^+ \approx 130$. Si on considère le cas où l'amplitude du déplacement transversal est constante on obtient d'après la relation V.4, un maximum pour $T^* = 19$ et $\delta_s^* = 2.45$, ce qui correspond à $T^+ \approx 32$ pour une réduction de 40%. Cette période, pour $Re_\theta = 980$, correspond à une fréquence de 20 Hz, deux fois plus élevée que la fréquence maximale utilisée ici.

V.3.3 Epaisseurs intégrales

Les profils de vitesse moyenne montrent que l'épaisseur de la couche limite δ n'est pas modifiée par les oscillations de la plaque. Ceci est également le cas pour l'épaisseur de déplacement δ_1 , à cause de la conservation du débit de masse. Cependant, on constate que l'épaisseur de quantité de mouvement, θ , diminue légèrement avec la vitesse des oscillations de la plaque. Dans le cas d'un écoulement de couche limite classique, l'épaisseur de quantité de mouvement est directement reliée au coefficient de frottement à la paroi d'après l'équation de Von Kàrmàn, ainsi, la variation de cette épaisseur est reliée à celle du coefficient de frottement.

Les études de Choi *et al.* (1994), par un contrôle actif de la turbulence selon la direction normale ou transversale, ainsi que celles de Chu & Karniadakis (1993), en présence de "Riblets", montrent également une réduction de l'épaisseur, θ .

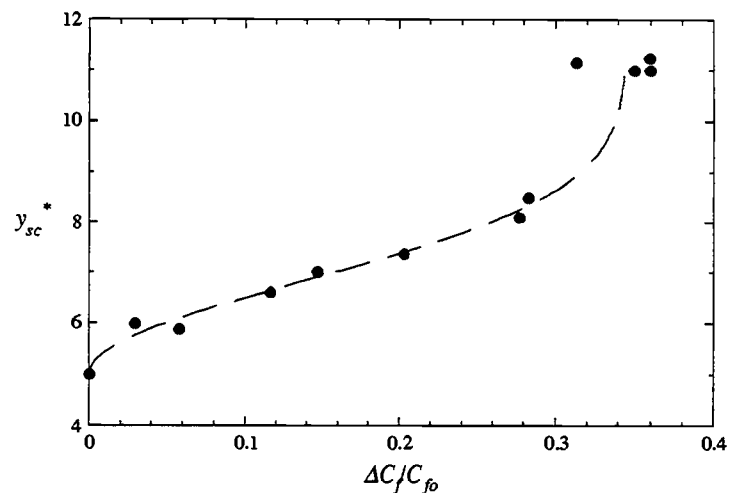


FIGURE V.12. Evolution de l'épaisseur de la sous couche visqueuse en fonction de la réduction du coefficient de frottement.

V.3.4 Épaisseur de la sous couche visqueuse

L'évolution de l'épaisseur de la sous couche visqueuse, y_{sc}^* , pour $R_\theta = 980$ et pour différentes vitesses des oscillations de la plaque, est tracée sur la figure V.12 en fonction de la réduction du coefficient de frottement. Cette figure montre que les valeurs de y_{sc}^* augmentent avec la réduction du coefficient de frottement. Par ailleurs, l'évolution de cette épaisseur semble indiquer une valeur limite correspondant à $y_{sc}^* \approx 11.5$.

V.4 Moments d'ordre deux des fluctuations des composantes de vitesse

V.4.1 Valeurs *RMS* des fluctuations des composantes U , V , W

Les profils des valeurs *RMS* des fluctuations de la composante longitudinale, normale et transversale de vitesse sont représentés, respectivement sur les figures (V.13, V.14 et V.15), pour différentes fréquences à $\Delta Z^+ = 160$ et pour $f = 6 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 220$. Ils sont adimensionalisés par les paramètres internes de la CLN. Comparées aux résultats à $f = 0 \text{ Hz}$, les valeurs *RMS* de chacune des composantes de vitesse diminuent. Ceci est d'autant plus que la fréquence ainsi que l'amplitude augmentent. Cette diminution est observée sur toute la région, $y^+ \leq 200$. Au delà de cette position, tous les profils se superposent.

Pour $f = 6 \text{ Hz}$, $\Delta Z^+ = 160$ et à la position $y^+ = 10$, cette diminution est de 33% pour u'^+ , de 31% pour w'^+ et de 28% pour v'^+ . Très près de la paroi et pour $y^+ \simeq 5$ les valeurs *RMS* de u et de w présentent une réduction de l'ordre de 45%. Ces réductions s'accompagnent par un décalage de la position du maximum des différents profils vers l'extérieur.

Les profils précédents, normalisés par les paramètres internes de la CLM, sont présentés respectivement sur les figures (V.16, V.17 et V.18). On observe toujours une réduction par rapport aux profils correspondants à $f = 0 \text{ Hz}$. Cependant, ces réductions sont essentiellement localisées dans la zone $y^* \leq 30$. Au dessus de cette position, les profils de u'^* et w'^* recollent avec ceux à $f = 0 \text{ Hz}$, alors que ceux de v'^* augmentent légèrement avant de rejoindre le profil de la CLN à partir de $y^* \geq 200$. L'augmentation de ces profils est due essentiellement au fait que les maximums de v'^+ , situés à des positions de y^+ plus élevées, se décalent d'une manière beaucoup plus importante que ceux de u'^+ et de w'^+ .

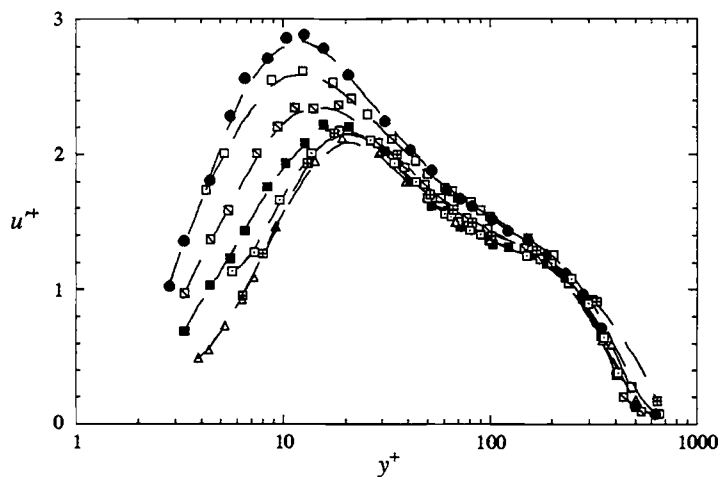


FIGURE V.13. Valeurs *RMS* des fluctuations de la composante longitudinale de vitesse, normalisées par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

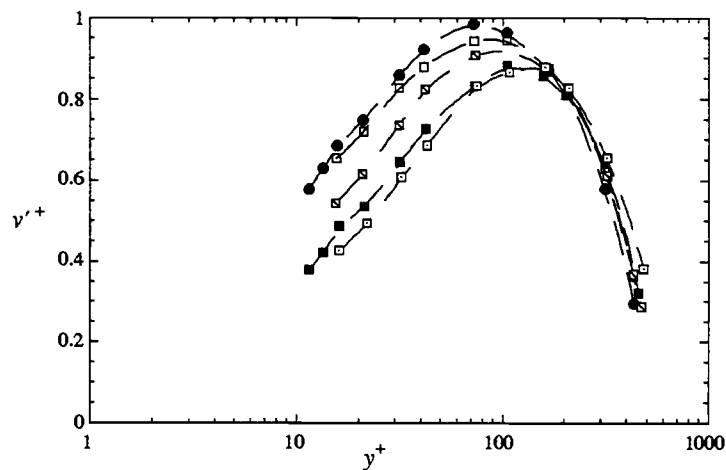


FIGURE V.14. Valeurs *RMS* des fluctuations de la composante normale de vitesse, normalisées par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

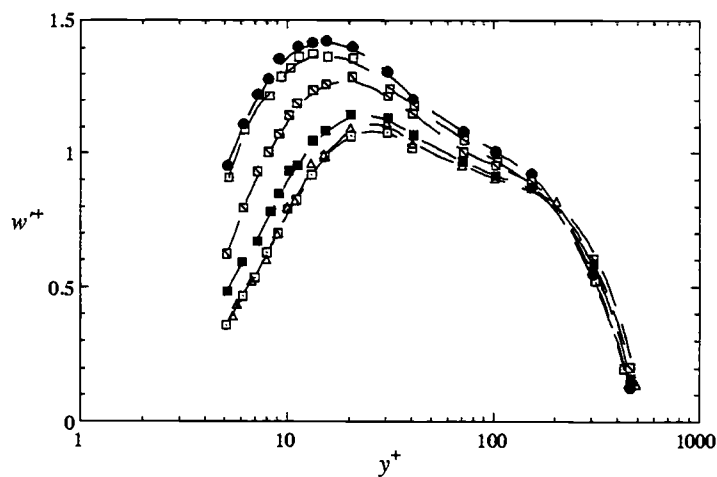


FIGURE V.15. Valeurs *RMS* des fluctuations de la composante transversale de vitesse, normalisées par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

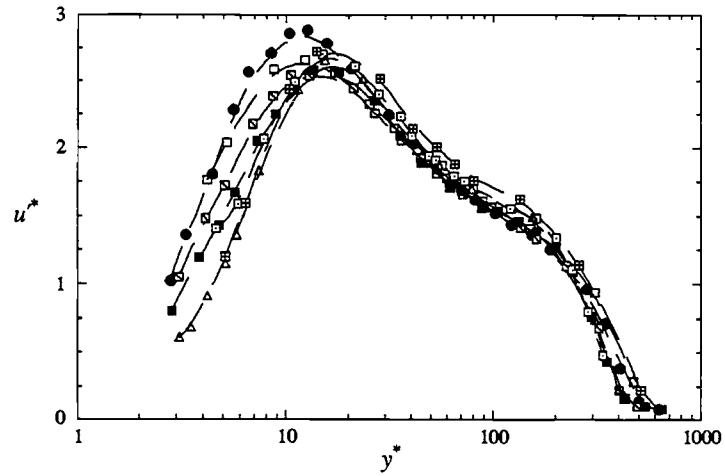


FIGURE V.16. Valeurs *RMS* des fluctuations de la composante longitudinale de vitesse, normalisées par u_τ (Légende dans tableau V.1).

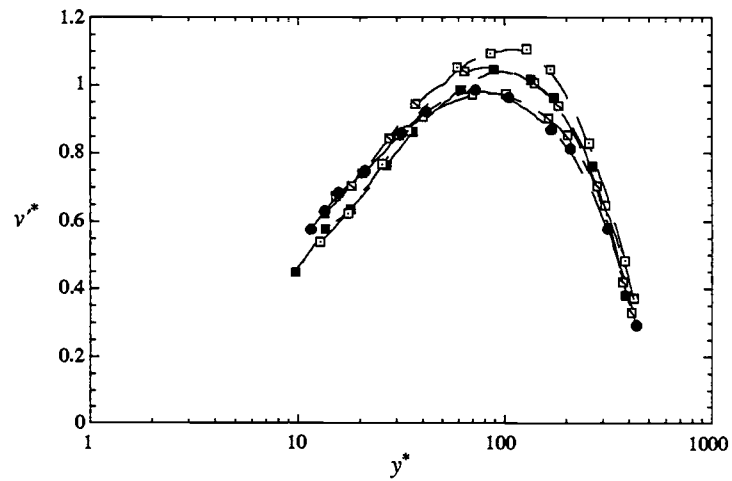


FIGURE V.17. Valeurs *RMS* des fluctuations de la composante normale de vitesse, normalisées par u_τ (Légende dans tableau V.1).

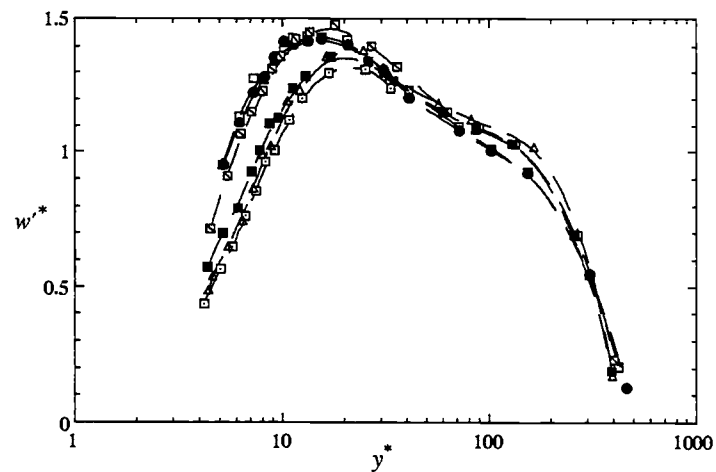


FIGURE V.18. Valeurs *RMS* des fluctuations de la composante transversale de vitesse, normalisées par u_τ (Légende dans tableau V.1).

Les résultats observés sur les différentes tensions turbulentes, obtenues ici, diffèrent de ceux relatifs aux études de manipulation d'un écoulement de canal à l'aide de techniques de contrôle passif. Les résultats de Wei & Willmarth (1992) et de Walker & Tiederman (1990) montrent qu'en présence de polymères, les valeurs RMS, u' normalisées par la vitesse de frottement locale, présentent des pics supérieurs à ceux observés dans le cas d'un fluide newtonien. Ces pics sont décalés loin de la paroi. Les mêmes résultats sont obtenus par Handler *et al.* (1993). Cependant pour ces deux types d'études, les valeurs RMS, v' normalisées par la vitesse de frottement locale, diminuent par rapport aux profils initiaux.

La comparaison de nos résultats avec ceux de Choi *et al.* (1994) (contrôle actif de la turbulence), de Jung *et al.* (1992) et de Baron & Quadrio (1996) (oscillations transversales d'un écoulement de canal) montre malgré la différence de nombre Reynolds, un bon accord avec des réductions des intensités turbulentes du même ordre de grandeur. Cependant, ceci n'est pas le cas quand on compare ces réductions avec les résultats de Choi (1989) d'un écoulement en présence de Riblets et à l'étude de Lee *et al.* (1993) d'un écoulement développé sur une paroi viscoélastique, où les modifications des intensités turbulentes sont dans les deux cas localisées près de la paroi.

V.4.2 Intensités turbulentes

Les profils des intensités des fluctuations longitudinales, normales et transversales de vitesse, respectivement u'/\bar{U} , v'/\bar{U} et w'/\bar{U} , sont présentés sur les figures V.19 (a), V.19 (b) et V.19 (c), pour différentes fréquences des oscillations de la plaque. D'après ces figures, on note que ces différentes intensités turbulentes sont réduites par rapport aux profils à $f = 0 Hz$. Cette réduction augmente avec la fréquence. Elle est observée jusqu'à $y^+ \leq 30$ pour la première composante alors qu'elle s'étend jusqu'à $y^+ \leq 100$ pour v'/\bar{U} et w'/\bar{U} .

Les premiers points de mesures de u'/\bar{U} , situés dans la zone $4 \leq y^+ \leq 6$, présentent des évolutions qui tendent vers des valeurs constantes à la paroi. Ces valeurs diminuent d'autant plus que la fréquence augmente. Ce qui indique alors une réduction des intensités de la fluctuation de la contrainte pariétale. Ces valeurs tracées en fonction de la réduction du coefficient de frottement, pour différentes fréquences, montrent une évolution linéaire. Ce résultat concorde avec les mesures directes de la contrainte pariétale effectuées par Fortuna & Hanratty (1972) dans un écoulement de conduite en présence de polymères. Ces mesures montrent une évolution linéaire des valeurs RMS de $\partial u/\partial y|_p$ normalisées par le gradient moyen à la paroi, en fonction de la réduction du frottement. Ils ont observé le même comportement pour l'intensité $\partial w/\partial y|_p$ qui peut s'expliquer par une réduction de l'intensité de la composante longitudinale de la vorticité.

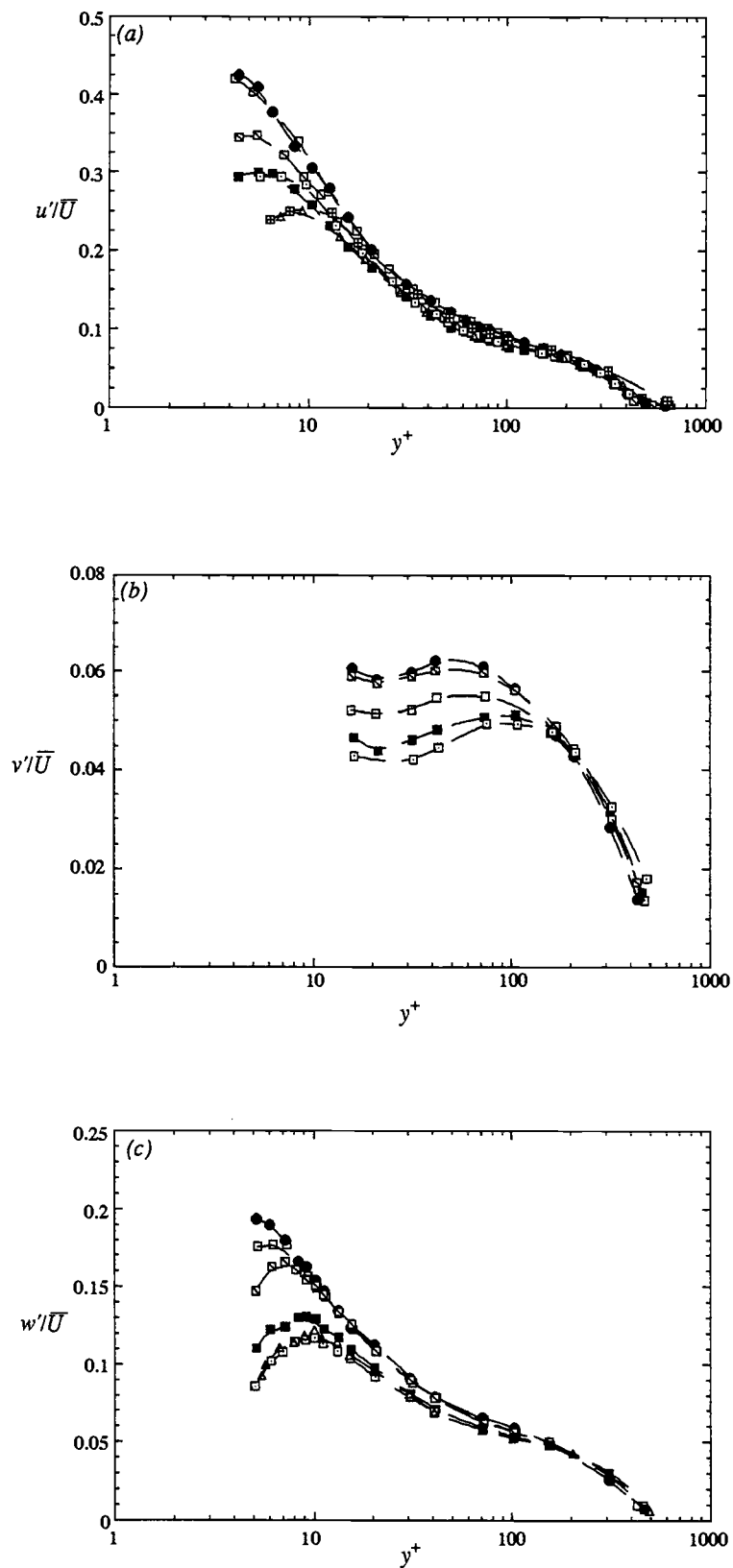


FIGURE V.19. Profils des intensités turbulentes. (a), u'/\bar{U} ; (b), v'/\bar{U} ; (c), w'/\bar{U} . (Légende dans tableau V.1).

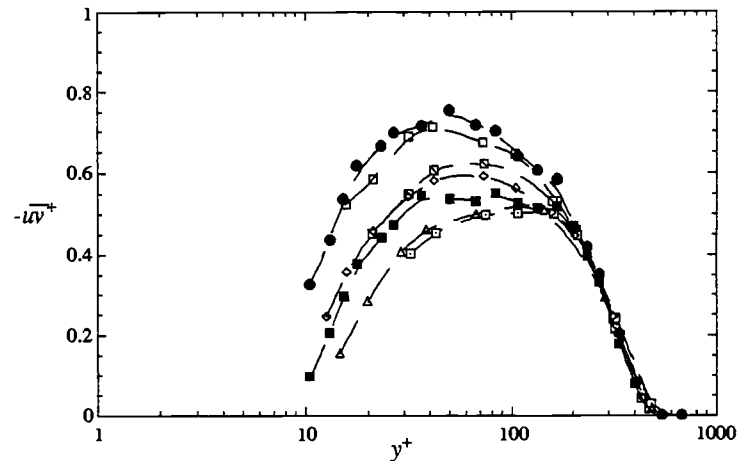


FIGURE V.20. Profils de la tension de Reynolds, $-\overline{uv}^+$ (Légende dans tableau V.1).

V.5 Tensions de Reynolds

Les profils des tensions de Reynolds, $-\overline{uv}$, normalisés par le carré de la vitesse de frottement de la CLN sont présentés sur la figure V.20. Ils correspondent à tous les profils obtenus à $R_\theta = 980$. La comparaison de ces profils avec celui obtenu à $f = 0 \text{ Hz}$ montre une réduction importante. Cette réduction est observée sur tous les profils et s'étend jusqu'à $y^+ \simeq 200$. Elle augmente en fonction de la fréquence et de l'amplitude, ΔZ^+ . Dans le cas $f = 6 \text{ Hz}$, elle est de l'ordre de 50%, à la position du maximum de $-\overline{uv}^+$ (à $y^+ \simeq 40$). La position du maximum de ces différents profils montre par ailleurs, un décalage vers l'extérieur.

