

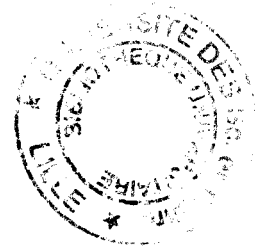
20105283

20326
1995
131

N° d'ordre: 1618

THESE DE DOCTORAT
présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE
pour obtenir le Grade de
DOCTEUR EN MECANIQUE
par

Amaury DELDICQUE



**ETUDE DE L'INFLUENCE DU NOMBRE DE
REYNOLDS SUR DES ECOULEMENTS
TURBULENTS DE COUETTE-POISEUILLE
A L'AIDE D'UNE APPROCHE
EXPERIMENTALE ET D'UNE
MODELISATION AUX CONTRAINTES DE
REYNOLDS**

Soutenue le 29 Novembre 1995

devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

- | | | |
|-------------|------------------|---|
| Président | : M. DYMENT, | Professeur à l'USTL. |
| Rapporteurs | : M. BONNET, | Directeur de Recherches au CNRS,
CEAT de Poitiers. |
| | M. VANDROMME, | Professeur à l'INSA de Rouen. |
| Membres | : M. EHRENSTEIN, | Professeur à l'USTL. |
| | M. HANJALIC, | Professeur à l'Université de Delft (Pays-Bas). |
| | M. MONNIER, | Ingénieur à l'Institut de Mécanique des Fluides
de Lille (ONERA-IMFL). |
| | M. STANISLAS, | Professeur à l'Ecole Centrale de Lille
(directeur de thèse). |



Avant-propos

La partie expérimentale de ce travail a été effectuée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (établissement de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales). Les parties restantes ont été réalisées à l'Ecole Centrale de Lille. Je remercie Monsieur Bahurel, Directeur de l'IMFL, et Monsieur Gentina, Directeur de l'Ecole Centrale de Lille, de m'avoir accueilli au sein de leur établissement.

Je remercie également Monsieur Dymont, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, d'avoir examiné mon travail et d'avoir accepté de présider le jury.

Mes remerciements vont à Monsieur Bonnet, Directeur de recherches au CEAT de Poitiers et Monsieur Vandromme, Professeur à l'INSA de Rouen, pour avoir examiné mon travail en qualité de rapporteurs. Ils vont également aux membres du jury: Monsieur Ehrenstein, Professeur à l'USTL, Monsieur Hanjalic, Professeur à l'Université de Delft et Monsieur Monnier, Ingénieur à l'IMFL.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Stanislas, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille et ingénieur à l'IMFL, pour l'encadrement scientifique qu'il a su me prodiguer durant ces trois années de recherche.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Monnier pour les différents conseils qu'il a pu m'apporter lors de la partie expérimentale ainsi qu'envers Monsieur Dupont, Maître de Conférences à l'Ecole Centrale de Lille, pour les aides diverses qu'il a été amené à me fournir.

Enfin, je ne saurais oublier toutes les personnes travaillant à l'IMFL, ainsi qu'à l'Ecole Centrale de Lille, qui ont contribué de diverses manières au bon déroulement de cette thèse.

Table des matières

Notations principales	5
Introduction	7
I ETUDE EXPERIMENTALE	9
1 Généralités	11
1.1 But de l'étude	11
1.2 Equations du mouvement	13
1.3 Installation expérimentale	17
1.3.1 Description	17
1.3.2 Dispositif de mesure et instrumentation	19
1.3.3 Volume de mesure	23
1.3.4 Problèmes liés à l'utilisation de l'anémométrie à fil chaud	25
1.3.5 Détermination de la vitesse de frottement	25
1.3.6 Gradient de pression	27
1.3.7 Spectres d'énergie unidimensionnels	28
2 Ecoulements de Couette-Poiseuille	31
2.1 Etude bibliographique	31
2.2 Caractérisation des conditions en amont de la paroi mobile	40
2.3 Résultats expérimentaux	43
2.3.1 Introduction	43
2.3.2 Ecoulement de type Poiseuille	44
2.3.3 Ecoulement de type intermédiaire	47
2.3.4 Ecoulement de type Couette	50
2.3.5 Comparaisons des écoulements étudiés	53
2.3.6 Ecoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds	56
2.4 Conclusion	59