A l'exception du profil obtenu pour le déplacement $\Delta Z^+ = 220$, ces profils, normalisés par le carré de la vitesse de frottement de la CLM (figure V.21), coïncident dans la zone $y^* \leq 40$ et dépassent légèrement le profil de la CLN dans la région $40 \leq y^* \leq 200$.

Les résultats obtenus pour cette tension de Reynolds, présentent le même comportement que ceux des DNS de Jung *et al.* (1992) qui montrent une réduction de 40% à $T^+ = 100$, ainsi que ceux de Moin *et al.* (1990) avec une réduction de seulement 20%. Ils sont aussi en bon accord avec les résultats d'autres études employant différentes techniques de manipulation (Choi *et al.* 1994; Handler *et al.* 1993; Wei & Willmarth 1992; Walker & Tiederman 1990; Choi *et al.* 1993).

Notons, qu'en raison de la symétrie statistique de l'écoulement, les tensions de Reynolds, \overline{uw}^+ , présentent des valeurs nulles, même en présence des oscillations périodiques de la plaque.

V.5.1 Coefficient de corrélation R_{uv}

La figure V.22 montre les profils du coefficient de corrélation R_{uv} obtenus pour les fréquences $f = 2, 4, 6, 8 \text{ Hz}$, pour une amplitude $\Delta Z^+ = 160$ ainsi que ceux obtenus pour $f = 6 \text{ Hz}$ et les deux amplitudes $\Delta Z^+ = 120, \Delta Z^+ = 220$. La comparaison de ces profils avec celui de la CLN montre une légère diminution avec la fréquence ainsi qu'avec l'amplitude, surtout dans la région interne de la couche limite.

Tracés en fonction de y^* sur la figure V.23, ces profils recollent sur une seule courbe excepté le profil à $f = 6 \text{ Hz}$ et $\Delta Z^+ = 220$ qui se situe légèrement en dessous. Pour les positions supérieures, à partir de $y^* \simeq 50$, les mesures sont proches d'une valeur égale à 0.46. Pour des positions inférieures, elles donnent des valeurs décroissantes variant de 0.45 à environ 0.25 pour $y^* \simeq 10$. Rappelons de nouveau que la résolution spatiale de la sonde joue un rôle très important sur de telles mesures, dans la région de proche paroi, ce qui explique les faibles valeurs dans cette région.

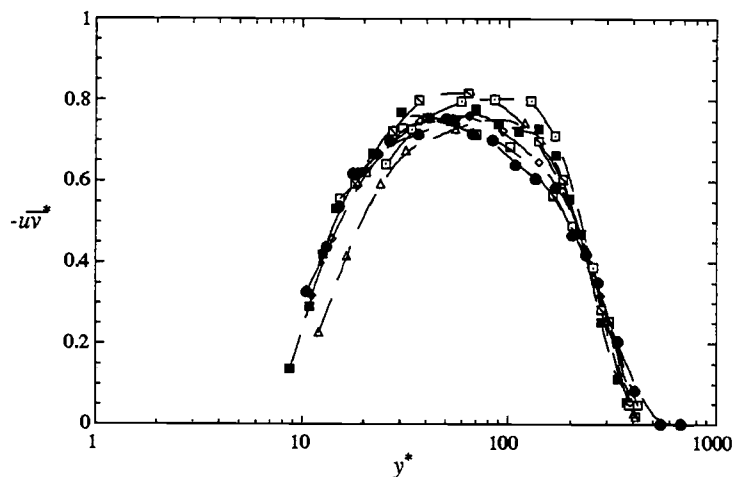


FIGURE V.21. Profils de la tension de Reynolds, $-\overline{uv}^*$ (Légende dans tableau V.1).

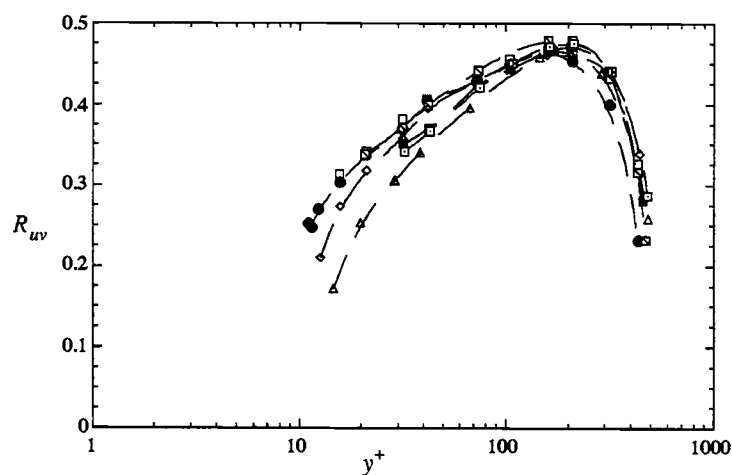


FIGURE V.22. Profils du coefficient de corrélation R_{uv} , normalisés par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

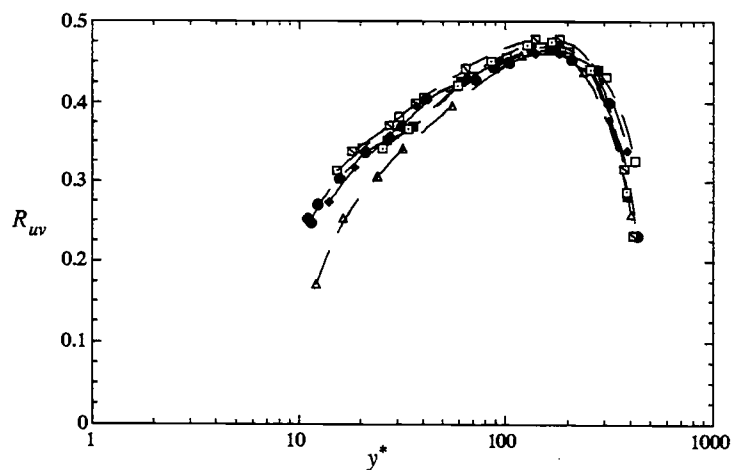


FIGURE V.23. Profils du coefficient de corrélation R_{uv} , normalisés par u_{τ} (Légende dans tableau V.1).

V.5.2 Evolution longitudinale des intensités turbulentes et des tensions de Reynolds

Les profils des valeurs *RMS* des trois composantes de vitesse et de la tensions de Reynolds pour trois sections différentes, $x = 2.7, 3$ et $3.3m$, sont présentés sur la figure V.24. Ces résultats indiquent une diminution de la turbulence avec la fréquence, sans aucune variation avec la position longitudinale. Ceci suggère que les modifications observées sur ces différentes quantités se produisent dès le début de la plaque oscillante.

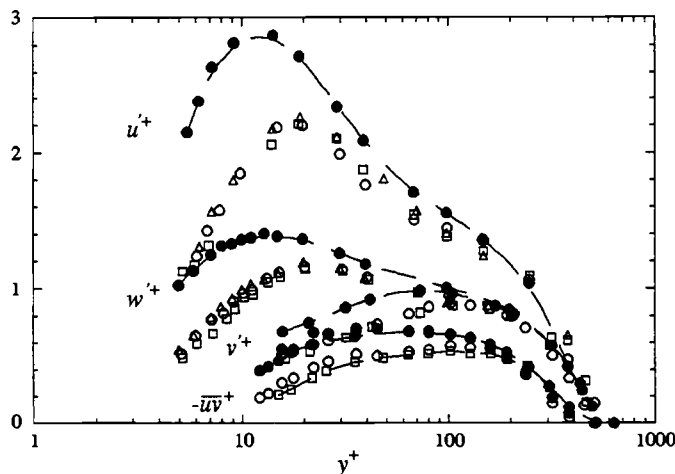


FIGURE V.24. Profils des valeurs *RMS* u'^+ , v'^+ , w'^+ et de la tension de Reynolds $-\overline{uv}^+$ pour $f = 0$ Hz (symboles vides), et $f = 6$ Hz (symboles pleins), pour les trois sections : \circ , $x = 2.7m$, \square , $x = 3m$ et \triangle , $x = 3.3m$.

V.6 Energie cinétique et production turbulente

V.6.1 Energie cinétique turbulente

Les différentes tensions turbulentes étant réduites, l'énergie cinétique turbulente, q^2 , diminue forcément comme le montre la figure V.25. Sur le profil à $f = 6$ Hz, on constate une réduction de l'ordre de 40% sur le maximum de q^2 . Ces réductions, observées sur toute la région interne de la couche limite, montrent aussi un décalage vers l'extérieur de la position du maximum de chaque profil.

En adimensionalisant ces profils, à différentes fréquences, par les paramètres internes de la CLM (figure V.26), on constate également une diminution de ces derniers par rapport au profil correspondant à $f = 0$ Hz. Cette diminution est essentiellement observée dans la région $y^* \leq 30$. Elle est due en grande partie à celle de u'^* et w'^* . Au delà de la région $y^* = 30$, tous les profils se superposent. On note cependant, que les maximums des profils de l'énergie cinétique (normalisées par la vitesse de frottement de la CLM) ne recollent pas sur le profil initial. Ceci montre alors, une réduction beaucoup plus importante de la turbulence que celle du frottement à la paroi. En effet, la décroissance du maximum de q^{2*} en fonction de la fréquence, pour $\Delta Z^+ = 160$, est de 20% plus grande que celle observée sur le coefficient de frottement.

Les simulations numériques de l'écoulement dans un canal soumis à un gradient de pression transversal constant (Sendstad & Moin 1991) montrent que la réduction de l'énergie cinétique turbulente est due en grande partie à la réduction de la tension $\overline{u^2}$. Notons que dans cette étude, les valeurs de $\overline{w^2}$ augmentent par rapport aux valeurs initiales de l'écoulement 2D, à cause du changement de la direction tandis que v^2 diminuent légèrement. L'énergie est donc transférée de la composante longitudinale vers la composante transversale.

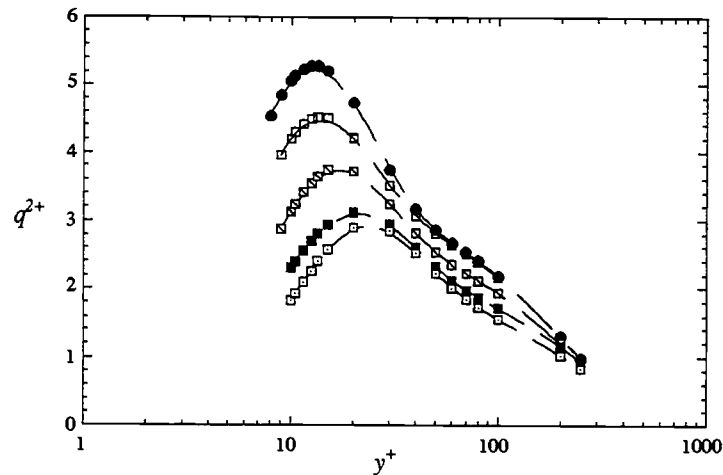


FIGURE V.25. Profils de l'énergie cinétique turbulente, q^{2+} pour $\Delta Z^+ = 160$ (Légende dans tableau V.1).

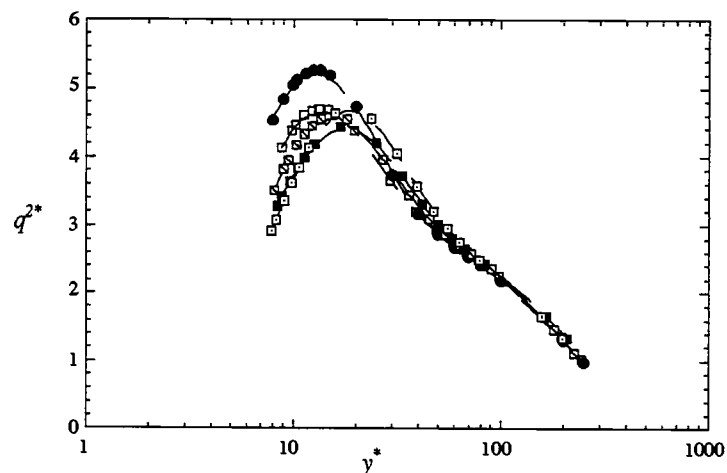


FIGURE V.26. Profils de l'énergie cinétique turbulente, q^{2*} (Légende dans tableau V.1).

V.6.2 Production turbulente

Les profils du terme de production de q^2 , à différentes fréquences, montrent les mêmes comportements que ceux de l'énergie cinétique turbulente (figure V.27), indiquant ainsi une atténuation de l'activité turbulente dans la CLM. Pour $f = 6 \text{ Hz}$ on observe une réduction de la production de 40% par rapport au profil à $f = 0 \text{ Hz}$ ainsi qu'un déplacement du maximum de la production vers l'extérieur. Ce maximum situé à $y^+ = 11$ dans le cas de la CLN, se décale vers la position $y^+ = 16.5$, toujours pour $f = 6 \text{ Hz}$.

Les mêmes comportements sur le terme de production ont été également observés dans les DNS d'Akhavan *et al.* (1993), avec une réduction de 65% sur ce terme, pour une période d'oscillation de la plaque égale à $T^+ = 100$, correspondant à $f = 6 \text{ Hz}$ dans notre étude. De la même manière et dans les mêmes conditions que celles d'Akhavan *et al.* (1993), Baron & Quadrio (1996) montrent une réduction plus importante égale à 70%. Notons aussi que le même résultat a été observé dans les différentes études concernant la réduction du frottement par des mécanismes divers de contrôle de la turbulence (Walker & Tiederman 1990; Wei & Willmarth 1992; Choi *et al.* 1993; Handler *et al.* 1993; Choi *et al.* 1994).

En normalisant le terme de production par les variables internes de la CLM, u_τ^4/ν et la position

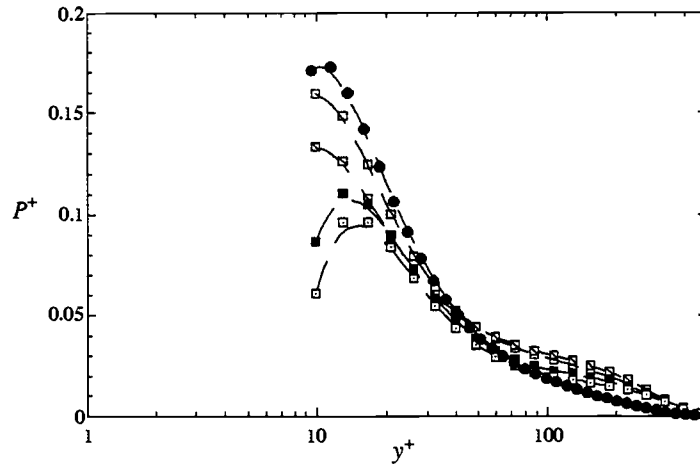


FIGURE V.27. Production de l'énergie cinétique turbulente, $-\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}^+$ (Légende dans tableau V.1).

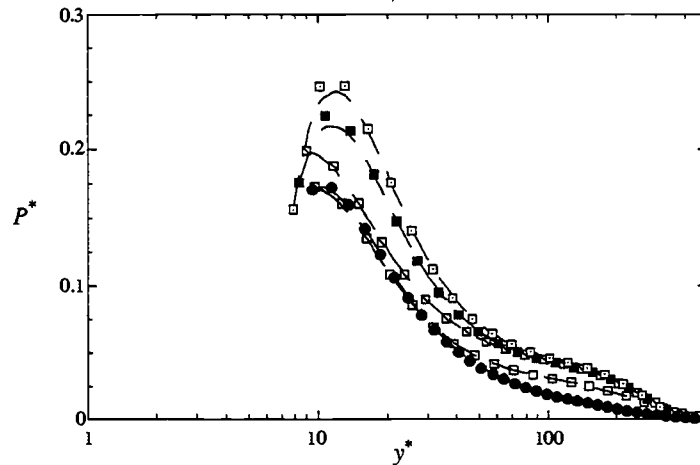


FIGURE V.28. Production de l'énergie cinétique turbulente, $-\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}^*$ (Légende dans tableau V.1).

verticale par l'échelle de longueur ν/u_τ , on remarque d'après la figure V.28, que les différents profils augmentent par rapport à celui à $f = 0 \text{ Hz}$. Cette augmentation est fonction de la fréquence. On a vu précédemment que le gradient moyen augmentait et que $-\overline{uv}^*$ variait peu dans la zone $y^* < 40$. Cela signifie que l'augmentation de la production est due uniquement à celle du gradient.

V.7 Valeurs *RMS* des gradients de vitesse et de la composante longitudinale de vorticité

Les profils des valeurs *RMS* des fluctuations des gradients des trois composantes de vitesse, suivant la direction normale et transversale à l'écoulement ainsi que la valeur *RMS* de la fluctuation de la composante longitudinale de la vorticité, normalisés par les variables internes de la CLN, sont représentés respectivement sur les figures V.29, V.30 et V.31.

Pour les différentes fréquences, les valeurs *RMS* de $\partial u/\partial y$ et de ω_x présentent une réduction par rapport à leurs valeurs à $f = 0 \text{ Hz}$. Cette réduction est observée sur toute la région $y^+ \leq 100$, puis s'att ne au delà de celle-ci. Les valeurs *RMS* des gradients $\partial v/\partial y$ et $\partial w/\partial y$ (figure V.29), présentées seulement pour $f = 0$ et $f = 6 \text{ Hz}$ montrent également le même comportement. Notons

que les réductions observées sont moins importantes que celles observées sur les profils des valeurs *RMS* des fluctuations de vitesse. Pour cette raison, les profils des valeurs *RMS*, $(\partial u/\partial y)'$ et $\omega_x'^*$, normalisés par les variables internes de la CLM deviennent légèrement supérieurs par rapport au profil relatif à $f = 0 \text{ Hz}$.

Par ailleurs, le profil des valeurs *RMS* de $\partial u/\partial z$, présenté pour $f = 6 \text{ Hz}$, montre une réduction plus importante avec un décalage de la position du maximum vers l'extérieur. Cette réduction est de l'ordre de 41% à cette position. Ce profil reste en dessous de celui à $f = 0 \text{ Hz}$ quand il est normalisé par les variables internes de la CLM. De la même manière, les valeurs *RMS* des gradients $\partial v/\partial z$ montrent une réduction de 31% à la position du maximum, alors que celles de $\partial w/\partial z$ sont légèrement réduites.

Nous avons comparé ces résultats à ceux de Baron & Quadrio (1996) obtenus pour des oscillations transversales de la plaque inférieure du canal de vitesse maximale $W_p^+ = 13$ et de période $T^+ = 100$. Les réductions de ω_x' et ω_z' sont beaucoup plus importantes que celles que nous obtenons pour ω_x' et $(\partial u/\partial y)'$, qu'on peut assimiler à la vorticité transversale (cf. paragraphe IV.3.1.1). En particulier, ils donnent une réduction d'environ 50% sur les valeurs de ω_x' au niveau du maximum du profil, alors que sur le profil de ω_z' , ils notent une réduction de 30% du maximum localisé à $y^+ = 15$.

La comparaison avec la CL3D (Sendstad & Moin 1991) montre qu'à l'extérieur de la sous couche visqueuse, la réduction la plus importante observée sur les valeurs *RMS* des composantes de la vorticité, pendant la phase transitoire de l'écoulement 3D, porte sur le maximum de ω_y' , ce qui est le cas dans notre étude en assimilant bien sûr la vorticité selon y au gradient dominant $\partial u/\partial z$. Les résultats relatifs à ω_z' , dans le cas de la CL3D sont totalement différents de ceux de Baron & Quadrio (1996) et de la présente étude car ils présentent une réduction limitée à la sous visqueuse et une augmentation dans la région $7 \leq y^+ \leq 25$.

On peut expliquer la plus importante réduction observée et qui concerne $(\partial u/\partial z)'$ par le fait que les fortes valeurs de $\partial u/\partial z$ sont associées à l'interface fluide accéléré-fluide décéléré (HSS et LSS) engendrée par les tourbillons longitudinaux. En présence des oscillations, la réduction des valeurs *RMS*, $(\partial u/\partial z)'$, peut être reliée soit à une diminution de l'intensité des tourbillons soit à un déplacement relatifs des "streaks" par rapport aux tourbillons qui les alimentent, comme le suggère Sendstad & Moin (1991) (cf. paragraphe II.4).

La première ne semble pas crédible du fait que $\omega_x'^+$ varie peut avec les oscillations. Par contre, le déphasage latéral entre les tourbillons longitudinaux centrés à $y_c^+ \approx 20$ et les "streaks" situés plus près de la paroi, peut être à l'origine d'une certaine "homog nisation" de la fluctuation u en atténuant les écarts de vitesse entre les "streaks" et entraînant la diminution de l'intensité de la fluctuation de $\partial u/\partial z$. Très près de la paroi, les fluctuations de $\partial u/\partial y$ étant proportionnelles à celles des fluctuations de vitesse longitudinale. La réduction des fluctuations de u s'accompagne donc d'une réduction de celles du gradient.

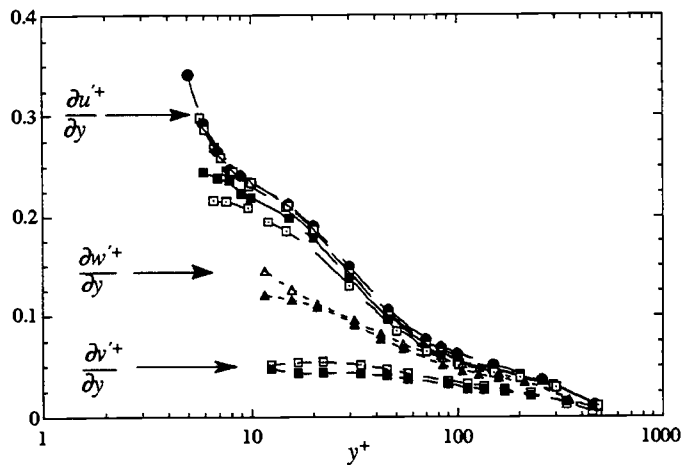


FIGURE V.29. Valeurs *RMS*, $(\frac{\partial u}{\partial y})'^+$, $(\frac{\partial v}{\partial y})'^+$, $(\frac{\partial w}{\partial y})'^+$; \square , \blacksquare , $(\frac{\partial v}{\partial y})'^+$; \triangle , \blacktriangle , $(\frac{\partial w}{\partial y})'^+$, $f = 0 Hz$ (symboles vides), $f = 6 Hz$ (symboles pleins); $(\frac{\partial u}{\partial y})'^+$ (voir légende dans tableau V.1).