II	ETUDE NUMERIQUE	61
3	Fermeture des équations de la turbulence	63
3.1	Introduction	63
3.2	Termes de diffusion	66
3.3	Terme redistributif	68
3.4	Terme de dissipation visqueuse	74
3.5	Equation de transport pour ϵ	78
4	Applications aux écoulements de Couette-Poiseuille	83
4.1	Introduction	83
4.2	Ecoulements de Poiseuille pur	84
4.3	Ecoulements de type Poiseuille	87
4.4	Ecoulements de type intermédiaire	90
4.5	Ecoulements de type Couette	93
4.6	Bilans des équations de transport	95
4.7	Conclusion	103
III	DISCUSSION	105
5	Influence du nombre de Reynolds	107
5.1	Introduction	107
5.2	Ecoulements de type Poiseuille	108
5.3	Ecoulements de type intermédiaire	111
5.4	Ecoulements de type Couette	112
5.5	Etats de la turbulence	117
5.6	Conclusion	121
6	Développements asymptotiques	125
6.1	Introduction	125
6.2	Analyse	126
6.2.1	Ecoulements de type Poiseuille	127
6.2.2	Ecoulements de type Couette	143
6.3	Conclusion	147
7	Conclusion générale	149
	Références bibliographiques	155
	Annexe	163
	Tableau	167
	Liste des figures	173

Notations principales

a_{ij} :	Tenseur d'anisotropie du champ turbulent ($a_{ij} = \overline{u_i u_j} / k - 2\delta_{ij}/3$).
A_2 :	Deuxième invariant du tenseur d'anisotropie du champ turbulent ($A_2 = a_{ij} a_{ij}$).
A_3 :	Troisième invariant du tenseur d'anisotropie du champ turbulent ($A_3 = a_{ij} a_{jk} a_{ki}$).
D_{ij}^ν :	Diffusion visqueuse de $\overline{u_i u_j}$.
D_{ij}^p :	Diffusion par la pression de $\overline{u_i u_j}$.
D_{ij}^t :	Diffusion turbulente de $\overline{u_i u_j}$.
E :	Tension de sortie de l'anémomètre.
\overline{E} :	Tension moyenne de sortie de l'anémomètre.
E_i :	Tension de sortie de l'anémomètre pour le fil i .
e_i :	Fluctuations des tensions E_i .
$\sqrt{e^2}$:	Ecart-type des fluctuations.
e_{ij} :	Tenseur d'anisotropie du champ dissipatif ($e_{ij} = \epsilon_{ij} / \epsilon - 2\delta_{ij}/3$).
E_2 :	Deuxième invariant du tenseur d'anisotropie du champ dissipatif ($E_2 = e_{ij} e_{ij}$).
E_3 :	Troisième invariant du tenseur d'anisotropie du champ dissipatif ($E_3 = e_{ij} e_{jk} e_{ki}$).
n :	Fréquence.
h :	Hauteur du canal.
k :	Energie cinétique turbulente.
k_1 :	Nombre d'onde : $k_1 = 2\pi n / \overline{U}$.
l^+ :	Longueur visqueuse ($l^+ = \nu / u_\tau$).
P :	Pression statique instantanée.
p :	Fluctuation de pression.
Pa :	Pression atmosphérique.
\overline{P} :	Pression moyenne.
R :	Résistance du fil chaud.
R_0 :	Résistance du fil chaud à la température de référence T_0 .
Re_b :	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse relative des parois ($Re_b = V_b h / \nu$).
Re_{max} :	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale ($Re_{max} = U_{max} h / \nu$).
Re_q :	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse de débit ($Re_q = U_q h / \nu$).
R_t :	Nombre de Reynolds turbulent ($R_t = k^2 / \nu \epsilon$).
T :	Température du fil chaud.
T_0 :	Température de référence du fil chaud.
t :	Temps.
\vec{U} :	Vecteur vitesse.
U_i :	Composante de la vitesse instantanée dans la direction i ($U_1 = U, U_2 = V, U_3 = W$).

\bar{U}_i :	Composante de la vitesse moyenne dans la direction i .
U_{max} :	Vitesse maximale.
U_q :	Vitesse de débit.
$(\bar{U} - V_b)_1^+$:	Vitesse moyenne adimensionnée $((\bar{U} - V_b)_1^+ = (\bar{U} - V_b)/u_{\tau_1})$.
$(V_b - \bar{U})_1^+$:	Vitesse moyenne adimensionnée $((V_b - \bar{U})_1^+ = (V_b - \bar{U})/u_{\tau_1})$.
U_2^+ :	Vitesse moyenne adimensionnée $(U_2^+ = \bar{U}/u_{\tau_2})$.
u_i :	Composante de la vitesse fluctuante dans la direction i ($u_1 = u, u_2 = v, u_3 = w$).
$\overline{u_i u_j}$:	Corrélation double de vitesse.
$\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}$:	Corrélations normales de vitesse.
$\overline{uv}, \overline{uw}, \overline{vw}$:	Corrélations croisées de vitesse.
\overline{w}_{ext_0} :	Extrapolation de \overline{w} en $y = 0$.
\overline{w}_{ext_h} :	Extrapolation de \overline{w} en $y = h$.
u_τ :	Vitesse de frottement.
u_{τ_1} :	Vitesse de frottement en $y = 0$.
u_{τ_2} :	Vitesse de frottement en $y = h$.
u_{τ_e} :	Vitesse de frottement effective ($u_{\tau_e}^2 = u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2$).
V_b :	Vitesse de la paroi mobile.
$x_1 = x$:	Coordonnée longitudinale.
$x_2 = y$:	Coordonnée normale aux parois, dirigée de la paroi mobile vers la paroi fixe.
$x_3 = z$:	Coordonnée transversale.
y_1^+ :	Distance pariétale adimensionnée ($y_1^+ = y u_{\tau_1} / \nu$).
$(h - y)_2^+$:	Distance pariétale adimensionnée ($(h - y)_2^+ = (h - y) u_{\tau_2} / \nu$).
α :	Coefficient thermique de résistivité du fil chaud.
α_i :	Angle entre l'axe de sonde et le fil i .
δ_{ij} :	Symbole de Kronecker.
ϵ_{ij} :	Dissipation de $\overline{u_i u_j}$.
ϵ :	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.
Φ_{ij} :	Redistribution de $\overline{u_i u_j}$.
μ :	Viscosité dynamique du fluide.
ν :	Viscosité cinématique du fluide.
ν_t :	Viscosité turbulente.
ρ :	Masse volumique du fluide.
τ :	Contrainte de cisaillement totale ($\tau = \mu d\bar{U}/dy - \rho \overline{uv}$).
φ :	Angle entre l'axe de sonde et la vitesse moyenne.
ψ_i :	Angle entre la vitesse moyenne et le fil i ($\psi_i = \alpha_i - \varphi$).

Introduction

La turbulence est un phénomène physique qui survient dans un grand nombre d'écoulements en Mécanique des Fluides. Il est par conséquent nécessaire de bien cerner son rôle pour différentes configurations d'écoulements. Plus spécifiquement, c'est la turbulence en présence de parois rigides qui fait ici l'objet d'une attention particulière car elle survient dans un grand nombre d'écoulements de type industriel. Une prédiction correcte de ces écoulements repose évidemment sur une bonne compréhension des différents phénomènes physiques qui surviennent lorsque la turbulence interagit avec une paroi.

Pour une étude de la turbulence pariétale, les écoulements de Couette-Poiseuille ont été retenus. Ceux-ci sont caractérisés par deux groupements sans dimension indépendants. Cette situation souple les rend particulièrement attrayants pour ce genre d'étude. Ils présentent également l'avantage d'être des écoulements à géométrie simple et, donc, d'être facilement accessibles à différents types d'investigations.

Schématiquement, il existe trois manières différentes d'étudier un écoulement turbulent. La première est d'ordre expérimental. La seconde est d'ordre numérique. Enfin, la troisième est d'ordre analytique. Cette dernière approche est relativement limitée de par la complexité du problème.

Afin que l'étude des écoulements de Couette-Poiseuille soit la plus fructueuse possible, les trois types d'approches sont utilisés dans le présent travail. Ils font chacun l'objet d'une partie de ce mémoire.