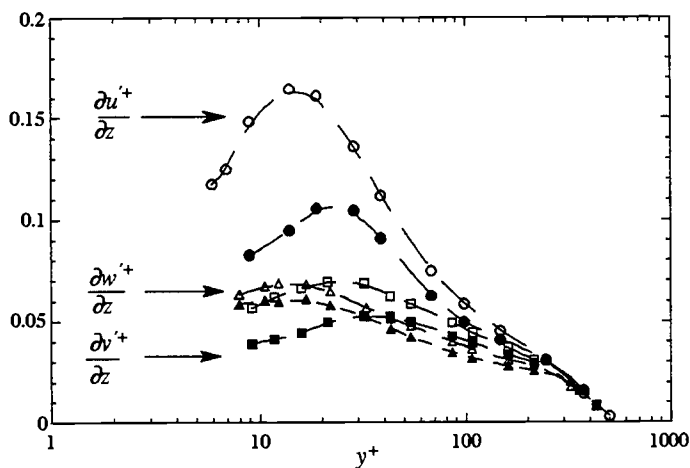


FIGURE V.30. Valeurs *RMS* des gradients $(\frac{\partial u}{\partial z})'^+$, $(\frac{\partial v}{\partial z})'^+$ et $(\frac{\partial w}{\partial z})'^+$, $f = 0 Hz$ (symboles vides), $f = 6 Hz$ (symboles pleins).

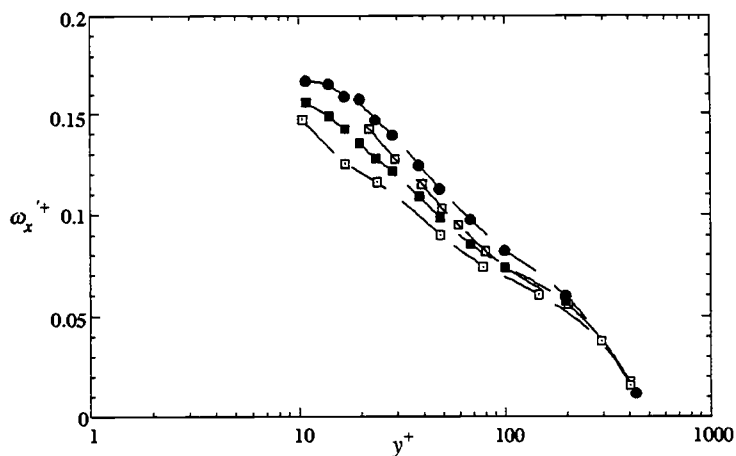


FIGURE V.31. Valeurs *RMS*, $\omega_x'^+$ (Légende dans tableau V.1).

V.7.1 Coefficient de corrélation $R_{\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t}}$

Les profils du coefficient de corrélation, $R_{\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t}}$, tracés sur la figure V.32 pour différentes fréquences et pour $\Delta Z^+ = 160$ sont comparés au profil obtenu dans la CLN. Ce coefficient présente une réduction importante avec la fréquence. Cette réduction est observée surtout dans la région $y^+ \leq 40$, avec un décalage de la position du maximum de corrélation vers l'extérieur. Ce maximum est situé à $y^+ \simeq 12.5$ pour $f = 0 \text{ Hz}$ et à $y^+ \simeq 30$ pour $f = 6 \text{ Hz}$.

Ce coefficient de corrélation traduit l'inclinaison des zones de cisaillement, situées à l'interface fluide accéléré-fluide décéléré (cf. paragraphe II.1.5). La réduction de ce terme en présence des oscillations peut s'expliquer alors par une réorientation des zones de cisaillements. Sachant que ces zones de cisaillement jouent un rôle important dans le processus de production de la turbulence (Johansson *et al.* 1991), toute modification de ces zones altère ce processus et la génération de la turbulence à la paroi.

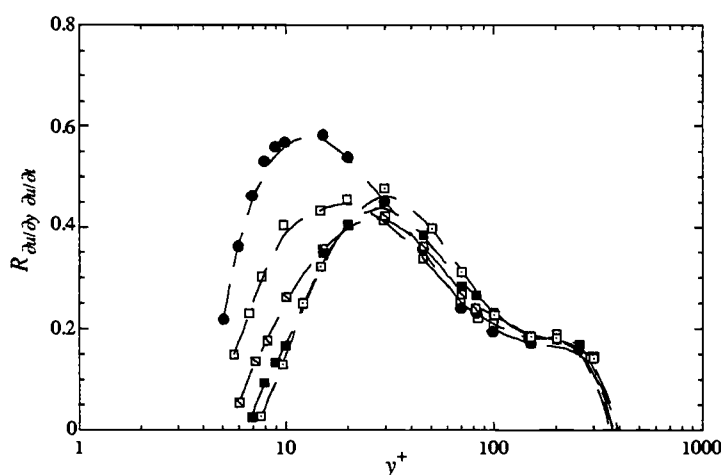


FIGURE V.32. Coefficient de corrélation $R_{\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t}}$ (Légende dans tableau V.1).

V.8 Moments d'ordre trois et quatre des fluctuations des composantes de vitesse

V.8.1 Moments d'ordre trois des fluctuations des composantes de vitesse

Les coefficients de dissymétrie des fluctuations de la composante longitudinale de vitesse, pour différentes fréquences des oscillations de la plaque et à $\Delta Z^+ = 160$ ainsi qu'à $f = 6 \text{ Hz}$ pour $\Delta z^+ = 220$ sont reportés sur la figure V.33. Ils sont comparés à ceux obtenus pour la couche limite non perturbée. Près de la paroi et pour $y^+ \leq 40$, on remarque que S_u augmente avec la vitesse des oscillations de la plaque. Au delà de cette position les profils à différentes fréquences se superposent avec celui à $f = 0 \text{ Hz}$. L'augmentation de S_u , dans la région $y^+ \leq 10$ correspond à l'augmentation relative de la contribution des pics positifs de u et de l'intermittence.

Le coefficient de dissymétrie, S_w , tracé sur la figure (V.34) pour différentes fréquences reste nul. Ceci signifie que la symétrie statistique de l'écoulement dans la direction transversale est bien respectée en présence des oscillations.

En ce qui concerne le coefficient de dissymétrie des fluctuations de la composante normale de vitesse, nous avons présenté les profils de S_v pour $f = 0$ et $f = 6 \text{ Hz}$, obtenus à l'aide de deux sondes : les mesures avec la sonde à deux fils croisés en \times et celles avec la sonde à trois fils \times (figure V.35). Les résultats pour $f = 0$ et $f = 6 \text{ Hz}$, donnés par la sonde à deux fils en \times montrent une diminution de S_v pour $y^+ \leq 40$, confirmée par les résultats donnés par la sonde \times .

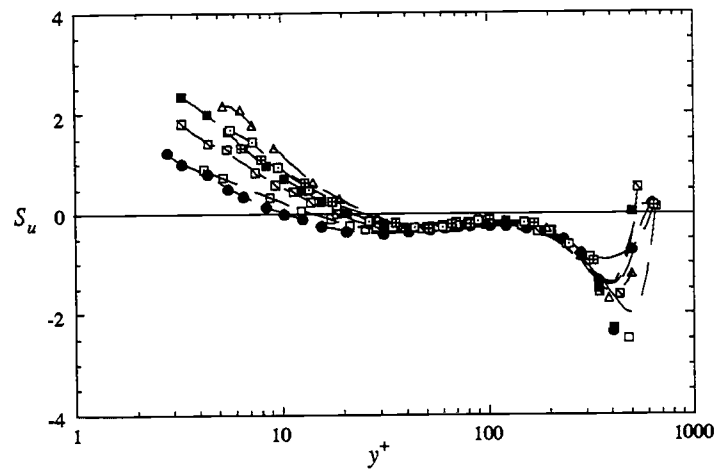


FIGURE V.33. Profils du coefficient de dissymétrie de u (Légende dans tableau V.1).

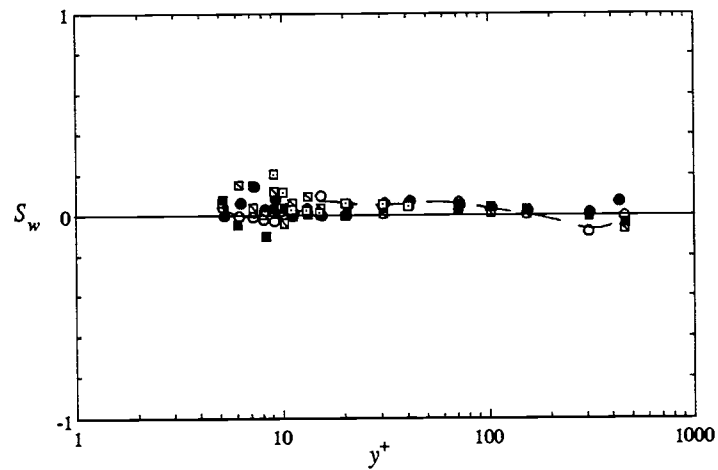


FIGURE V.34. Profils du coefficient de dissymétrie de w (Légende dans tableau V.1).

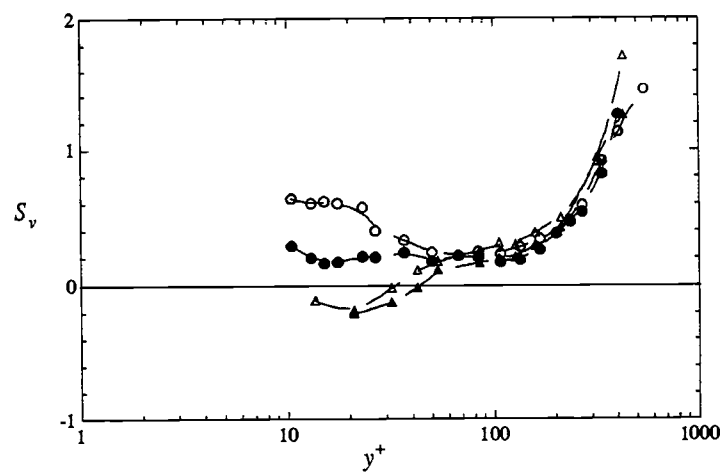


FIGURE V.35. Profil du coefficient de dissymétrie de v pour $f = 0 \text{ Hz}$ (symboles vides) et $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins). \circ et \bullet , sonde en \times ; \triangle et \blacktriangle , sonde \times .

V.8.2 Moments d'ordre quatre des fluctuations des composantes de vitesse

Les coefficients d'aplatissement des fluctuations des composantes longitudinales, normales et transversales de vitesse, pour différentes fréquences sont présentés respectivement sur les figures V.36, V.37 et V.38. Dans la région de proche paroi et pour $y^+ \leq 30$, on observe une augmentation de ces coefficients avec la vitesse des oscillations de la plaque. Ceci indique le caractère plus intermittent des fluctuations de vitesses au voisinage de la paroi.

Les changements obtenus sur les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement en présence des oscillations, se caractérisent par un changement au niveau des différents événements cinématique, responsable au maintien de la turbulence dans la couche limite. Ces changements seront mis en évidence par la suite à partir d'une analyse détaillée des densités de probabilité.

Les résultats de DNS de Baron & Quadrio (1996), de Choi *et al.* (1993) ainsi que ceux de Chu & Karniadakis (1993), concernant la réduction de la turbulence et du frottement, indiquent les mêmes comportements, observés sur ces moments statistiques.

V.9 Densités de probabilités

Afin d'étudier la contribution des différents événements cinématiques aux changements de certaines quantités statistiques, telles que les intensités turbulentes et les tensions de Reynolds, nous nous sommes intéressés, en plus de la méthode des quatre quadrants, aux calculs de densités de probabilités des fluctuations de chacune des composantes de vitesse, ainsi qu'à la densité de probabilité jointe entre les deux fluctuations de vitesse u et v . Les densités de probabilité des fluctuations des gradients de u et de ω_x ont été également calculées.

La normalisation adoptée pour les densités de probabilités (DDP) ne permet pas de voir les réductions significatives des fluctuations mais permet de détecter les changements associés à la structure de l'écoulement.

V.9.1 Densités de probabilités des fluctuations des composantes de vitesse

Sur les figures V.39 (a), (b) et (c) sont présentées respectivement, les densités de probabilités de u , v et w pondérées par le carré de la fluctuation de vitesse correspondante et ceci pour la fréquence $f = 6 \text{ Hz}$, comparées à $f = 0 \text{ Hz}$, à la même position $y^+ = 10$. A cette position les réductions des valeurs *RMS* de u , v et w sont pratiquement égales. La densité de probabilité est normalisée par la valeur *RMS* de façon à ce que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u_i^2 P(u_i) du_i = 1$$

Cette représentation permet d'estimer la contribution des fluctuations des trois composantes de vitesse à leurs variances respectives.

En présence des oscillations, on constate une diminution plus ou moins importante, selon la composante, des pics des distributions des DDP pondérées.

Les distributions des DDP pondérées de u et v pour $f = 6 \text{ Hz}$ (figures V.39 (a) et (b)) présentent des valeurs qui augmentent respectivement, pour les fluctuations $u \geq 0$ et $v \leq 0$ les plus intenses, tandis qu'elles diminuent pour les fluctuations $u \leq 0$ et $v \geq 0$, moyennement intenses. La contribution des fluctuations positives de u supérieures à $2u'$ est de 8% pour $f = 0 \text{ Hz}$ et de 29% pour $f = 6 \text{ Hz}$. En ce qui concerne les fluctuations de v dépassant deux fois la valeur *RMS* v' , elles contribuent pour 16% à la variance pour $f = 6 \text{ Hz}$, alors qu'elles ont une contribution de 9% pour $f = 0 \text{ Hz}$. Ces résultats confirment ceux observés précédemment sur les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de u ainsi que ceux de v . Ils montrent de plus, qu'en présence des oscillations, la contribution des événements marqués par $u \geq 0$ ainsi que par $v \leq 0$ (correspondant aux "sweeps"), respectivement à la tension $\overline{u^2}$ et $\overline{v^2}$, augmentent.

Au voisinage de la paroi, pour $y^+ = 2.8$, là où les variations des moments statistiques de u sont importantes, la distribution de $u^2 P(u)$, pour $f = 0 \text{ Hz}$ et $f = 6 \text{ Hz}$ (figure V.40) indique que les

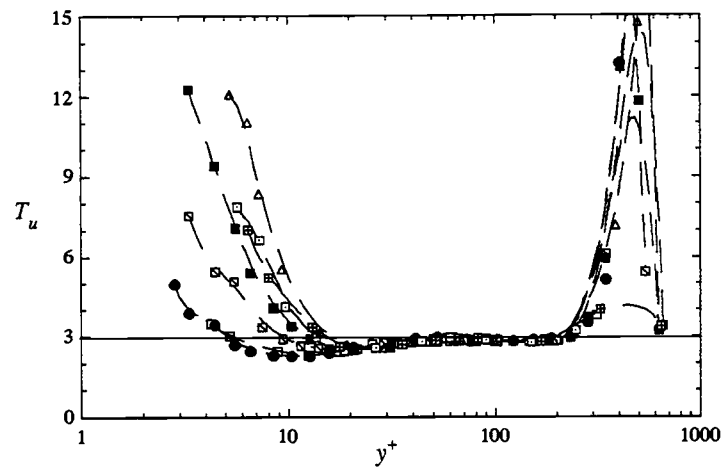


FIGURE V.36. Profils du coefficient d'aplatissement de u (Légende dans tableau V.1).

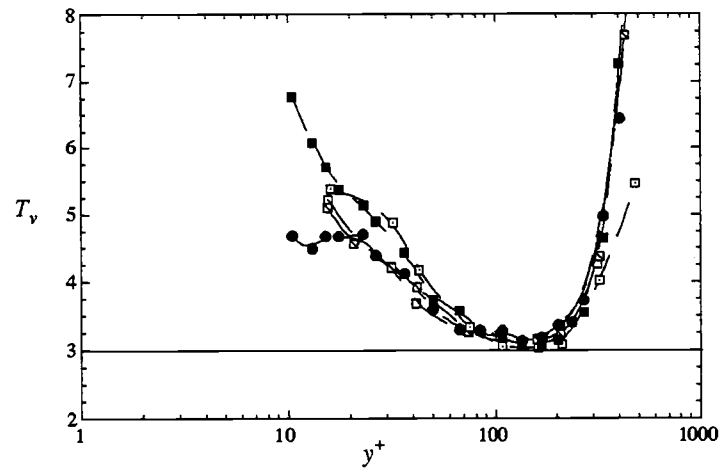


FIGURE V.37. Profils du coefficient d'aplatissement de v (Légende dans tableau V.1).

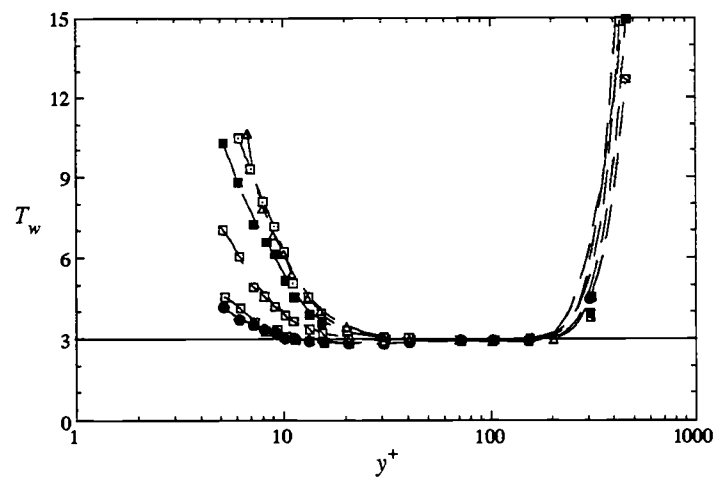


FIGURE V.38. Profils du coefficient d'aplatissement de w (Légende dans tableau V.1).

fluctuations les plus intenses de u positives ($u \geq 5$), contribuent à 22.5% de $\overline{u^2}$ pour $f = 6 \text{ Hz}$, alors que pour $f = 0 \text{ Hz}$ ces fluctuations contribuent seulement pour 1% à $\overline{u^2}$. Ce résultat indique ainsi, que la contribution des “sweeps” à la tension $\overline{u^2}$ est nettement plus importante très près de la paroi qu’à l’extérieur.

Notons par ailleurs que les DDP pondérées $u^2 P(u)$, adimensionalisées telles que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u^2 P(u) du = \overline{u^2},$$

montre, à $y^+ = 10$, que la réduction de $\overline{u^2}$ est due essentiellement à la diminution de la contribution des fluctuations négatives les plus intenses. Celles-ci contribuent à 65% de la réduction de $\overline{u^2}$ alors que 35% de cette réduction est due aux fluctuations u positives.

La distribution $w^2 P(w)$ montre que la contribution des fluctuations w , positives et négatives les plus intenses, à la valeur de la variance, $\overline{w^2}$ augmente pour $f = 6 \text{ Hz}$ par rapport à celle pour $f = 0 \text{ Hz}$. Cette augmentation de la contribution des fluctuations les plus élevées, est compensée par une diminution au niveau des pics de cette distribution. Notons que l’augmentation des contributions des fluctuations $w \geq 2$ et $w \leq -2$ se traduit bien par une augmentation du coefficient d’aplatissement de w , alors que le coefficient de dissymétrie de w reste nul.

Les changements observés sur les distributions relatives aux trois composantes de vitesse, restent limités à la zone $y^+ \leq 40$, pour la composante longitudinale et transversale de vitesse. Au dessus de cette position les DDP recollent avec celles obtenues pour $f = 0 \text{ Hz}$.

Sur la figure V.41 sont tracés les DDP $u^2 P(u)$ pour $f = 0 \text{ Hz}$ et $f = 4 \text{ Hz}$ à $y^+ = 10$ et comparés avec les résultats de simulations numériques directes de Sendstad & Moin (1991), obtenus à la même position et approximativement pour la même réduction du frottement. On constate qu’on a bien les mêmes comportements dans l’écoulement de couche limite soumise à des oscillations périodiques transversales et l’écoulement de canal tridimensionnel, en présence d’un gradient de pression transversal constant.