Expérimentalement, divers moyens de mesures sont disponibles. Celui qui est retenu ici est l'anémométrie à fil chaud. Cette dernière, bien adaptée à l'étude de la turbulence, permet de caractériser statistiquement les écoulements. Une modélisation de type statistique (modèles au second ordre) est utilisée pour prédire numériquement les différents moments statistiques au sein des écoulements faisant l'objet de ce mémoire. Le but à terme est de s'appuyer sur les résultats disponibles tant expérimentaux que numériques pour effectuer une étude paramétrique de ces écoulements. La troisième approche de type analytique (analyse dimensionnelle et asymptotique) vise à conforter, expliquer voire prolonger les différentes constatations qui peuvent ressortir de cette étude paramétrique.

Partie I

ETUDE EXPERIMENTALE

Chapitre 1

Généralités

1.1 But de l'étude

La simulation numérique d'écoulements turbulents s'est imposée à juste titre comme un outil indispensable en Mécanique des Fluides. Il y a à cela essentiellement deux raisons. D'un côté, elle permet la prédiction d'écoulements complexes comme ceux qui surviennent dans l'industrie et qui ne sont pas forcément accessibles à des investigations expérimentales. Dans ce cadre prédictif, une approche statistique est généralement retenue. D'un autre côté, plus fondamental, elle permet de mieux cerner les différents mécanismes qui régissent un écoulement turbulent. Dans ce cadre touchant à la compréhension même de la turbulence, le recours aux simulations des grandes échelles et aux simulations directes est devenue chose courante.

Diverses solutions existent donc pour simuler un écoulement turbulent. La plus ancienne est l'approche statistique. Elle prend comme point de départ les équations de Navier-Stokes que l'on a moyennées. Cette opération introduit des termes inconnus qu'il faut modéliser. La phase de modélisation est rendue délicate par le fait que ces termes ne sont pas toujours accessibles à l'expérience. Pour pallier ce manque d'informations, on fait de plus en plus appel aux résultats de simulations directes. Les hypothèses sur lesquelles repose la modélisation statistique émanent de considérations théoriques, physiques, voire intuitives. Ce type d'approche qui permet la prédiction d'écoulements complexes nécessite à priori une bonne connaissance de la physique de l'écoulement. En effet, les nombreuses hypothèses introduites limitent généralement le champ d'applicabilité des modèles à une certaine classe d'écoulements. Une autre approche pour simuler un écoulement turbulent est la simulation des grandes échelles. Cette méthode, fondée sur des hypothèses moins contraignantes que la précédente, vise à ne déterminer que les plus grosses structures présentes au sein de l'écoulement. Les plus petites structures, qui sont supposées d'un caractère plus universel, sont modélisées. Enfin, l'utilisation d'une simulation directe qui ne repose sur aucune modélisation permet la détermination de l'ensemble des échelles présentes au sein d'un écoulement turbulent.

De ces trois méthodes, il va de soi que la première entraîne la plus grande perte d'informations étant donné le filtre appliqué aux équations de Navier-Stokes (moyenne temporelle). L'utilisation de la simulation numérique directe s'avère limitée pour différentes raisons. La capacité des plus gros calculateurs actuels n'autorise la simulation que pour des écoulements évoluant dans ou autour de géométries simples et à faible nombre de Reynolds. De plus, l'utilisation de puissants moyens de calcul rend le coût de telles simulations important. Néanmoins le recours aux simulations directes étant de plus en plus fréquent, la nécessité de disposer de résultats expérimentaux fiables permettant leur validation se fait souvent sentir.

Les travaux expérimentaux qui vont être présentés ici portent sur les écoulements turbulents de Couette-Poiseuille. Ils s'intègrent de façon logique dans une série de travaux numériques et expérimentaux effectués à l'I.M.F.L. Monnier [1] et Vanhée [2] ont simulé numériquement ces écoulements à l'aide de modèles statistiques. Ces auteurs ont constaté des différences notables entre leurs prédictions et les résultats expérimentaux à haut nombre de Reynolds d'El Telbany & Reynolds [3], [4], [5], seuls résultats disponibles à l'époque. La nécessité de disposer d'autres résultats expérimentaux est alors apparue. Dans ce but, une installation a été définie et réalisée à l'I.M.F.L (Corenflos [6]). Celle-ci permet de disposer d'expériences dont les caractéristiques principales sont:

- des conditions aux limites simples et bien définies.
- un faible nombre de Reynolds accessible à la simulation numérique directe.

Corenflos a pu étudier trois cas d'écoulement de Couette-Poiseuille. Le faible nombre de Reynolds de l'étude a permis une comparaison satisfaisante avec les simulations directes disponibles à l'époque.

Les écoulements de Couette-Poiseuille sont une combinaison de deux écoulements bien connus: l'écoulement de Poiseuille pur et l'écoulement de Couette pur. La présence simultanée d'un gradient de pression et d'une paroi mobile engendre une dissymétrie du champ moyen et du champ fluctuant de ces écoulements. Malgré une complexité accrue, ces écoulements présentent, sur un plan fondamental, l'avantage d'isoler certains phénomènes turbulents. Par ailleurs, ils sont des représentations simplifiées mais réalistes, de situations rencontrées dans l'industrie. On peut citer les problèmes de lubrification hydrodynamique et ceux qui surviennent dans les cellules d'électro-déposition.

Les écoulements de Couette-Poiseuille se scindent en trois catégories (figure 1):

- Les écoulements de type Poiseuille dont le profil de vitesse moyenne présente un maximum décalé vers la paroi mobile (dans le cas d'un gradient de pression favorable).

- Les écoulements de type intermédiaire dont le profil de vitesse moyenne présente un gradient de vitesse moyenne à la paroi mobile voisin de zéro.
- Les écoulements de type Couette dont le profil de vitesse moyenne présente un point d'inflexion, mais qui ne se situe pas sur l'axe de symétrie du canal comme c'est le cas pour les écoulements symétriques de Couette pur.

Dans un premier temps, le travail expérimental entrepris par Corenflos a été poursuivi (chapitres 1 et 2). Plusieurs écoulements de Couette-Poiseuille ont été étudiés à un nombre de Reynolds Re_q (basé sur la vitesse débitante U_q , la hauteur du canal h , la viscosité cinématique de l'air ν), proche de 10000. Par rapport à l'étude de Corenflos, ce paramètre a sensiblement doublé. Un écoulement à un nombre Re_q de l'ordre de 5000 a également été étudié afin de faciliter certaines comparaisons. Ces écoulements sont habituellement caractérisés par deux groupements sans dimension indépendants: Re_q et U_q/V_b (où V_b est la vitesse de la paroi mobile).

Dans un second temps, le travail de simulation numérique développé par Monnier [1] puis Vanhée [2] a été repris (chapitres 3 et 4). Trois modèles aux contraintes de Reynolds ont été testés. Les prédictions numériques sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus. Des résultats de simulations numériques directes récemment publiés ont également été utilisés pour caractériser le comportement des modèles.

Fort de l'ensemble de ces résultats, une étude de l'influence du nombre de Reynolds sur ces écoulements a été entreprise (chapitre 5). Elle a permis d'aboutir à un certain nombre de conclusions et a incité à entreprendre une approche asymptotique des écoulements de type Poiseuille et de type Couette (chapitre 6). Elle a permis une meilleure compréhension des phénomènes physiques différenciant ces deux catégories d'écoulement. En conclusion du présent travail, les différents résultats obtenus ont été rappelés au chapitre 7. Plusieurs perspectives y ont été proposées également.

1.2 Equations du mouvement

Pour un écoulement de fluide newtonien, isovolume et à température constante, les équations régissant le mouvement sont les équations classiques de Navier-Stokes. Celles-ci forment un système de quatre équations à quatre inconnues:

On dispose de l'équation de continuité:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1.1}$$

et des trois équations de quantité de mouvement:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + \rho f_i \quad \text{pour: } i = 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

Ces équations traduisent le fait que la variation locale de la quantité de mouvement est due aux forces de pression, aux forces de frottement et aux forces à distance (champ de gravité, magnétique...). Pour les écoulements étudiés ici, on négligera ce troisième terme du membre de droite.

Pour un écoulement turbulent, O.Reynolds a proposé de décomposer toute grandeur instantanée en sa valeur moyenne et en sa valeur fluctuante. Cette décomposition s'écrit:

$$U_i = \bar{U}_i + u_i \quad \text{pour: } i = 1, 2, 3 \quad P = \bar{P} + p \quad (1.3)$$

$$\bar{u}_i = 0 \quad \text{pour: } i = 1, 2, 3 \quad \bar{p} = 0 \quad (1.4)$$

\bar{U}_i est généralement la moyenne temporelle, définie par:

$$\bar{U}_i = \frac{1}{2\delta t} \int_{t_0-\delta t}^{t_0+\delta t} U_i dt \quad t_0 \text{ quelconque}$$

Le temps d'intégration $2\delta t$ doit être suffisamment grand devant les temps caractéristiques de la turbulence.