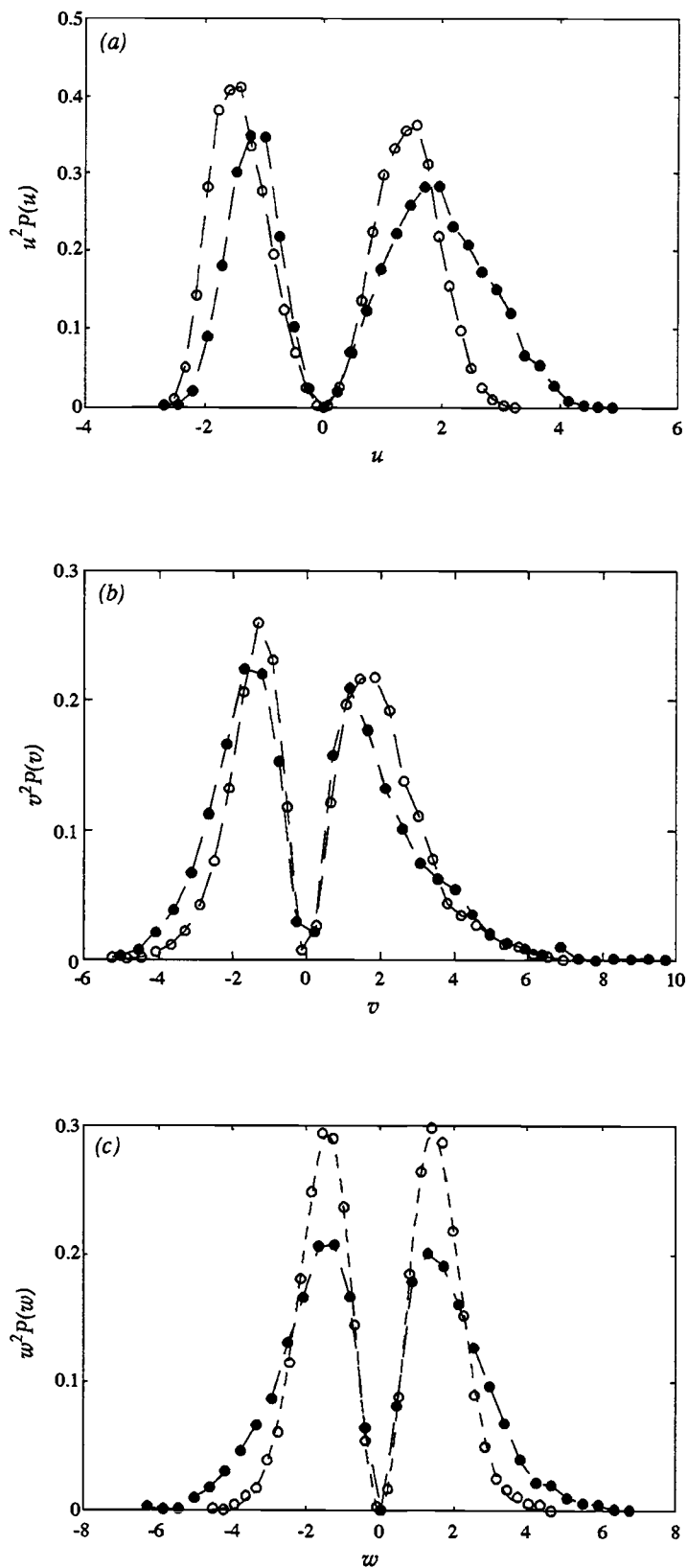


FIGURE V.39. Densités de probabilités $u_i^2 P(u_i)$ à $y^+ = 10$, pour $f = 0 \text{ Hz}$ (symboles vides) et $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins). (a), u ; (b), v et (c), w .

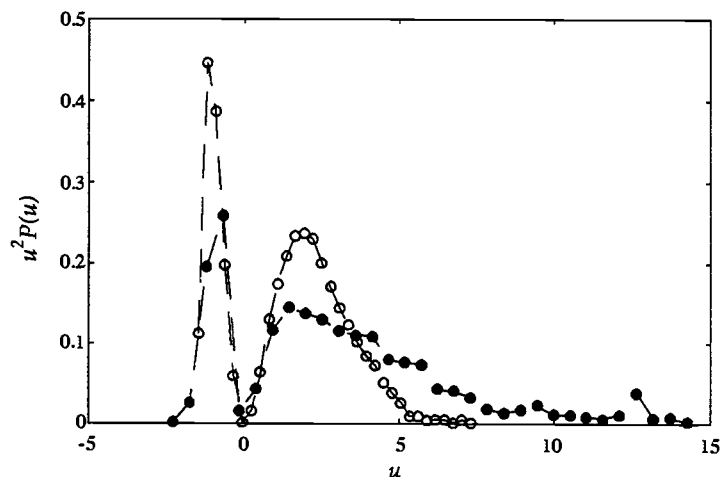


FIGURE V.40. Densités de probabilités $u^2 P(u)$ à $y^+ = 2.85$, pour $f = 0 \text{ Hz}$ (symboles vides) et $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins).

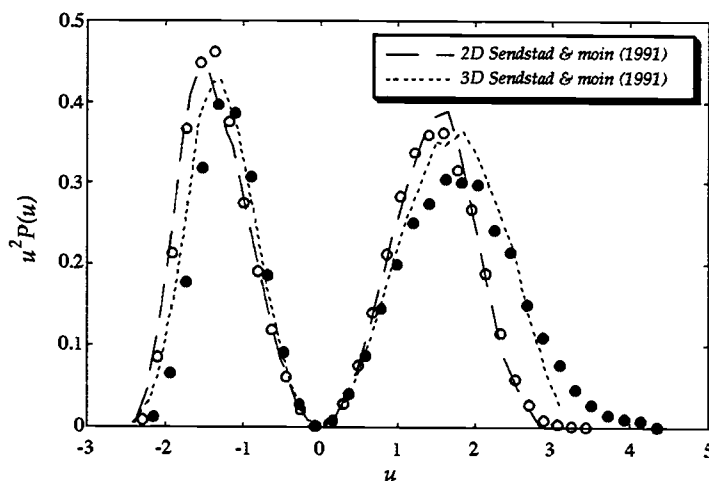


FIGURE V.41. Densités de probabilités $u^2 P(u)$ pour $f = 0 \text{ Hz}$ et $f = 6 \text{ Hz}$ à $y^+ = 10$, comparées aux résultats de Sendstad & Moin (1991).

V.9.2 Densité de probabilité jointe entre u et v

La densité de probabilité jointe (DDPJ) entre u et v , pondérée par le produit uv dans chaque quadrant du plan (u,v) , à $y^+ = 10$ pour $f = 0 \text{ Hz}$ et $f = 6 \text{ Hz}$, est présenté respectivement sur les figures V.42 (a) et V.42 (b). Cette DDPJ est définie telle que :

$$\int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u}{u'} \frac{v}{v'} P(u, v) d\left(\frac{u}{u'}\right) d\left(\frac{v}{v'}\right) = 1$$

Elle montre comment chaque couple de fluctuations (u, v) contribue au coefficient de corrélation R_{uv} , avec et sans oscillation de la plaque. D'après cette figure, on constate pour $f = 6 \text{ Hz}$ une augmentation de la contribution des "sweeps" (quadrant IV), due essentiellement à une augmentation des fluctuations $u \geq 0$ et $v \leq 0$ et une atténuation de la contribution des éjections provoquée par la réduction des fluctuations u négatives corrélées avec les fluctuations $v \geq 0$ (quadrant II). Ce

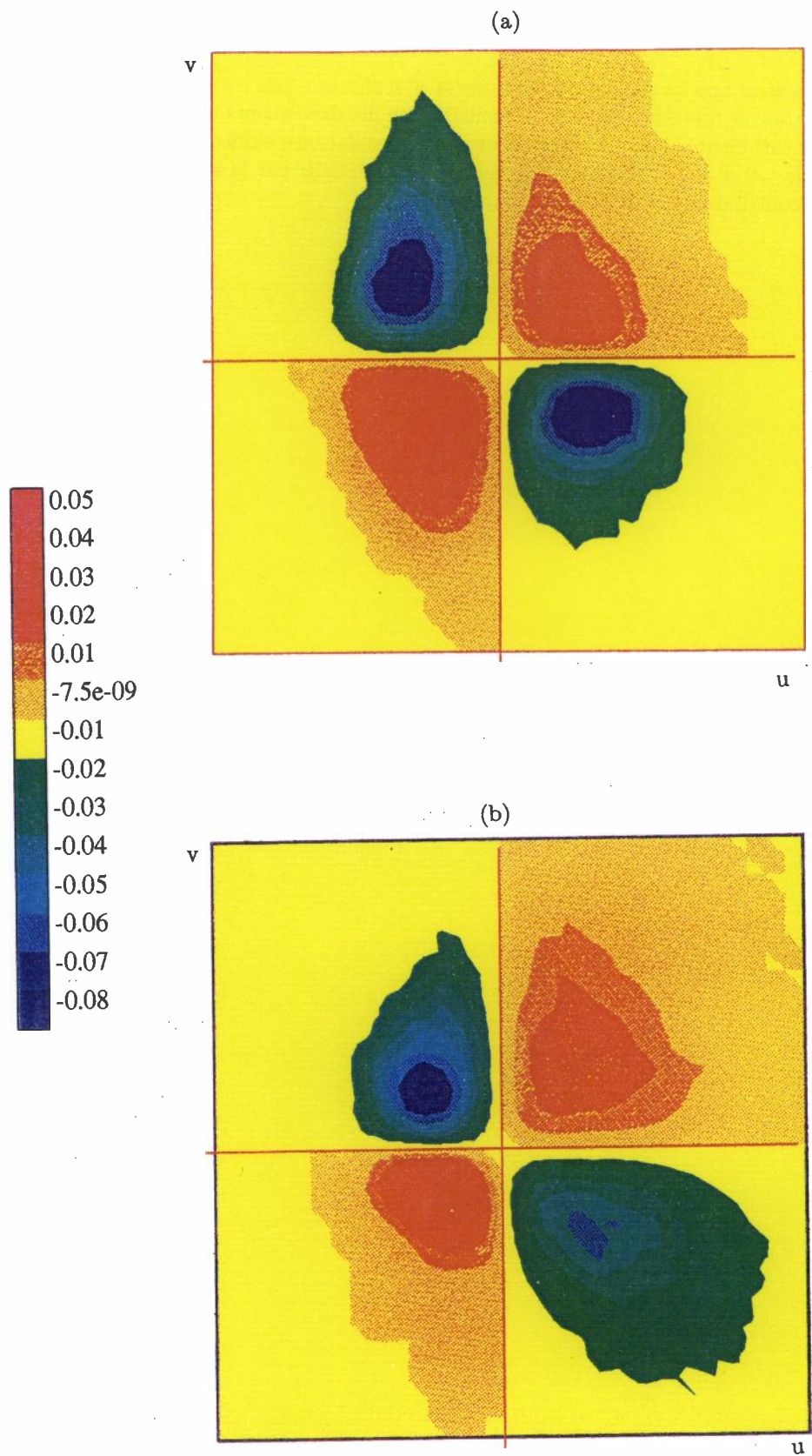


FIGURE V.42. Densité de probabilité jointe entre u et v dans les quatre quadrants du plan (u, v) à $y^+ = 10$. (a), $f = 0 \text{ Hz}$; (b), $f = 6 \text{ Hz}$.

résultat indique ainsi que les oscillations transversales n'affectent pas les événements cinématiques turbulents de la même manière. En effet, la contribution des événements $u \geq 0$ et $v \leq 0$ ("sweeps") à la production turbulente augmentent en présence des oscillations, alors que les contributions dues aux éjections ($u \leq 0, v \geq 0$) diminuent. Ce résultat sera détaillé par la suite à partir de l'analyse des profils des contributions dans les quatre quadrants.

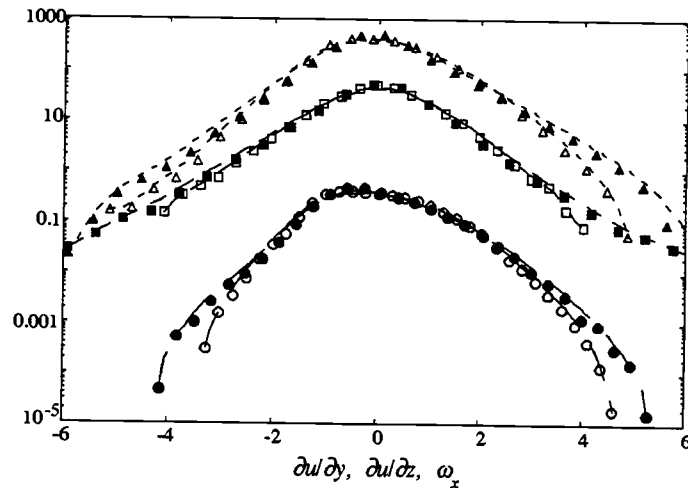


FIGURE V.43. Densités de probabilités $P(\frac{\partial u}{\partial y})$, $P(\frac{\partial u}{\partial z})$ et $P(\omega_x)$ à $y^+ = 9$; \circ, \bullet , $P(\frac{\partial u}{\partial y})$; \square, \blacksquare , $P(\frac{\partial u}{\partial z}) * 100$; $\triangle, \blacktriangle$, $P(\omega_x) * 1000$. $f = 0 Hz$ (symboles vides), $f = 6 Hz$ (symboles pleins).

V.9.3 Densités de probabilités des gradients de la vitesse longitudinale et de la composante longitudinale de la vorticité

Les DDP des gradients $\partial u/\partial y$, $\partial u/\partial z$ et ω_x , pour $f = 0 Hz$, $f = 6 Hz$ et à la position $y^+ = 9$ où la réduction de la turbulence est importante, sont présentées sur la figure V.43. Les fluctuations des gradients de vitesse et de ω_x sont normalisées par leur valeur *RMS* et la DDP est normalisée telle que:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(u) du = 1$$

Pour des raisons de symétrie de l'écoulement, on note que les DDP de $\partial u/\partial z$ pour $f = 0 Hz$ et $f = 6 Hz$ sont bien symétriques par rapport à zéro. Ceci est également le cas pour la DDP de ω_x , ce qui confirme les valeurs nulles des coefficients de dissymétrie de ces deux quantités (figures IV.22 et IV.26). Notons par ailleurs, que les fluctuations positives et négatives de $\partial u/\partial z$ et de ω_x contribuent d'une manière similaire, aux changements des valeurs *RMS* respectivement de $\partial u/\partial z$ et de ω_x , avec une légère augmentation des fluctuations, les plus intenses et une diminution de celles qui sont moyennement élevées. Sachant que les valeurs *RMS* de ces quantités diminuent (figures V.30 et V.31), ces augmentations traduisent le caractère plus intermittent des fluctuations.

En ce qui concerne la densité de probabilité de $\partial u/\partial y$, on observe que la contribution des fluctuations positives est plus importante, ce qui se traduit par un coefficient de dissymétrie positif à cette position. En présence des oscillations, la contribution des fluctuations les plus intenses, supérieures en valeur absolue à 3, augmente légèrement par rapport au cas de la CLN. Notons que plus près de la paroi (en dessous de la position $y^+ = 9$) la contribution des fluctuations positives les plus intenses augmente. Ce résultat concorde avec la DDP de u obtenue à $y^+ = 2.85$, il montre ainsi que les valeurs *RMS* de $\partial u/\partial y$, très près de la paroi, sont réduites de la même manière que u' .

V.10 Analyse des quatre quadrants

V.10.1 Contribution des quatre quadrants à la tension de Reynolds

Les contributions des tensions de Reynolds dans les quatre quadrants du plan (u, v)   la tension totale, pour $f = 0 Hz$ et $f = 6 Hz$, sont représentées sur la figure V.44. Rappelons que ces contributions sont définies telle que la somme des tensions des quatre quadrants est égale à 1.

La position verticale étant ici normalisée par les paramètres internes de la CLN. Dans la zone interne de la couche limite et en présence des oscillations de la plaque, on constate que les profils des contributions dues aux éjections et aux “sweeps” se croisent à la position $y^+ \simeq 20$. Cette position est située plus loin que celle normalement observée dans le cas de la CLN. De ce fait, la contribution des “sweeps” devient dominante pour $y^+ \leq 20$. Le décalage de cette position vers l’extérieur, s’accompagne en plus d’une diminution de la contribution des éjections et d’une augmentation de celle des “sweeps” dans la région $y^+ \leq 40$ et ceci par rapport à $f = 0 \text{ Hz}$. La contribution des événements correspondant au quadrant *I* reste inchangée tandis que celle du quadrant *III* diminue légèrement près de la paroi.

Les changements dans l’importance relative des différents événements cinématiques ont été également observés par les études de DNS comme celle utilisant les “riblets”, réalisées par Choi *et al.* (1993), ainsi que celles sur le contrôle actif de la turbulence, effectuées par Choi *et al.* (1994). Ces études montrent également le glissement vers l’extérieur des profils de \overline{wv}_{II} et \overline{uv}_{IV} qui d’ailleurs est toujours visible quand ces profils sont représentés en fonction de y^* .

Pour toutes les mesures effectuées, nous avons constaté que la position du croisement entre éjections et “sweeps” augmente avec la réduction du frottement. Dans le cas de la CLN, il est admis que cette position correspond à la région où la production de la turbulence est maximale. Ainsi en présence des oscillations, le déplacement de cette position vers l’extérieur confirme bien les résultats de l’évolution des profils de la production turbulente. Ce comportement est également confirmé par l’augmentation de la position pour laquelle le coefficient de dissymétrie S_u s’annule (figure V.33).

V.10.2 Périodes et durées moyennes des éjections et des “sweeps”

V.10.2.1 Périodes moyennes

En vue de fournir une description plus complète des éjections et des “sweeps” à travers l’écoulement, avec et sans oscillations transversales, on a reporté sur les figures V.45 et V.46, les profils des périodes moyennes des éjections et des “sweeps”. Ces profils sont présentés pour diverses valeurs de la fréquence, à $\Delta Z^+ = 160$ et pour $f = 6 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 220$. Ils sont normalisés à l’aide des variables internes de la CLN.

Dans la CLN, les périodes des éjections et des “sweeps” présentent des valeurs qui diminuent avec la position verticale. Pour les éjections cette diminution est plus importante : T_{II}^+ varie de 80 à 50 de la paroi vers l’extérieur. A partir de $y^+ = 40$ les périodes des éjections et des “sweeps” sont à égales à 50. En présence des oscillations, pour $y^+ \leq 40$, les périodes des éjections diminuent par rapport à leur valeur initiale (à $f = 0 \text{ Hz}$) et deviennent approximativement égales à la valeur initiale à l’extérieur, $T_{II}^+ \approx 50$. Cette diminution semble être indépendante de la fréquence et de l’amplitude des oscillations de la plaque, ce qui montre qu’il n’y a aucune modulation des événements cinématiques par le mouvement transversal. En plus, le fait que la valeur de T_{II}^+ à la paroi devient égale à celle de la période à l’extérieur montre, qu’à la paroi, les éjections les plus intenses et les plus espacées dans le temps, disparaissent complètement.

Les périodes des “sweeps” présentent des variations moins importantes dans la région $y^+ \leq 40$ et restent pratiquement inchangées au delà de cette position.

V.10.2.2 Durées moyennes

Sur les figures V.47 et V.48, nous présentons respectivement les dimensions longitudinales des éjections et des “sweeps”, obtenues à partir des durées et des vitesses de convection dans les quadrants *II* et *IV*. Notons que ces dimensions sont du même ordre de grandeur que l’échelle de Taylor $\lambda_{11}^{(1)}$. On constate que l_{II}^+ et l_{IV}^+ diminuent avec la fréquence des oscillations de la plaque pour $y^+ < 40$, ce qui est cohérent avec l’augmentation de l’intermittence observée à partir des moments d’ordre 3 et 4 et l’apparition de structures de plus en plus petites.

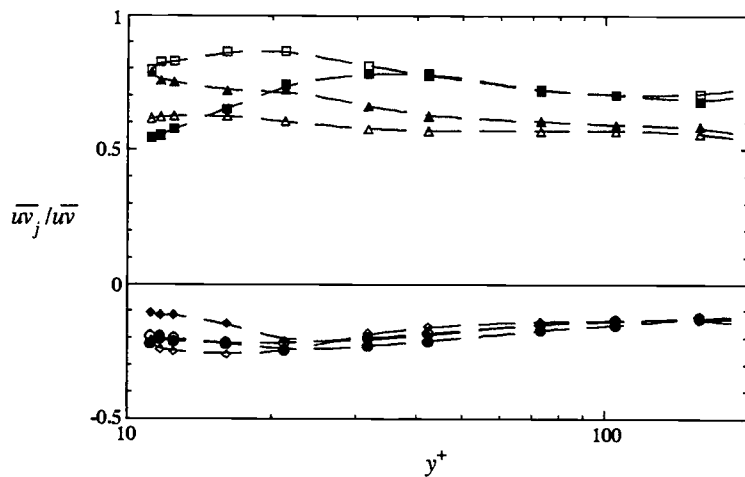


FIGURE V.44. Contributions des quatre quadrants à la tension de Reynolds, $\overline{uv}_j / \overline{uv}$, $f = 0 \text{ Hz}$ (symboles vides), $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins).

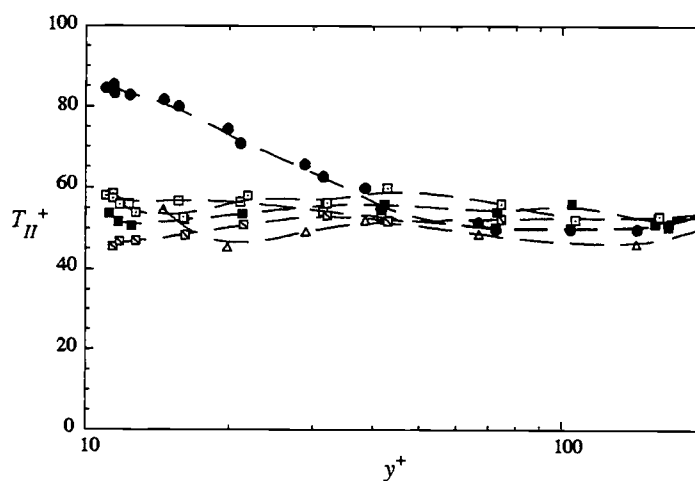


FIGURE V.45. Périodes moyennes des éjections, normalisées par u_{τ_0} et ν (Légende dans tableau V.1).