Cette décomposition de la vitesse instantanée est à la base de la majorité des modèles de fermeture en un point. Toutefois, afin de prendre en compte de possibles déséquilibres spectraux, d'autres décompositions telles que la décomposition en rangs multiples sont possibles (Schiestel [7]). En reportant l'équation (1.3) dans les équations (1.1) et (1.2) puis en prenant la moyenne, on aboutit aux équations de Reynolds

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.5)$$

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \bar{u}_i u_j \right] \quad \text{pour: } i = 1, 2, 3, \quad (1.6)$$

Le moyennage des équations de Navier-Stokes a engendré, au travers du terme convectif, des inconnues supplémentaires que sont les corrélations turbulentes $\bar{u}_i u_j$. Elles sont au nombre de six. Multipliées par la masse volumique ρ , elles ont la dimension d'une contrainte. On peut remarquer que ces corrélations sont reportées dans le second membre. Ceci traduit le fait que les contraintes turbulentes $-\rho \bar{u}_i u_j$

jouent, comme les contraintes visqueuses $\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}$, un rôle diffusif qui est une propriété caractéristique de la turbulence.

C'est l'apparition de ces nouvelles inconnues qui nécessite une phase de modélisation. En effet, il faut soit relier les grandeurs turbulentes au champ moyen (c'est-à-dire trouver des lois de comportement), soit trouver d'autres équations régissant leur évolution au cours du mouvement (c'est-à-dire trouver des équations de transport).

En partant des équations pour les vitesses fluctuantes u_i , que l'on multiplie par u_j et que l'on moyenne, on peut obtenir des équations de transport pour les corrélations $\overline{u_i u_j}$. Elles peuvent s'écrire de la façon suivante:

$$\begin{aligned}
 \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} &= - \left[\overline{u_j u_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k} \right] \\
 (1) & \qquad \qquad \qquad (2) \\
 & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\overline{u_i u_j u_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{ik} u_j + \delta_{jk} u_i) + \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right] \\
 & \qquad \qquad \qquad (3) \qquad \qquad \qquad (4) \qquad \qquad \qquad (5) \\
 & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \\
 & \qquad \qquad \qquad (6) \qquad \qquad \qquad (7)
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

L'interprétation physique suivante est donnée aux différents termes:

- (1): convection de la corrélation par l'écoulement moyen,
- (2): production par l'écoulement moyen,
- (3): diffusion par les fluctuations de vitesse,
- (4): diffusion par les fluctuations de pression,
- (5): diffusion visqueuse,
- (6): redistribution,
- (7): dissipation visqueuse.

Les écoulements de Couette-Poiseuille sont régis par les équations (1.5), (1.6) et (1.7). Lorsqu'ils sont établis, ces équations se simplifient notablement compte tenu des hypothèses suivantes (le référentiel utilisé est présenté sur la figure 1):

1. L'écoulement est plan, parallèlement à (Oxy) . Toutes les grandeurs moyennes sont indépendantes de z .
2. L'écoulement est par droites parallèles. Seule la vitesse longitudinale \bar{U} est non nulle.
3. L'écoulement est établi. L'ensemble des moments statistiques est indépendant de l'abscisse x .

On obtient les équations simplifiées suivantes:

$$\begin{aligned}
0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{d}{dy} \left[\nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv} \right] \\
0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \frac{d}{dy} \left[-\overline{v^2} \right] \\
0 &= \overline{vw}
\end{aligned} \tag{1.8}$$