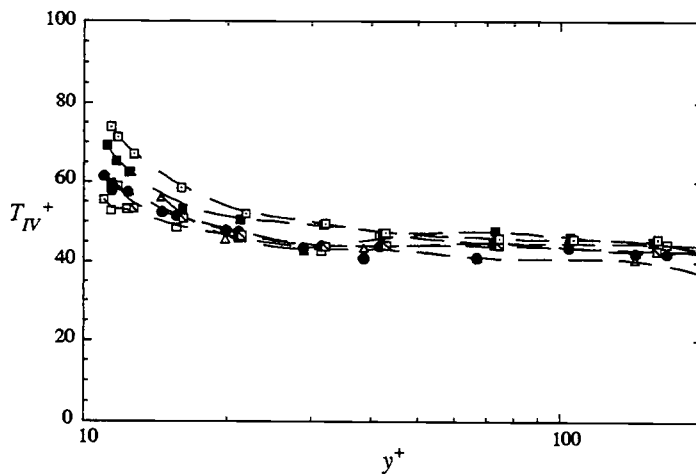


FIGURE V.46. Périodes moyennes des "sweeps", normalisées par u_{τ_0} et ν (Légende dans tableau V.1).

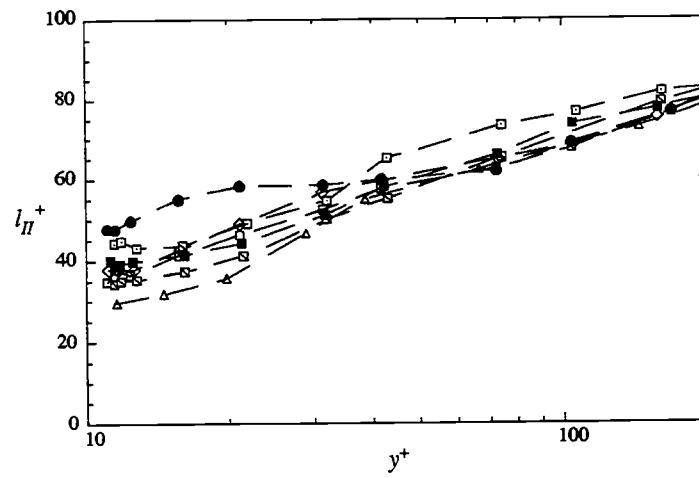


FIGURE V.47. Dimensions longitudinales moyennes des éjections, normalisées par u_{τ_0} et ν (Légende dans tableau V.1).

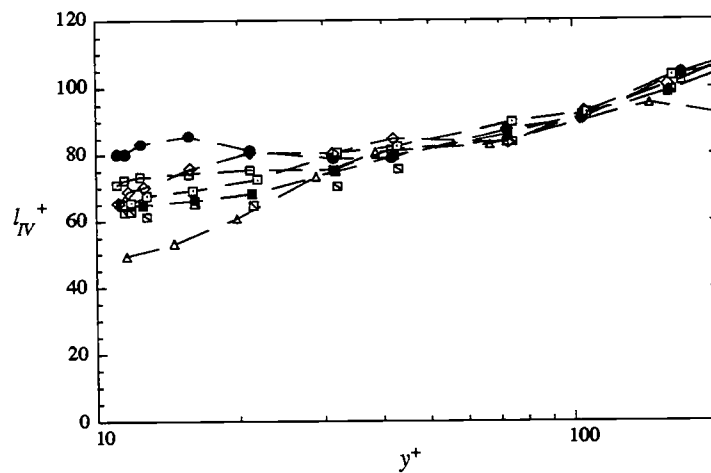


FIGURE V.48. Dimensions longitudinales moyennes des "sweeps", normalisées par u_{τ_0} et ν (Légende dans tableau V.1).

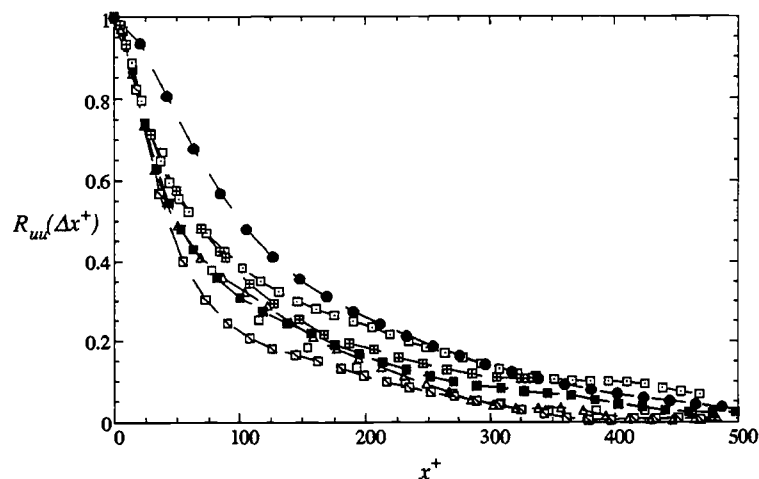


FIGURE V.49. Corrélations spatiales de u dans la direction longitudinale (Légende dans tableau V.1).

V.11 Corrélations spatiales et spatio-temporelles de la vitesse longitudinale

V.11.1 Corrélations dans la direction longitudinale

Les résultats relatifs au coefficient de corrélation spatiale, $R_{uu}(\Delta x^+)$, pour différentes fréquences, sont présentés sur la figure V.49. Ils sont déduits à partir des mesures de l'autocorrélation $R_{uu}(\Delta t^+)$ et de l'hypothèse de Taylor. Ces résultats correspondent aux mesures à la position verticale $y^+ = 9$. Ils mettent en évidence une diminution du coefficient de corrélation, pour des valeurs décroissantes de la fréquence. Sur le profil à $f = 0 \text{ Hz}$, on note que la corrélation s'étend très loin en aval de l'écoulement, puisque l'on mesure des valeurs de la corrélation de l'ordre de 0.05 à $x^+ = 500$. Cependant, en présence des oscillations, on constate que les coefficients de corrélations s'annulent à des positions plus faibles. Ces corrélations indiquent que les échelles de la turbulence diminuent, comme on le verra par la suite.

V.11.2 Corrélations dans la direction normale

La structure de l'écoulement dans la direction normale est étudiée à partir des mesures de corrélations spatiales et spatio-temporelles selon y .

V.11.2.1 Corrélations spatiales dans la direction normale

Le coefficient de corrélation spatiale de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction normale, $R_{uu}(\Delta y^+)$, obtenu à l'aide de deux sondes à fil chaud, l'une fixe et l'autre mobile, est représenté sur la figure V.50, pour $f = 0 \text{ Hz}$ et $f = 6 \text{ Hz}$. La sonde fixe est située à la position $y^+ = 6$. Ce coefficient de corrélation, positif dans toute la région interne, est fortement diminué en présence des oscillations. Cette diminution correspond à une réduction de l'échelle intégrale de longueur $L_{11}^{(2)}$ d'environ de 20% par rapport à celle obtenue dans la CLN.

Notons que si, dans la direction de l'écoulement moyen, la définition de l'échelle intégrale représente bien une taille moyenne des tourbillons, sa définition pose un problème dans la direction normale et surtout dans la direction transversale. Dans le cas de la direction normale, les structures étant inclinées, la seule corrélation selon une verticale ne permet pas de mettre en évidence les modifications de structures tridimensionnelles.

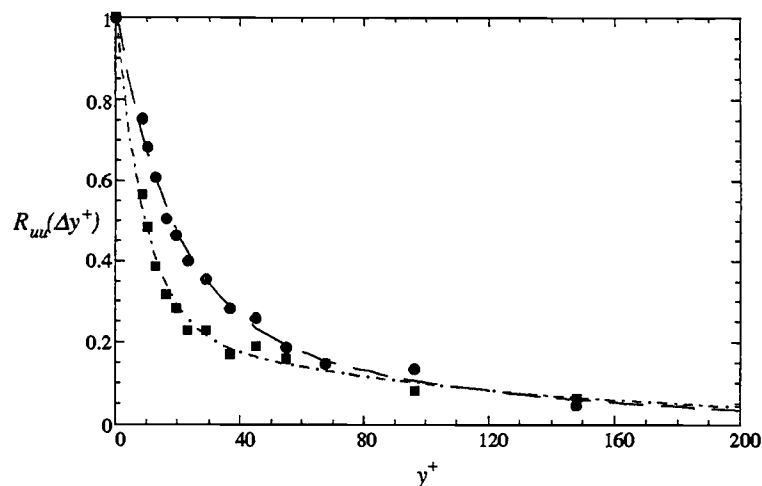


FIGURE V.50. Corrélations spatiales de u dans la direction verticale (Légende dans tableau V.1).

V.11.2.2 Corrélations spatio-temporelles dans la direction normale

Dans le cas de la couche limite et du fait du cisaillement, la position du maximum de la corrélation $R_{uu}(\Delta y^+, \Delta t^+)$, est située sur une ligne inclinée vers l'aval (Kreplin & Eckelmann 1979a; Brown & Thomas 1977) qui correspond à l'inclinaison moyenne des structures turbulentes. Ceci est visible sur les figures V.51 (a) et (b) qui représentent les iso-valeurs de la corrélation spatio-temporelle de la vitesse longitudinale, $R_{uu}(\Delta y^+, \Delta t^+)$, respectivement pour $f = 0 \text{ Hz}$ et $f = 6 \text{ Hz}$. Dans le cas de la CLN, on remarque que les structures turbulentes sont inclinées d'environ 15° , par rapport à la paroi (en prenant une vitesse de convection de $13u_{\tau_0}$). Pour $f = 6 \text{ Hz}$, on constate d'une part la forte diminution de la corrélation pour $y^+ \leq 30$ et d'autre part, l'extension vers l'extérieur des contours des corrélations de valeur inférieure à 0.2.

Afin de mieux comprendre les mécanismes responsables de cette perte de cohérence de la turbulence près de la paroi nous avons utilisé une technique souvent appliquée aux corrélations. Celle-ci consiste à calculer les corrélations obtenues pour les fluctuations positives u^+ et négatives u^- au point fixe y_0^+ . Cette décomposition donne deux corrélations reliées par :

$$R_{u^+u^+}(\Delta y^+, \Delta t^+) + R_{u^-u^-}(\Delta y^+, \Delta t^+) = R_{uu}(\Delta y^+, \Delta t^+)$$

Dans le cas de la CLN ces deux corrélations sont identiques et chacune correspond à la moitié de la corrélation totale (figure V.52 (a) et V.53 (a)). Elles restent positives sur toute l'épaisseur de la couche limite. Ce résultats indiquent une certaine symétrie entre les événements accélérés et décélérés. Pour la CLM, la corrélation obtenues à partir des fluctuations négatives (figure V.53 (b)) est nettement plus faible que la corrélation $R_{u^+u^+}$, représentée sur la figure V.52 (b) et qui domine la corrélation totale (figure V.51). Ceci rejoint les comportements observés à partir des densités de probabilité de u qui montrent une diminution des fluctuations négatives associée à une diminution de l'intensité des éjections.

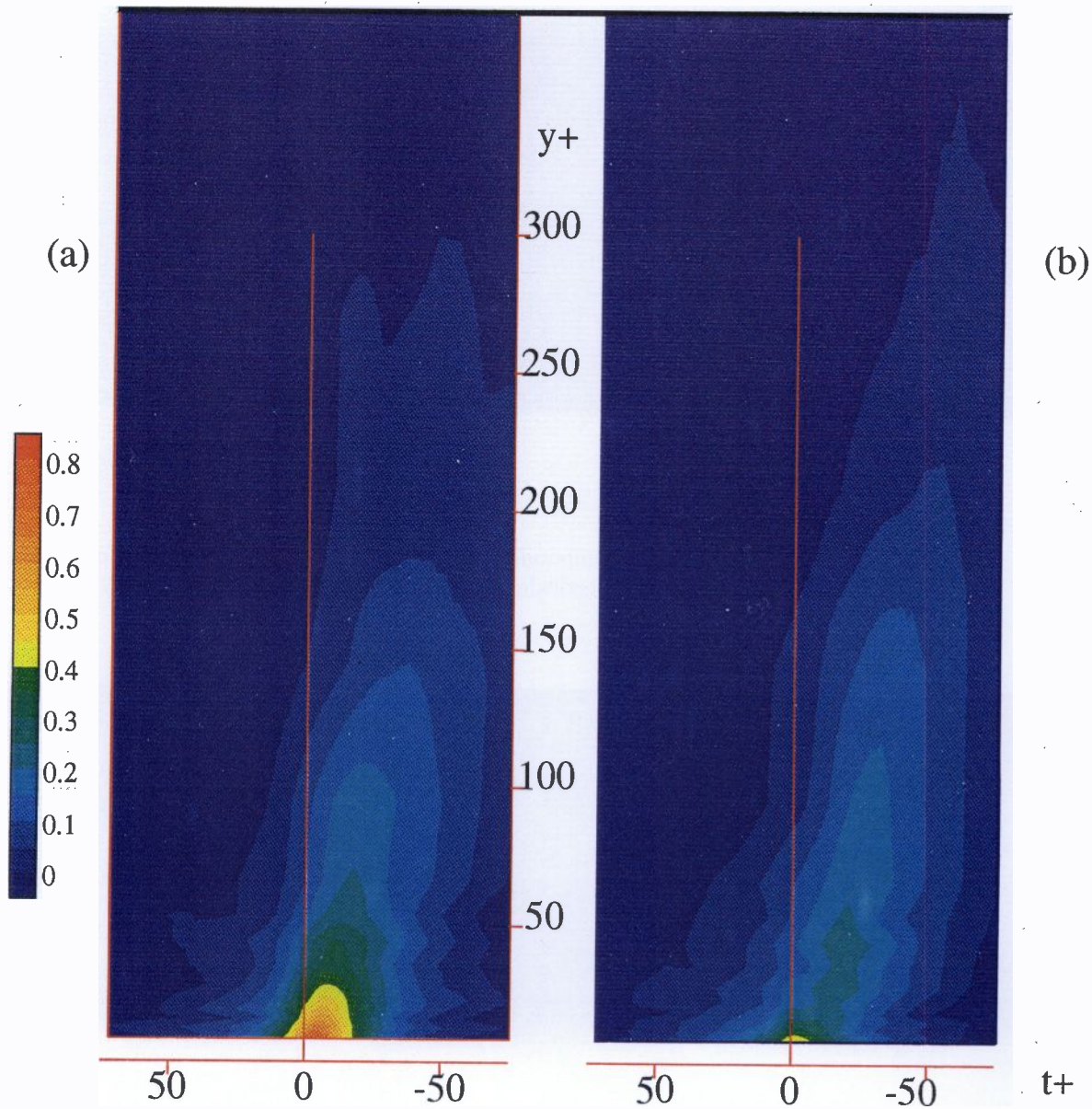


FIGURE V.51. Corrélations spatio-temporelles $R_{uu}(\Delta y^+, \Delta t^+)$ de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction verticale, à $y_0^+ = 6.3$. (a), $f = 0$ Hz; (b), $f = 6$ Hz.

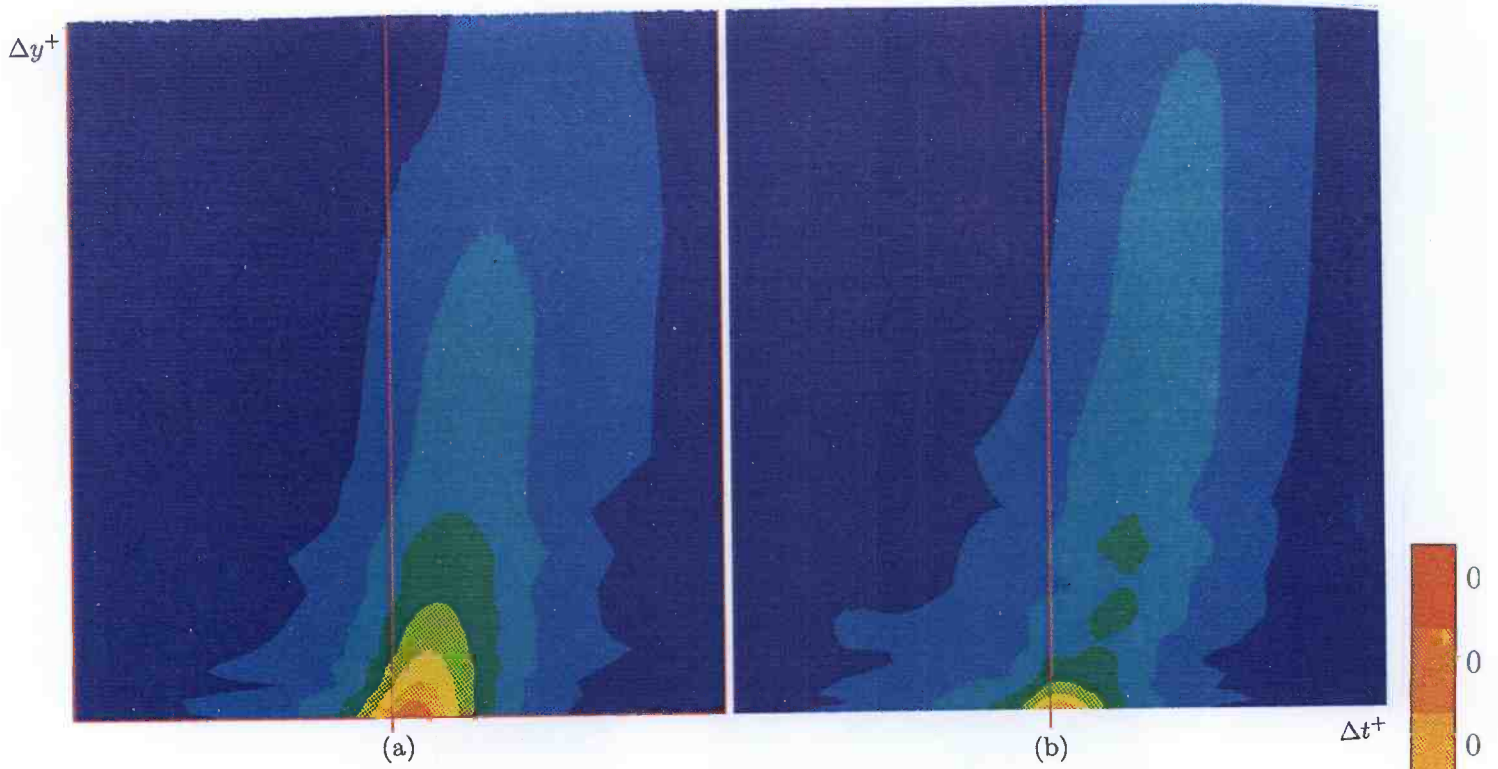


FIGURE V.52. Corrélations spatio-temporelles $R_{u+u}(\Delta y^+, \Delta t^+)$ de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction verticale, à $y_0^+ = 6.3$. (a), $f = 0 \text{ Hz}$; (b), $f = 6 \text{ Hz}$.

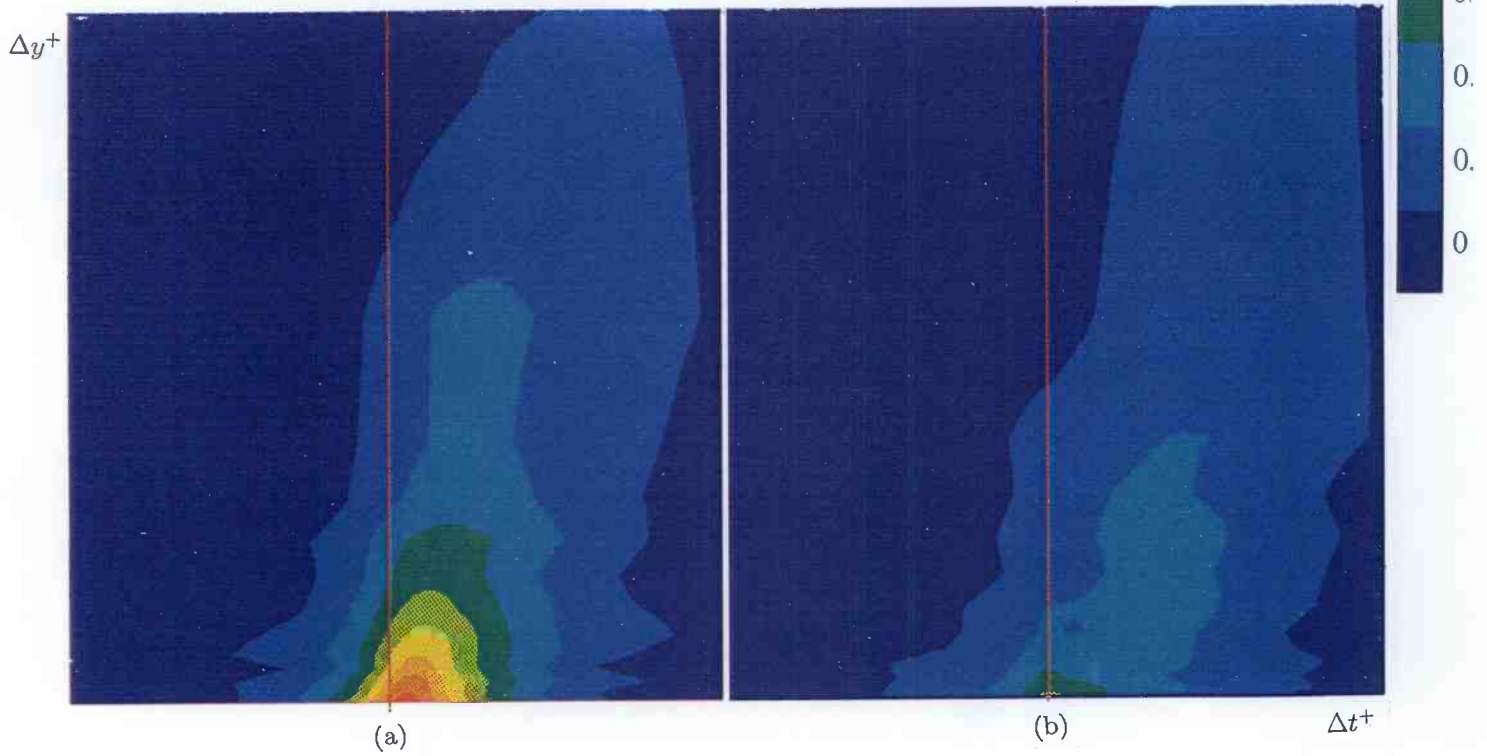


FIGURE V.53. Corrélations spatio-temporelles $R_{u-u}(\Delta y^+, \Delta t^+)$ de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction verticale, à $y_0^+ = 6.3$. (a), $f = 0 \text{ Hz}$; (b), $f = 6 \text{ Hz}$.

V.11.3 Corrélations dans la direction transversale

V.11.3.1 Corrélations spatiales dans la direction transversale

Les mesures de corrélations spatiales dans la direction transversale ont été réalisées, pour trois valeurs de ΔZ^+ égales à 120, 160 et 220. Pour chaque amplitude du déplacement transversal de la plaque, nous avons fait varier la fréquence de 2 Hz jusqu'à 8 Hz. Ces corrélations sont obtenues à l'aide de deux sondes à fil chaud simple, l'une fixe et l'autre mobile, suivant la direction transversale, placées à la même position verticale $y_0^+ = 12$.

Nous présentons sur la figure V.54 le coefficient de corrélation spatial $R_{uu}(\Delta z^+)$ de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction transversale, pour les fréquences $f = 2, 4, 6, 8 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 160$ et pour $f = 6 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 220$. Dans le cas de la CLN, on constate que ce coefficient devient négatif à partir de $\Delta z^+ \simeq 40$ et tend vers zéro pour les grandes séparations. Le minimum de cette corrélation se situe à environ $\Delta z^+ \simeq 60$. La position de ce minimum fournit une estimation de la distance moyenne entre les zones de fluide décélérées $u < 0$ et les zones de fluide accélérées $u > 0$ (Kim *et al.* 1987). La distance moyenne entre des "streaks" de même signe correspond ainsi au double de cette distance. Dans le cas de la CLN, la valeur de l'espacement moyen entre les "streaks", λ^+ , est approximativement égale à $120\nu/u_{\tau_0}$. Cette valeur est en bon accord avec les résultats de Kim *et al.* (1987) ainsi qu'avec ceux des autres études, citées dans le chapitre I.

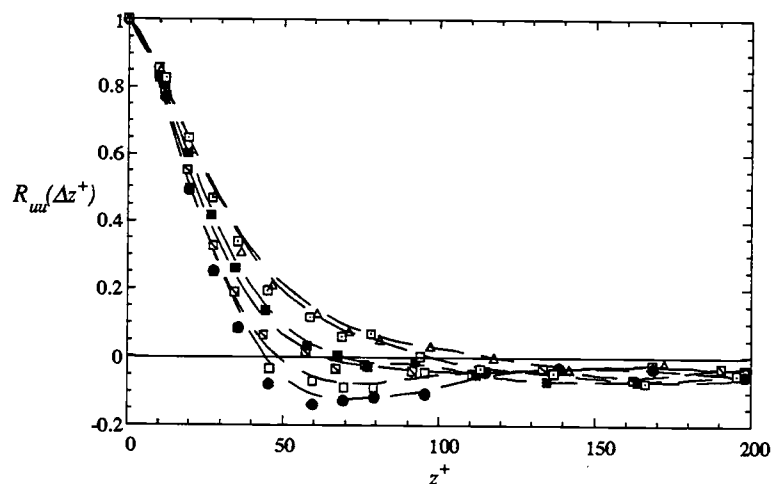


FIGURE V.54. Corrélations spatiales de la fluctuation de vitesse longitudinale $R_{uu}(\Delta z^+)$ dans la direction transversale, à $y_0^+ = 12$ (Légende dans tableau V.1).

En présence des oscillations transversales, pour $\Delta Z^+ = 160$ et pour les fréquences $f = 2, 4$ et 6 Hz , on constate que ce coefficient de corrélation s'annule pour des positions Δz^+ de plus en plus grandes que celle à $f = 0 \text{ Hz}$. Ce coefficient présente également des minimums qui se déplacent vers les valeurs de Δz^+ élevées. Ceci peut être interprété comme une augmentation de l'espacement transversal entre les "streaks". Pour $f = 6 \text{ Hz}$ on note que cet espacement devient pratiquement le double de celui observé dans le cas de la CLN. Toutefois, pour la fréquence $f = 8 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 160$ et pour $f = 6 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 220$, il est difficile de déterminer la position du minimum car la corrélation négative devient très faible.

Cette modification de la structure de l'écoulement au voisinage de la paroi a été également mise en évidence par des études antérieures concernant la réduction du frottement dans les écoulements turbulents (cf. chapitre I). Citons, notamment les études de la réduction du frottement en présence de polymères, qui montrent une augmentation de l'espacement moyen entre les "streaks", λ^+ (cf. paragraphe II.2.3).

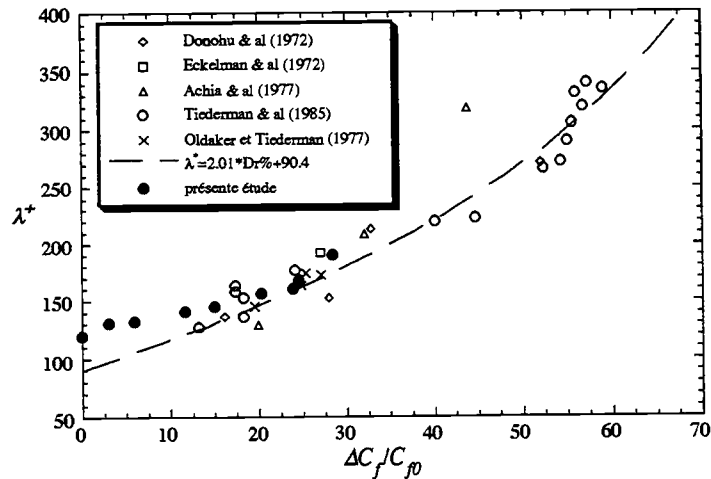


FIGURE V.55. Espacement transversal entre les “streaks” en fonction de la réduction du coefficient de frottement.

Pour déterminer cet espacement, Fortuna & Hanratty (1972) se sont basés sur la demi-somme des deux valeurs de Δz^+ correspondant aux zéros du coefficient de corrélation transversale. Cette méthode ne peut pas s’appliquer à tous les cas, puisque pour des réductions élevées du frottement, la détermination de la deuxième position de la valeur nulle de la corrélation devient moins précise. D’ailleurs, les corrélations obtenues ici restent négatives pour Δz^+ grand. De ce fait, nous n’avons pas opté pour cette méthode. Nous avons déterminé les valeurs de λ^+ à partir des minimums observés sur les courbes de corrélation pour les réductions inférieures à 30%. Ces valeurs sont présentées sur la figure V.55, en fonction de la réduction du coefficient de frottement et adimensionalisées par la vitesse de frottement de l’écoulement non manipulé. On constate que nos résultats ont une évolution similaire à ceux des autres études relatives aux polymères et déjà présenté sur la figure II.8. Des écarts existent néanmoins pour les réductions les plus faibles. Cette évolution montre qu’il y a une corrélation entre la réduction du frottement et l’augmentation de l’espacement des “streaks”, indépendamment de la normalisation que ce soit par le frottement local (figure II.8) ou initial (figure V.55).

V.11.3.2 Corrélations spatio-temporelles dans la direction transversale

Les corrélations spatio-temporelles de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction transversale, $R_{uu}(\Delta z^+, \Delta t^+)$, obtenus pour la fréquence $f = 6 \text{ Hz}$ à $\Delta Z^+ = 160$, sont présentés sur la figure V.56. Cette représentation illustre mieux les résultats obtenus à partir de la figure V.54. Les iso-contours pour $f = 6 \text{ Hz}$ sont beaucoup plus étirés dans la direction transversale que pour $f = 0$. Les deux lobes positifs observés dans le cas de la CLN, deviennent plus prononcés en présence des oscillations. Notons que la présence de ces deux lobes reste difficile à expliquer et qu’ils ont été déjà observés par Coantic (1966) dans un écoulement turbulent en conduite cylindrique.

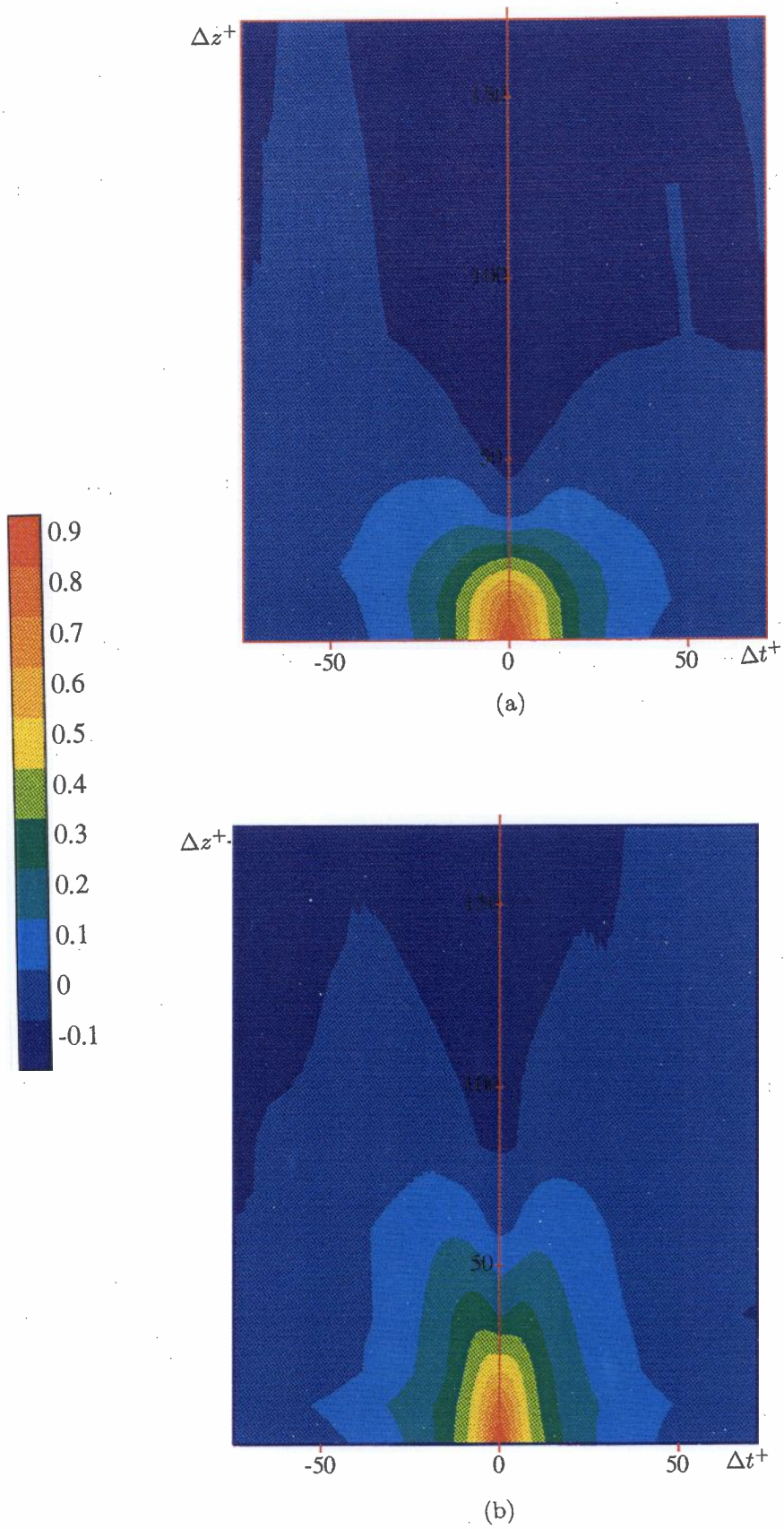


FIGURE V.56. Corrélations spatio-temporelles $R_{uu}(\Delta z^+, \Delta t^+)$ de la fluctuation de vitesse longitudinale dans la direction transversale, à $y_0^+ = 12$ (a), $f = 0 \text{ Hz}$; (b), $f = 6 \text{ Hz}$.

V.11.3.3 Echelles de la turbulence

Les échelles intégrales de longueur, $L_{11}^{(1)}$, associées aux corrélations de vitesse dans la direction longitudinale $R_{uu}(\Delta x^+)$ diminuent par rapport à l'échelle relative de la CLN, $L_{11_0}^{(1)}$. En effet, pour $f = 4 Hz$, on note une réduction maximale correspondant à un rapport de 0.6 entre les deux échelles (figure V.57). L'échelle intégrale transversale, calculée à partir des valeurs positives de la corrélation $R_{uu}(\Delta z^+)$, rapportée à celle de la CLN, $L_{11}^{(3)}/L_{11_0}^{(3)}$, suit l'évolution obtenue pour l'espacement entre les "streaks". (figure V.57).

Sur la figure V.58, nous avons présenté les distributions des micro échelles de Taylor dans la direction longitudinale, $\lambda_{11}^{(1)}$ et normale $\lambda_{11}^{(2)}$, pour différentes fréquences, comparées aux profils à $f = 0 Hz$. La distribution de la micro échelle de Taylor dans la direction transversale, $\lambda_{11}^{(3)}$, pour $f = 0 Hz$ et $f = 6 Hz$, est également présentée sur cette figure. Les deux échelles suivant la direction longitudinale et normale diminuent dans la région $y^+ \leq 40$, avec une réduction qui augmente avec la fréquence. Nous avons constaté que la réduction de $\lambda_{11}^{(1)}$ au voisinage de la paroi est relativement importante car elle est due à la fois à la diminution de u' et à une augmentation de la valeur *RMS* de $\partial u / \partial x$. La réduction de $\lambda_{11}^{(2)}$ est moins importante du fait que $(\partial u / \partial y)'$ diminue.

L'échelle de Taylor dans la direction transversale montre un comportement différent de celui des deux autres échelles, puisqu'elle augmente en présence des oscillations transversales. Cette augmentation, produite sur toute la région interne de la couche limite, est essentiellement due à la forte diminution de $(\partial u / \partial z)'$ par rapport à celle obtenue avec $f = 0 Hz$.

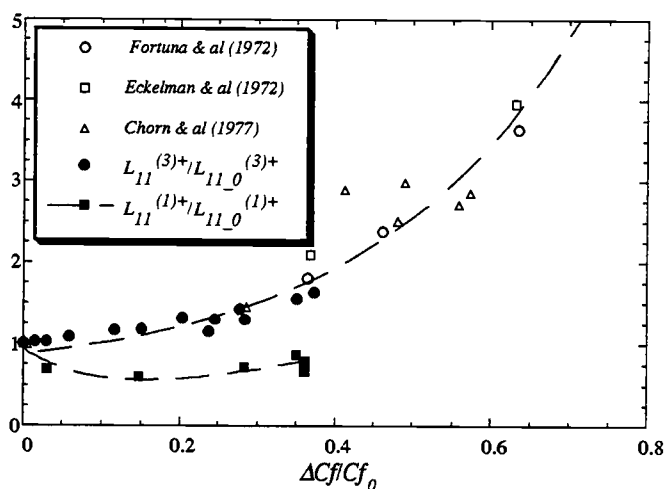


FIGURE V.57. Evolution des échelles intégrales suivant la direction longitudinale et transversale, $L_{11}^{(1)+}/L_{11_0}^{(1)+}$ et $L_{11}^{(3)+}/L_{11_0}^{(3)+}$, en fonction de la réduction du coefficient de frottement.

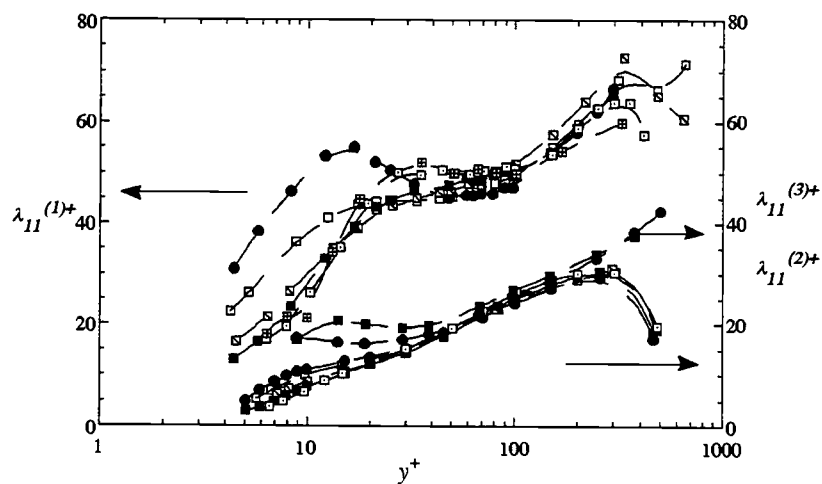


FIGURE V.58. Profils des micro échelles de Taylor dans la direction longitudinale, normale et transversale, normalisés par u_{τ_0} (Légende dans tableau V.1).

V.12 Bilans des tensions de Reynolds

Les réductions des tensions de Reynolds et de l'énergie cinétique en présence de la manipulation de la couche limite sont analysées ici à l'aide des équations de transport relatives à ces quantités. Ces équations sont identiques à celles de la CLN du fait que l'écoulement reste stationnaire et bidimensionnel en moyenne, d'autant plus que le mouvement instationnaire appliqué à la paroi ne contribue pas à la production de la turbulence (Jung *et al.* 1992; Baron & Quadrio 1996). Cette analyse est effectuée dans le but de déterminer le ou les mécanismes responsables de ces réductions. Nous avons donc effectué les bilans complets des différentes tensions de Reynolds ainsi que le bilan de l'énergie cinétique pour une fréquence $f = 6 \text{ Hz}$, à une amplitude de déplacement $\Delta Z^+ = 160$. Les profils correspondant aux différents termes sont normalisés par le frottement de la CLN .

V.12.1 Bilan de l'énergie cinétique turbulente

Le bilan de q^2 est représenté sur la figure V.59. La comparaison des différents termes de ce bilan montre :

- Une réduction du terme de production, observée essentiellement dans la région $y^+ \leq 30$ avec une légère augmentation vers l'extérieur (cf. paragraphe V.6).
- Une diminution du terme de dissipation. Cette diminution est plus importante près de la paroi qu'à l'extérieur. Elle est de 20% à $y^+ = 12.5$, mais reste moins importante que la réduction de la production.
- Une réduction du terme de diffusion dû à la viscosité dans la région $y^+ \leq 15$, qui atteint 60% à $y^+ = 10$. Au delà de $y^+ = 15$, ce terme est inchangé. Comme ce terme est négatif, cette réduction représente un gain d'énergie qui contribue à augmenter l'énergie cinétique en compensant la baisse de la production. Ainsi les effets de transport par viscosité en présence des oscillations, ont plutôt tendance à augmenter l'énergie cinétique turbulente dans la zone de proche paroi.
- Une légère diminution du terme de transport par diffusion due à la turbulence contribuant à l'augmentation de q^2 .
- Une augmentation du terme de corrélation pression-vitesse qui est positif très près de la paroi ($y^+ < 20$) et devient négatif au delà de cette position. A l'extérieur l'augmentation de ce terme est essentiellement liée à celle de la production.

V.12.2 Bilan de la tension $\overline{u^2}$

Les différents termes du Bilan de $\overline{u^2}$, représentés sur la figure V.60 ont qualitativement et quantitativement les mêmes comportements que ceux du bilan de q^2 dont la réduction est en grande partie fonction de $\overline{u^2}$.

V.12.3 Bilan de la tension $\overline{v^2}$

La production de $\overline{v^2}$ (figure V.61) provient uniquement du terme de corrélation vitesse-gradient de pression. Ce terme peut être décomposé en la somme d'un terme de diffusion par la pression et d'un terme de corrélation pression-gradient de vitesse :

$$-2v \frac{\partial p}{\partial y} = \underbrace{-2 \frac{\partial \overline{pv}}{\partial y}}_{\text{diffusion par la pression}} + \underbrace{2p \frac{\partial v}{\partial y}}_{\text{pression-déformation}}$$

Ce dernier terme correspond à la redistribution de l'énergie entre $\overline{v^2}$ et $\overline{u^2}, \overline{w^2}$. Dans le cas de la CL3D, Moin *et al.* (1990) attribuent à ce terme un rôle important dans le mécanisme de réduction de la turbulence (cf. paragraphe II.4). La diminution de cette corrélation entraîne une réduction

de $\overline{v^2}$. Cette réduction se traduit par une diminution du terme de production de \overline{uv} qui intervient dans la production de q^2 et de $\overline{u^2}$ qui diminuent à leur tour.

Nous avons obtenu le premier terme du membre de droite à partir du bilan de q^2 dans lequel figure le gradient $-\partial\overline{pv}/\partial y$ (équation IV.5). Ce terme est négatif et augmente en valeur absolue avec les oscillations comme nous l'avons souligné dans les commentaires faits à propos du bilan de q^2 . Le membre de gauche, déduit à partir du bilan de $\overline{v^2}$, présenté sur la figure V.61, diminue avec les oscillations. La réduction maximale observée est de 45% à $y^+ = 30$. A partir de ces deux termes nous avons déterminé la corrélation $2p\partial v/\partial y$ qui est représentée sur la figure V.62. On constate que cette corrélation augmente pour $f = 6 Hz$ par rapport à $f = 0$ et $y^+ > 20$. Ce résultat signifie qu'en présence des oscillations la redistribution se fait de $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ vers $\overline{v^2}$ de manière plus importante. La comparaison entre les profils de ces quantités représentée sur les figures V.16, V.17, V.18 montre que la valeur *RMS* de v augmente dans cette région beaucoup plus que celles de u et w . Pour $y^+ < 20$, il est à noter que dans les deux écoulements $2p\partial v/\partial y$ est négatif ce qui correspond à une redistribution de l'énergie de $\overline{v^2}$ et $\overline{u^2}$ vers $\overline{w^2}$.

V.12.4 Bilan de la tension $\overline{w^2}$

Les différents termes du bilan de $\overline{w^2}$, tracés sur la figure V.63 présentent qualitativement les mêmes comportements que ceux du bilan de $\overline{v^2}$. La diminution des différents termes est limitée à la zone $y^+ < 20$. Cependant, le terme de diffusion dû à la viscosité diminue d'une manière importante en dessous de la position, $y^+ \simeq 15$ avec une réduction de 45% à $y^+ = 10$. Le terme de corrélation vitesse-gradient de pression, qui est égal, pour cette composante, au terme pression-déformation $p\partial w/\partial z$, diminue dans la zone $y^+ < 20$. Cela traduit que la redistribution de l'énergie des autres composantes vers $\overline{w^2}$ diminue.

V.12.5 Bilan de la tension \overline{uv}

D'après le bilan de la tension de Reynolds \overline{uv} pour $f = 0 Hz$ et $f = 6 Hz$ (figure V.64), on constate que le terme de production, P_{12} , diminue par rapport à celui obtenu dans le cas de la CLN. Cette diminution est localisée essentiellement dans la région $y^+ \leq 40$ et maximale à $y^+ = 10$ où elle est de 35%. Celle-ci est due essentiellement à la réduction de la tension $\overline{v^2}$, puisque le gradient de vitesse moyenne longitudinale dans cette région, augmente légèrement. Les termes de transport par la diffusion dû à la turbulence et à la viscosité ainsi que le terme de dissipation visqueuse restent pratiquement nuls et la production est équilibrée par la corrélation vitesse-gradient de pression.

L'analyse que nous avons effectué sur les différents termes des équations de transport des tensions de Reynolds montre que près de la paroi et en présence des oscillations :

- la production ainsi que la dissipation diminue pour toutes les composantes,
- le terme de diffusion visqueuse diminue pour $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ (donc pour q^2) dans la zone $y^+ < 15$,
- les termes de corrélation pression-déformation, $\overline{p\partial u_i/\partial x_j} + \overline{p\partial u_j/\partial x_i}$, déduits de ces bilans, montrent que la redistribution de l'énergie entre les composantes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ se fait toujours dans le même sens que dans la CLN mais avec une intensité différente. Pour $y^+ > 20$ le transfert se fait toujours de $\overline{u^2}$ à $\overline{w^2}$ et $\overline{v^2}$ pour la CLN. C'est aussi le cas dans la CLM mais de façon plus intense de $\overline{u^2}$ vers $\overline{v^2}$ à cause de l'augmentation de $2p\partial v/\partial y > 0$ et de la diminution de $-2u\partial p/\partial x = 2p\partial u/\partial x < 0$.

Ce dernier point est en désaccord avec le résultat de Moin *et al.* (1990) qui observent une atténuation du transfert de l'énergie vers $\overline{v^2}$. Cette différence est peut être liée au fait que, dans le cas de la CL3D, la composante $\overline{w^2}$ augmente ce qui n'est pas le cas dans notre étude.

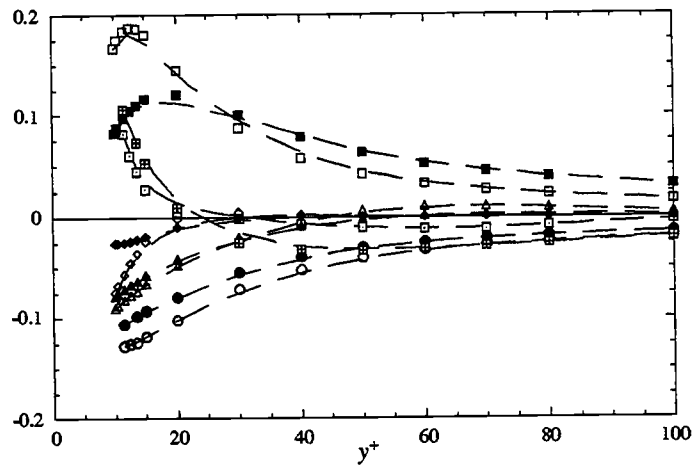


FIGURE V.59. Bilan de l'énergie cinétique turbulente pour $f = 0$ et $f = 6 \text{ Hz}$. $f = 0 \text{ Hz}$ (Symboles vides), $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins).

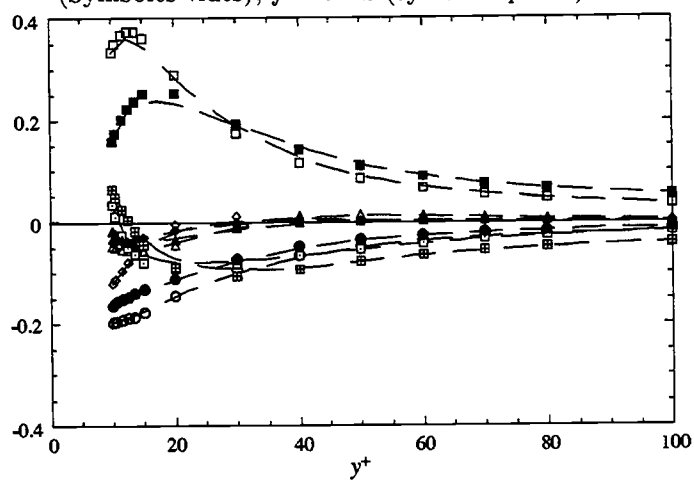


FIGURE V.60. Bilan de $\overline{u^2}$ pour $f = 0$ et $f = 6 \text{ Hz}$. $f = 0 \text{ Hz}$ (Symboles vides), $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins).

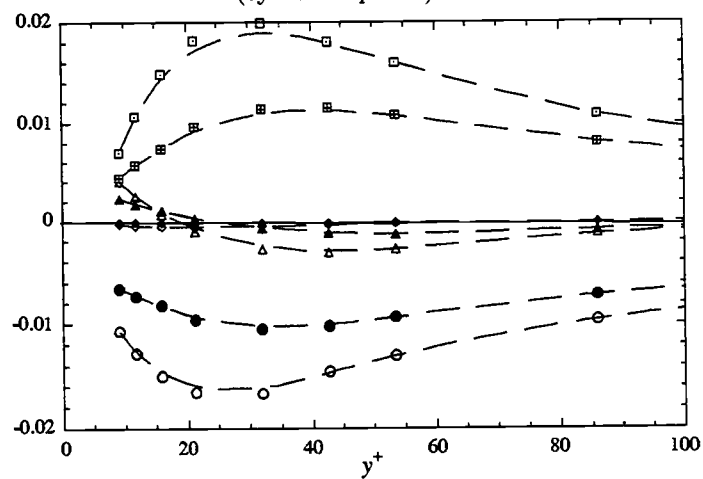


FIGURE V.61. Bilan de $\overline{v^2}$ pour $f = 0$ et $f = 6 \text{ Hz}$. $f = 0 \text{ Hz}$ (Symboles vides), $f = 6 \text{ Hz}$ (symboles pleins).

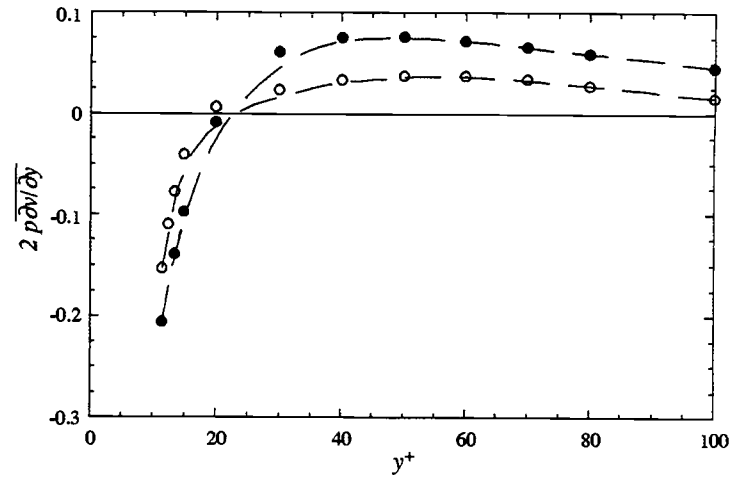


FIGURE V.62. Corrélation pression-déformation $2\overline{p\delta v/\delta y}$ pour $f = 0$ et $f = 6$ Hz. $f = 0$ Hz (Symboles vides), $f = 6$ Hz (symboles pleins).

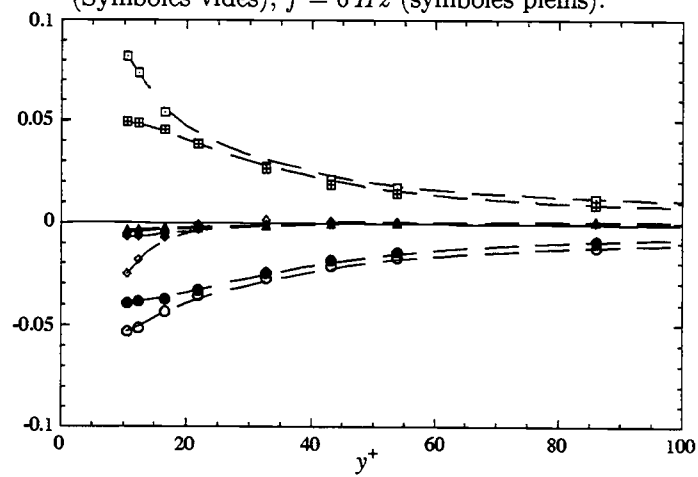


FIGURE V.63. Bilan de $\overline{w^2}$ pour $f = 0$ et $f = 6$ Hz. $f = 0$ Hz (Symboles vides), $f = 6$ Hz (symboles pleins).

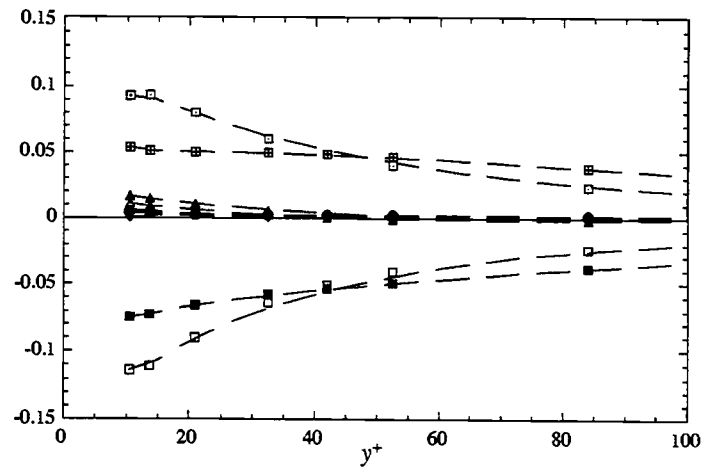


FIGURE V.64. Bilan de \overline{uv} pour $f = 0$ et $f = 6$ Hz. $f = 0$ Hz (Symboles vides), $f = 6$ Hz (symboles pleins).

V.13 Conclusion

Les effets mis en jeu sur la couche limite turbulente manipulée par des oscillations périodiques transversales d'une partie de la plaque plane sur laquelle elle se développe, sont mis en évidence par les résultats expérimentaux suivants :

- Le profil de vitesse moyenne et de son gradient suivant la direction normale à l'écoulement, indiquent une réduction du frottement qui est d'autant plus importante quand la fréquence et l'amplitude des oscillations de la plaque augmentent. La présence de ce phénomène se traduit par un épaissement de la sous couche visqueuse, qui peut aller jusqu'à $y^+ = 11$ pour une réduction du coefficient de frottement de 36%.
- Une importante réduction des valeurs *RMS* des fluctuations de vitesse et de la tension de Reynolds $-\overline{uv}$ est observée. Elle s'accompagne d'une réduction de l'énergie cinétique turbulente ainsi que de sa production. Les effets des oscillations se traduisent également par une réduction des valeurs *RMS* des trois composantes de la vorticité.e.
- L'étude statistique des événements cinématiques dominants montre qu'il y a une modification de leurs contributions à la production de la turbulence en présence des oscillations. En effet, dans la CLM , la contribution des éjections à la tension de Reynolds $-\overline{uv}$, dans la zone interne de la couche limite, diminue tandis que celle des "sweeps" augmente. Ce comportement est dû à un déplacement vers l'extérieur des profils de ces contributions lié à l'épaississement de la sous couche visqueuse. Toutefois, ces raisonnements sont faits sur des quantités normalisées par la tension \overline{uv} qui diminuent en présence des oscillations, ce qui se traduit par une diminution des contributions brutes \overline{uv}_j . L'augmentation de la contribution des "sweeps", par rapport à celle des éjections, a pour effet de modérer la réduction de la tension \overline{uv} .
- Les corrélations spatio-temporelles de la vitesse longitudinale suivant la direction transversale montrent une augmentation de l'espacement transversal entre les "streaks". Par ailleurs, les résultats de corrélations spatiales dans la direction longitudinale, montrent une réduction de la dimension des structures turbulentes dans cette direction.
- L'analyse effectuée à partir des équations de transport des tensions de Reynolds montre que les variations les plus importantes se situent dans la région de proche paroi ($y^+ \leq 40$) sauf pour la composante $\overline{v^2}$. Le terme de production de cette composante est modifié sur toute la zone interne que nous avons expliqué par une augmentation de la redistribution de l'énergie entre les composantes normales $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$.

Chapitre VI

Conclusions et perspectives

L'objectif de ce travail était de reproduire en laboratoire les simulations numériques de l'écoulement en présence d'oscillations transversales imposées au niveau des parois du canal. Il nous était difficile de reproduire exactement les DNS en appliquant les oscillations à tout l'écoulement. Toutefois, nous sommes parvenus à obtenir un écoulement du même type en appliquant les oscillations uniquement sur une partie de la paroi. Cette configuration présente un avantage par rapport aux simulations car la couche limite amont présente toujours les mêmes caractéristiques et au dessus de la partie oscillante l'écoulement est établi. Ceci n'est pas le cas des simulations puisque à partir de l'instant où les oscillations sont appliquées à l'écoulement turbulent, celui-ci présente une évolution permanente, surtout pour les réductions du frottement les plus importantes (Jung *et al.* 1992).

Malgré ces différences, les résultats que nous obtenons sont en bon accord avec les simulations de Jung *et al.* (1992). La réduction maximale du coefficient de frottement dans les deux études est d'environ 40%. Par contre, nous n'avons pas observé de fréquence optimale pour la réduction puisqu'elle augmente de façon monotone avec la fréquence, pour une amplitude donnée. Nous avons montré que ceci vient du fait que dans notre expérience nous faisons varier la fréquence pour une amplitude ΔZ fixée. Les résultats obtenus montrent que la réduction maximale correspond, quel que soit le cas, à une épaisseur de Stokes inférieure à 10 (relations V.4, V.5). Ceci confirme les résultats de Coleman *et al.* (1995) à propos de la hauteur à laquelle il faut appliquer le cisaillement pour obtenir la réduction maximale.

En ce qui concerne le champ turbulent les réductions observées sur les tensions de Reynolds et les valeurs *RMS* des gradients de vitesse et de vorticité longitudinale sont qualitativement comparables à celles des DNS de Jung *et al.* (1992) et Baron & Quadrio (1996). Les différents profils associés à ces grandeurs ainsi qu'à la production montrent un déplacement de la turbulence vers l'extérieur, compatible avec l'épaississement de la sous couche visqueuse. Les augmentations observées sur les moments d'ordre trois et quatre des fluctuations de vitesse, dans la zone de proche paroi, traduisent essentiellement le caractère plus intermittent de l'écoulement.

Les changements aux niveaux des structures "typiques" de l'écoulement concernent particulièrement les "streaks" et les zones de cisaillement qui leur sont associées. Le mécanisme de soulèvement de ces structures est affecté par les oscillations, ceci est bien illustré à la fois par la diminution du coefficient de corrélation des gradients de u selon x et y , de la corrélation spatio-temporelle de $u < 0$ selon y et de l'intensité des éjections. L'augmentation de l'échelle intégrale et de l'espacement des "streaks" selon z est en bon accord avec l'évolution, en fonction de la réduction du frottement, obtenue dans les écoulements en présence de polymères. La diminution de la turbulence ne semble pas affecter les événements cinématiques de la même façon. Les densités de probabilités des fluctuations u et v ainsi que l'analyse dans les quatre quadrants montre que la contribution du quadrant quatre, qui correspond au "sweeps" augmente. Ceci peut être expliqué par le fait que ces événements proviennent de l'extérieur et sont donc moins affectés par le mouvement transversal que les éjections dont l'origine est à la paroi.

Les bilans effectués à partir de l'équation de transport de l'énergie cinétique montrent, dans la zone où le cisaillement transversal est important ($y^+ < 15$), une réduction du terme de diffusion visqueuse de l'énergie qui tend à atténuer la diminution de q^2 . Les mécanismes décrit par Moin *et al.* (1990) à propos de la redistribution de l'énergie entre les composantes de vitesse dans la couche limite tridimensionnelle, ne semblent pas correspondre à ceux observés en présence d'oscillations transversales. Ce point reste à éclaircir car nous ne savons pas si les conclusions auxquelles ils sont arrivés sont basées sur les profils de la corrélation pression-déformation ou vitesse-gradient de pression et dans ce cas leurs conclusions ne seraient valides.

Dans l'avenir, les résultats expérimentaux pourront être analysés plus en détail, en étudiant les moyennes de phases des différentes grandeurs cinématiques afin d'évaluer les effets des oscillations sur les caractéristiques moyennes et turbulentes du champ de vitesse et de vorticité. Les moyennes de phase des corrélations en deux points peuvent être aussi un moyen adéquat pour l'étude de la modulation des structures de proche paroi par les oscillations et en particulier sur leur orientation en fonction de la vitesse transversale. Associée à cette étude, une visualisation par tomographie laser pourrait fournir d'une part, des informations sur la modification des structures en présence des oscillations transversales de la paroi ainsi que sur leur espacement transversal. D'autre part, une visualisation dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement pourrait fournir des informations sur la modification de l'interaction entre les tourbillons longitudinaux et les "streaks".

Les simulations numériques seraient également l'outil complémentaire dans l'analyse des différents points évoqués par la visualisation des champs instantanés de vitesse, de vorticité et de pression en fonction de la phase du cycle.

BIBLIOGRAPHIE

- ACHIA B. U. & THOMPSON D. W. 1977. Structure of the turbulent boundary in drag-reducing pipe flow. *J. Fluid Mech.* **81**, part **3**, 439-464.
- AGUI JH. & ANDREOPOULOS J. 1994. Development of a new laser vorticity probe-LAVOR. Presented at Annu. Symp. on Laser Anemometry, ASME Fluids Engr. Meet. June 19-23, Lake Tahoe, CA.
- AKHAVAN R., JUNG W. J. & MANGIACACCHI N. 1993. Turbulence control in wall-bounded flows by spanwise oscillations. *Applied. scientific. Research* **51**, 299-303.
- ALFREDSSON P. H. & JOHANSSON A. Y. 1984. On the detection of turbulence-generating events. *J. Fluid Mech.* **345**, 325-345.
- ALFREDSSON P. H., JOHANSSON A. V., HARITONIDIS H. H. & ECKELMANN H. 1988. On the fluctuating wall shear stress and the velocity field in the viscous sublayer. *Phys. Fluids.* **31**, 1026.
- ANDERS J. B. & WATSON R. D. 1985. Airfoil large-eddy breakup devices for turbulent drag reduction. *AIAA Shear flow control conference*, Boulder, Colorado, Paper No. 85-0520.
- ANDERSON S. C. & EATON J. K. 1989. Reynolds stress development in a pressure driven three-dimensional turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **202**, 263-294.
- ANTONIA R. A., KIM J. & BROWNE L. W. 1991. Some characteristics of small - scale turbulence in a turbulent duct flow. *J. Fluid Mech.* **233**, 369-388.
- ANTONIA R. A., KIM J. & BROWNE L. W. B. 1992. Low-Reynolds-number effects in a fully developed turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **236**, 579-605.
- ANTONIA R. A. & KIM J. 1994. Low-Reynolds-number effects on near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **276**, 61-80.
- ANTONIA R. A., ZHU Y. & KIM J. 1993. On the measurement of lateral velocity derivatives in turbulent flows. *Experiments in Fluids.* **15**, 65-69.
- BAKEWEL H. P. & LUMLEY J. L. 1967. Viscous sublayer and adjacent wall region in turbulent pipe flows. *Phys. Fluids.* **10**, 1880-1889.
- BALINT J.-L 1986. Contribution à l'étude de la structure tourbillonnaire d'une couche limite turbulente au moyen d'une sonde à neuf fils chauds mesurant le rotationnel. Thèse de Docteur d'Etat es Sciences, Université de Lyon, France.
- BALINT J.-L, VUKOSLAVCEVIC P. & WALLACE J. M. 1987. A study of the vortical structure of the turbulent boundary layer. In *Advances of turbulence* (ed. G. Comte-Bellot & J. Mathieu), 456-464. Springer
- BALINT J.-L, WALLACE J.M. & VUKOSLAVCEVIC P. 1991. The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties. *J. Fluid Mech.* **228**, 53-86.
- BARLOW S. R. & JOHNSTON J. P. 1988. Local effects of large-scale eddies on bursting in a concave boundary layer. *J. Fluid Mech.* **191**, 177-195.

- BARON A. & QUADRIO M. 1996. Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillations. *Appl. Scient. Research* **55**, 311-326.
- BLACKWELDER R. F. & HARITONIDIS J. H. 1983. Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **132**, 87-103.
- BOGARD D. G. & TIEDERMAN W. G. 1986. Burst detection with single-point velocity measurements. *J. Fluid Mech.* **162**, 389-413.
- BRADSHAW P. & TERREL M. 1969. The response of a turbulent boundary layer on a Infinite swept wing to the sudden removal of pressure gradient. *National physical lab. Aero Rept.* 1305, Teddington, England.
- BRADSHAW P. & PONTIKOS N. S. 1985. Measurements in the turbulent boundary layer on an infinite swept wing. *J. Fluid Mech.* **159**, 105.
- BREYER H., KRIEGS H., SCHMIDT U. & STAUDE W. 1993. The measurement of velocity gradient in fluid flow by laser light scattering. Part1: Mean gradients. *Exp. Fluids.* **15**, 200-208.
- BRODKEY R., WALLACE. J & ECKELMANN H. 1974. Some properties of truncated turbulence signals in bounded shear flows. *J. Fluid Mech.* **62**, part 2, 209-224.
- BROWNE L. W. B., ANTONIA R. A. & SHAH D. A. 1988. Selection of wires and wire spacing of \times -wires. *Exp. Fluids.* **6**, 286-288.
- BROWN, G. L. & THOMAS, A. S. W. 1977 Large structure in a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **20**, S243-S252.
- BUSHNELL D. M., HEFNER J. N. & ASH R. L. 1977. Effect of compliant wall motion on turbulent boundary. *Phys. Fluids.* **20**, S31-S48.
- CHAMPAGNE F.H., SCHLEICHER C. A. & WEHRMANN O. H. 1967. Turbulence measurements with inclined hot-wires. *J. Fluid Mech.* **28**, 153-175.
- CHIANG C. & EATON J. K. 1993. An experimental investigation of corotating disks and single disk flow structures. Thermosciences division report MD-62.
- COANTIC M. 1966. Contribution à l'étude de la structure de la turbulence dans une conduite de section circulaire.
- CHOI K. S. 1985. Near-wall turbulence structure on a riblet wall. BMT Report.
- CHOI K. S. 1985. Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets. *J. Fluid Mech.* **208**, 417-458.
- CHOI H., MOIN P. & KIM J. 1993. Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. *J. Fluid Mech.* **255**, 503.
- CHOI H. MOIN P. & KIM J. 1994. Active control for drag reduction in wall-bounded flows. *J. Fluid Mech.* **262**, 75-110.
- CHANG S. I. & BLACKWELDER R. F. 1990. Modification of large eddies in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **213**, 419-442.
- CHORN L. G. 1977. Ph. D thesis, Université Illinois, Urbana.
- CHU D. & KARNIADAKIS G. 1993. The direct numerical simulation of laminar and turbulent flow over riblet. *J. Fluid Mech.* **250**, 1-42.
- CLARK J. A. & MARKLAND E. 1971. Flow visualisation in turbulent boundary layers. *J. Hydr. Div. ASCE.* **97**.

- CLAUSER F. H. 1956. The turbulent boundary layer. In H. L. Dryden and Th. von Karman, editors, *Advances in Applied Mechanics* **4**, Academic Press, Inc., 2-51.
- COLEMAN G. N., KIM J. & LE A.-T 1995. A numerical study of three-dimensional boundary layers. *TSFIO Conf., Penn State*.
- COLES D. E. 1962. A manual of experimental boundary-layer practice for low speed flow. *Rand Report R403R-PR*.
- COLES D. E. 1978. A model for flow in the viscous sublayer. Workshop on Coherent Structures of Turbulent Boundary Layers, AFSOR/Lehigh University, Bethlehem, PA., pp. 462-475.
- COMTE-BELLOT G., SABOT J. & SALEH I. 1978. Detection of intermittent events maintaining Reynolds stress. *Dynam. Flow Conf.*, 213-229.
- COUSTEIX J. & JUILLEN J. C. 1982. Jauges à fil chaud pour la mesure du frottement pariétal (Réalisation, Etalonnage, Applications). *La recherche aérospatiale* **3**, 207-218.
- COUSTOLS E. & COUSTEIX J. 1988. Turbulent boundary layer manipulation in zero pressure gradient flow. 16th Congress of the international council of the aeronautical Sciences, Jerusalem.
- CORINO E. R. & BRODKEY R. S. 1969. A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *J. Fluid Mech.* **37**, 1-30.
- CORRSIN S. 1953. Interpretation of viscous terms in the turbulent energy equation. *J. Aeronaut. Sci.* **12**, 853-854.
- DELVILLE J., BONNET J. P. & LEMAY J. 1987. Etude expérimentale de l'influence d'un manipulateur de turbulence de type lame mince sur la structure d'une couche limite plane incompressible. *Association Aéronautique et Astronautique de France*, Note technique, No. 87-18.
- DJENIDI L., LIANDRAT J., ANSELMET F. & FULACHIER L. 1989. Viscous effects in drag reduction over riblets. *Drag Red. Fluid Flows* (edited by R. H. J. SELLIN & R. T. MOSES), Ellis Horwood, 35-41.
- DONOHUE G. L., TIEDERMAN W. G. & REISCHMAN M. M. 1972. Flow visualization of the near-wall region in a drag-reducing channel flow. *J. Fluid Mech.* **56**, 559.
- DRIVER D. M. & HEBBAR S. 1987a. Experimental study of a three-dimensional, shear driven, turbulent boundary layer. *AIAA J.* **25**, 35-42.
- DURST F., JOVANOVIĆ J. & SENDER J. 1993. Detailed measurements of the near wall region of turbulent pipe flows. *9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Kyoto*.
- EAST L.F. & SAWYER W. G. 1979. An investigation of the structure of equilibrium turbulent boundary layer. *Agard CP.* **271**.
- EATON J. K. 1991. Turbulence structure and heat transfer in three-dimensional boundary layers. *Proceedings of the 9th Symposium on Energy Engineering Sciences*, Argonne Nat. Lab.
- EATON J. K. 1995. Effects of mean flow three dimensionality on turbulent boundary-layer structure. *AIAA J.* **33**, 2020-2025.
- ECKELMAN L. D., FORTUNA G. & HANRATTY T. J. 1972. Drag reduction and the wavelength of flow-oriented wall eddies. *Nature*, Lond. **236**, 94.
- ECKELMANN H. 1974. The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **65**, 439.
- ERM L. P. & JOUBERT P. N. 1991. Low-Reynolds-number turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **230**, 1-44.

- FORTUNA G. & HANRATTY T. 1972. The influence of drag-reducing polymers on turbulence in the viscous sublayer. *J. Fluid Mech.* **53**, part 3, 575-586.
- FOSS F. F., KLEWICKI C. L. & DISIMILE P. J. 1986. Transverse vorticity measurements using an array of four hot-wire probes. NASA contact. Rep. Cr 178098.
- GAD-EL-HAK M., BLACKWELDER R. F. & RILEY J. J. 1984. On the interaction of compliant coatings with boundary-layer flows. *J. Fluid Mech.* **140**, 257-280.
- GAMPERT B. & YONG C. K. 1990. The influence of polymer additives on the coherent structure of turbulent channel flow. In structure of turbulence and drag reduction. (edited by A. Gyr, Springer-Verlag), 223-232.
- GEORGE W. K. & HUSSEIN H. J. 1991. Locally axisymmetric turbulence. *J. Fluid Mech.* **233**, 1-23.
- GOLDSTEIN D., HANDLER R. & SIROVICH L. 1995. Direct numerical simulation of turbulent flow over a modelled riblet covered surface. *J. Fluid Mech.* **302**, 333-376.
- GRASS A. J. 1971. Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries. *J. Fluid Mech.* **50**.
- GYR A. & BEWERSDORFF H-W 1990. Change of structures close to the wall of a turbulent flow in drag reducing fluids. In structure of turbulence and drag reduction. (edited by A. Gyr, Springer-Verlag), 215-222.
- HANDLER R. A., LEVICH E. & SIROVICH L. 1993. Drag reduction in turbulent channel flow by phase randomization. *Phys.Fluids.* **5**.
- HEAD M. R. & BANDYOPADHAY P. 1981. New aspects of turbulent boundary layer structure. *J. Fluid Mech.* **107**, 297-337.
- HOYER K., GYR A. & TSINOBER A. 1996. On the mechanism of drag reduction in dilute polymer solutions. *Applied Scientific Research* **55**, 289-295.
- JIMÉNEZ J. E. 1994. On the structure and control of near wall turbulence. *Phys.Fluids.* **6**, 944-953.
- JIMÉNEZ J. E. & MOIN P. 1991. The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **225**, 213-240.
- JOHANSSON A. V., ALFREDSSON P. H. & ECKELMANN H. 1987a. On the evolution of shear-layer structures in near-wall turbulence. *Advances in Turbulence, First Europ. Turbulence Conf.-Lyon.*, 8.
- JOHANSSON A. V., ALFREDSSON P. H. & KIM J. 1991. Evolution and dynamics of shear-layer structures in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **224**, 579-599.
- JOHNSTON J. P. & FLACK K. A. 1996. Review- Advances in three-dimensional turbulent boundary layers with emphasis on the wall-layer regions. *J. Fluid Engineering.* **118**, 219-232.
- JORGENSEN F. E. 1970. Directional sensitivity of wire and fiber-film probes. An experimental study. *Disa. Information.* **11**, 31-37.
- JUNG W. J., MANGIAVACCHI N. & AKHAVAN R. 1992. Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations. *Phys. Fluids.* **4**, 1605.
- KASAGI N., HIRATA M. & NISHINO K. 1986. Streamwise pseudo-vortical structures and associated vorticity in the near-wall region of wall-bounded turbulent shear flow. *Exp. Fluids.* **4**.
- KASTRINAKIS E. G., ECKELMANN H. & WILMARTH W. W. 1979 *Rev. Sci. Instrum* **50**, 133.

- KASTRINAKIS E. G. & ECKELMANN H. 1983. Measurement of streamwise vorticity fluctuations in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **137**, 165-186.
- KARLSSON R. I. & JOHANSSON T. G. 1986. LDV measurements of higher order moments of velocity fluctuations in a turbulent boundary layer. LDA Symposium, Lisbon.
- KIM J., MOIN P. & CHOI H. 1989. active turbulence control in wallbounded flow using direct numerical simulations. *In Structure of Turbulence and Drag Reduction*, A. Gyr (ed.), Springer-Verlag.
- KIM J., MOIN P. & MOSER R. D. 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds Number. *J. Fluid Mech.* **177**, 133-166.
- KIM, J. & SPALART, P. R. 1987 Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers at low Reynolds numbers. *Phys. Fluids* **30**, 3326-3328.
- KIM J. 1989. On the structure of pressure fluctuations in simulated turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **205**, 421-451.
- KIM H. T., KLINE S. J. & REYNOLDS W. C. 1971. The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **50**, 133-160.
- KLEBANOFF P. S. 1954. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. *NACA TN-3178*.
- KLEWICKI J. C. 1989. On the interactions between the inner and outer motions in turbulent boundary layers. Ph. D. Dissertation, Michigan State University.
- KLINE S. J., REYNOLDS W. C., SCHRAUB F. A. & RUNSTADLER P. W. 1967. The structure of turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **30**, 741-773.
- KOVASZNEY L. S. G. 1967. Structure of the turbulent boundary layer. *Phys. Fluids.* **10**, S25-S30.
- KRAVCHENKO, A. G., CHOI, H. & MOIN, P. 1993 On the relation of near-wall streamwise vortices to wall skin friction in turbulent boundary layers. *Phys. Fluids* **5**, 3307-3309.
- KREPLIN H. P. & ECKELMANN H. 1979a. Propagation of perturbation in the viscous sublayer and adjacent wall region. *J. Fluid Mech.* **95**, 305-322.
- KREPLIN H. P. & ECKELMANN H. 1979b. Behavior of the three fluctuating velocity components in the wall region of a turbulent channel flow. *Phys. Fluids.* **22**, (7) 1233-1239.
- KRIEGS H., SCHULZ R. & STAUDE W. 1993. The measurement of velocity gradients in fluid flow by laser light scattering. Part 2: Statistical properties of gradients. *Exp. Fluids.* **15**, 240-246.
- LAUFER J. 1954. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *N.A.C.A. report N 1174*.
- LEE M. J., KIM J. & MOIN P. 1990. Structure of turbulence at high shear rate. *J. Fluid Mech.* **216**, 561-583.
- LEE T., FISHER M. & SCHWARZ W. H. 1993. Investigation of the stable interaction of a passive compliant surface with a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **257**, 373-401.
- LIGRANI P. M. & BRADSHAW P. 1987. Spatial resolution and measurement of turbulence in the viscous sublayer using subminiature hot-wires probes. *Exps. Fluids* **5**, 407.
- LITTELL H. S. & EATON J. K. 1991. an experimental investigation of the three-dimensional boundary layer on a rotating disk. Thermosciences report MD-60.
- LU S. S. & WILLMARTH W. W. 1973. Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **60**, 481.

- LUMLEY J. L. 1969. Drag reduction by additives. *Annu. Rev. Fluid Mech* **1**, 367.
- MANSOUR N. N.; KIM J. & MOIN P. 1988. Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **194**, 15-44.
- MICHEL R. 1967. Couches limites - Frottement et transfert de chaleur. Cours de l'Ecole nationale Supérieure de l'Aéronautique.
- MOIN P., SHIH T.-H., DRIVER D. & MANSOUR N. N. 1990. Direct numerical simulation of a three-dimensional turbulent boundary layer. *Physics of Fluids.A* **2**, 1846.
- MORRISON W. R. B., BULLOCK K. J. & KRONAUER R. E. 1971. Experimental evidences of waves in the sublayer. *J. Fluid Mech.* **47**, 639-656.
- MURLIS J., TSAI H. M. & BRADSHAW P. 1982. The structure of turbulent boundary layers at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **122**, 13-56.
- NITSCHKE W., HABERLAND C. & THÜNCKER R. 1984. Comparative investigations on friction drag measuring techniques in experimental aerodynamics. *14 th congress of the international council of the aeronautical sciences. septembre..*
- OLDAKER D.K. & TIEDERMAN W. G. 1977. Spatial structure of the viscous sublayer in drag-reducing channel flows. *Phys. Fluids.* **20**, S133.
- ONG L. 1992. Visualisation of turbulent flows with simultaneous velocity and vorticity measurements. Ph. D. Dissertation, University of Maryland.
- PERRY A. E., LIM K. L. & HENBEST S. M. 1987. An experimental study of the turbulence structure in smooth and rough-wall boundary layers. *J. Fluid Mech.* **177**, 437-466.
- PIOMELLI U., BALINT J. -L. & WALLACE J. 1989. On the validity of Taylor's hypothesis for wall-bounded flows. *Letters Phys. Fluids.* **3**, 609-611.
- PRATURI A. K. & BRODKEY R. S. 1978. A stereoscopic visual study of coherent structures in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* **89**, part 2, 251-272.
- PURTELL L. P., KLEBANOFF P. S. & BUCKLEY F. T. 1981. Turbulent boundary layer at low Reynolds number. *Phys. Fluids.* **24**, 802-811.
- RANDOLPH M., ECKELMANN H. & NYCHAS S.G. 1987. Identification of sweeps with the help of the instantaneous velocity gradient dU/dy . *Advances in Turbulence, First Europ. Turbulence Conf.-Lyon..*
- RAO K. NARASIMHA R. & NARAYANAN M. A. B. 1971. The bursting phenomenon in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **48**, 339-352.
- ROBINSON S. K. 1991b. The kinematics of turbulent boundary layer structure. *NASA TM 103859.*
- SALEH I. 1978. Contribution à l'étude de l'entretien intermittent de la tension de Reynolds dans les écoulements turbulents anisotropes. Thèse de Docteur-Ingénieur No. 295, Université de Lyon.
- SAVILL A. M., TRUONG T. V. & RYHMING I. L. 1986. Turbulent drag reduction by passive means. *First european drag reduction meeting.*
- SAVILL A. M. 1987. effects on turbulent boundary layer structure of longitudinal riblets alone and in combination with outer layer devices. *In flow visualisation 4*, Proc. 4th. Int. Symp. Flow Visualisation, Paris Charnay C., Hemisphere Publ. Corp., p. 303.
- SCHLICHTING H. 1968. Boundary-layer theory. McGraw-Hill, New York, sixth edition.
- SENDSTAD O. & MOIN P. 1991. On the mechanism of 3-D turbulent boundary layers. *Eighth Symp. on Turb. Shear Flows. Tech. Univ. of Munich.* **1**, 5-4-1.

- SENDSTAD O. & MOIN P. 1992. The near wall mechanics of three-dimensional turbulent boundary layers. Report No. TF-57.
- SMITH C. R. & METZLER S. P. 1983. The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **129**, 27.
- SMITH C. R. & SCHWARTZ S. P. 1983. Observation of streamwise rotation in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **26**, 641.
- SPALART P. R. 1988. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R_\theta = 1410$. *J. Fluid Mech.* **187**, 61-98.
- SPALDING D. B. 1961. A single formula for the law of the wall. *Trans. ASME C: J. Appl. Mech.* **28**, 455-458.
- SQUIRE L. C. & SAVILL A. M. 1989. Drag measurements on planar riblet surfaces at high subsonic speeds. *Applied Scientific Research* 46-3.
- TALMON A. M., KUNEN M. G. & OOMS G. 1986. Simultaneous flow visualisation and Reynolds-stress measurement in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **163**, 459-478.
- TARDU S. & BINDER G. 1994. Corrélations spatio-temporelles et échelles de longueurs dans les écoulements pulsés en canal. Rapport DRET n 91.086.
- THEODORSEN T. 1952. In mechanism of turbulence. *Proc. of 2nd Midwestern Conf. on Fluid Mech.*
- TIEDERMAN W. G., LUCHIK T. S. & BOGARD D. G. 1985. Wall-layer structure and drag reduction. *J. Fluid Mech.* **156**, 419-437.
- TOMS B.A 1948. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds number. *In Proc. First Intl. Congr on Rheology, Holland II*, 135-141.
- TOWNSEND A. A. 1951. The structure of the turbulent boundary layer. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **47**, 375.
- TOWNSEND A. A. 1956. The structure of turbulent shear flow. *Cambridge University Press*, 232-237.
- UEDA H. & HINZE J. O. 1975. Fine-structure turbulence in the wall region of a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **67**, part 1, 125-143.
- URUSHIHARA T., MEINHART C. D. & ADRIAN R. J. 1993. Investigation of the logarithmic layer in pipe flow using particle image velocimetry. In *Near-Wall Turbulent Flows*, ed. RMC So, CG Speziale, BE Launder, pp. 433-46. Amsterdam London New York Tokyo: Elsevier, 1048pp.
- VAN DRIEST E. R. 1956. On turbulent flow near a wall,. *J. Aeronaut. Sci.* **23**, 1007.
- VAN DEN BERG B., ELSENAAR A., LINDHOUT J. P. F. & WESSELING P. 1975. Measurement in an incompressible three-dimensional turbulent boundary layer, under infinite swept wing conditions, and comparison with theory. *J. Fluid Mech.* **70**, Part 1, 127-148.
- VIRK P. S. 1975. Drag reduction fundamentals. *AICHE* **21**, No.4, 625-656.
- VUKOSLAVCEVIC P. & WALLACE J. M. 1981. Influence of velocity gradients on measurements of velocity and streamwise vorticity with hot-wire \times array probes. *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 869.
- VUKOSLAVCEVIC P., WALLACE J. M., BALINT J. -L 1991. The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 1. Simultaneous measurement by hot-wire anemometry. *J. Fluid Mech.* **228**, 25-51.
- WALLACE J. M., ECKELMANN H. & BRODKEY R. S. 1972. The wall region in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* **54**, 39-48.

- WALLACE J. M. & FOSS J. F. 1995. The measurement of vorticity in turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **27**, 469-514.
- WALKER D. T. & TIEDERMAN W. G. 1990. Turbulent structure in a channel flow with polymer injection at the wall. *J. Fluid Mech.* **218**, 377-403.
- WALSH M. J. 1980. Drag characteristics of V-groove and transverse curvature riblets. *In viscous drag reduction* (ed. G. R. hough). AIAA.
- WALSH M. J. 1982. Turbulent boundary layer drag reduction using riblets. AIAA paper 82-0169.
- WALSH M. J. 1983. Riblets as a viscous drag reduction technique. *AIAA J.* **21**, 485.
- WEI T. & WILLMARTH W. W. 1992. Modifying turbulent structure with drag-reducing polymer additives in turbulent channel flows. *J. Fluid Mech.* **245**, 619-641.
- WELLS C. S. & SPANGLER J. G. 1967. *L.T.Y. Research Center Rep.*, Dallas, Texas, No. 0.71000/7R-4.
- WYNGAARD J. C. 1969. Spatial resolution of the vorticity meter and other hot-wire arrays. *J. Sci Instrum.* **2**, 983-987.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 5 Juillet 1984, modifié par l'arrêté du 21 Mars 1988 et l'arrêté du 23 Novembre 1988,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Mr D. JEANDEL Professeur - L M F A - Ecole Centrale de Lyon,

et les rapports de

Mr F. ANSELMET Chargé de Recherche CNRS - Institut de Recherche sur les
phénomènes Hors Equilibre - I R P H E IHT2 - 12, avenue
Général Leclerc - 13003 MARSEILLE,

Mr P. LUCHINI Professeur - Dipartimento di Ingegneria Aerospaciale -
Politecnico di Milano - Via Golgi 40, 20133 MINALO
(Italie),

Madame REZG née SKANDAJI Latifa

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention

du titre de **DOCTEUR**

Spécialité : THERMIQUE ET ENERGETIQUE

Fait à Ecully, le 13 février 1997

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur
de l'Administration de la Recherche



F. LEBOEUF