et

$$\begin{aligned}
0 &= -2\overline{uv} \frac{d\bar{U}}{dy} + 2 \frac{\overline{p \partial u}}{\rho \partial x} - \frac{d}{dy} \left[\overline{u^2 v} - \nu \frac{d\overline{u^2}}{dy} \right] - 2\nu \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x_k} \frac{\partial u}{\partial x_k} \right)} \\
0 &= 2 \frac{\overline{p \partial v}}{\rho \partial y} - \frac{d}{dy} \left[\overline{v^3} + 2 \frac{\overline{pv}}{\rho} - \nu \frac{d\overline{v^2}}{dy} \right] - 2\nu \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial x_k} \frac{\partial v}{\partial x_k} \right)} \\
0 &= 2 \frac{\overline{p \partial w}}{\rho \partial z} - \frac{d}{dy} \left[\overline{vw^2} - \nu \frac{d\overline{w^2}}{dy} \right] - 2\nu \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial x_k} \frac{\partial w}{\partial x_k} \right)} \\
0 &= -\frac{\overline{v^2}}{dy} \frac{d\bar{U}}{dy} + \frac{p}{\rho} \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)} - \frac{d}{dy} \left[\overline{uv^2} + \frac{\overline{pu}}{\rho} - \nu \frac{d\overline{uv}}{dy} \right] \\
&\quad - 2\nu \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x_k} \frac{\partial v}{\partial x_k} \right)}
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Etant donnée la troisième hypothèse, la seconde équation du système (1.8) traduit le fait que la pression P est la somme d'une fonction de l'abscisse x et d'une fonction de l'ordonnée y . Le gradient longitudinal de pression est donc une fonction unique de l'abscisse x . La première équation du système (1.8) fournit le résultat suivant:

$$\frac{d}{dy} \left[\nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv} \right] = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \text{constante} \tag{1.10}$$

Il faut remarquer que la condition (1.10) ne permet pas à elle seule de conclure quant à l'établissement de l'écoulement dans la direction x . On constatera, par la suite, que l'obtention d'un gradient de pression longitudinal constant n'est pas le signe d'un écoulement établi. Celui-ci s'avère être constant bien avant l'établissement de toutes les grandeurs du champ moyen et du champ fluctuant. La question de savoir si un écoulement est établi ou ne l'est pas est plus difficile qu'il n'y paraît. Dans la présente étude, on suppose que l'écoulement est établi dès que la variation des moments d'ordre deux entre deux stations consécutives peut être considérée comme "suffisamment" faible.

Finalement, les équations du mouvement moyen se réduisent à la seule équation de quantité de mouvement longitudinale (1.10). Dans cette équation, le couplage entre le champ moyen et le champ fluctuant se fait au travers de la seule contrainte turbulente de cisaillement \overline{uv} , traduisant l'importance du rôle joué par cette contrainte. Les écoulements de Couette-Poiseuille étant supposés homogènes dans la direction z , des considérations d'ordre statistique montrent que la corrélation croisée \overline{vw} doit être nulle. Le tenseur de Reynolds se réduit donc à trois corrélations normales et à une corrélation croisée. Aussi, seules quatre équations de transport sont nécessaires pour décrire l'évolution du champ turbulent suivant l'ordonnée y pour un écoulement de Couette-Poiseuille établi.

Les trois premières équation du système (1.9) montrent que seule la corrélation longitudinale $\overline{u^2}$ reçoit de l'énergie directement du mouvement moyen. La présence d'un gradient de vitesse doit donc se traduire par une anisotropie du champ turbulent. Le terme de corrélation pression-déformation joue un rôle redistributif pour l'énergie dans la mesure où sa trace est nulle. Suffisamment loin des parois, ce terme de redistribution joue un rôle de retour à l'isotropie: une partie de $\overline{u^2}$ est alors redistribuée vers $\overline{v^2}$ et vers $\overline{w^2}$. La corrélation $\overline{v^2}$ participe à son tour à la production de la corrélation \overline{uv} .

1.3 Installation expérimentale

1.3.1 Description

Compte tenu des travaux déjà effectués sur le sujet, la description de l'installation et des moyens de mesures sera effectuée de manière succincte. Pour plus de détails, on pourra se reporter au travail de Corenflos [6].

Le banc d'essais est schématisé sur la figure 2. La soufflerie est de type Eiffel atmosphérique. L'air est aspiré dans le laboratoire par un ventilateur centrifuge. Il passe dans un caisson de tranquillisation via un coude puis un divergent. Depuis le caisson de tranquillisation, l'air est guidé grâce à des convergents, soit vers la veine de sondage, soit vers la veine d'étalonnage. Le ventilateur peut avoir un débit maximum proche de $3500 \text{ m}^3/\text{h}$ et imposer au fluide une surcharge de 4900 Pa . Il

est entraîné par un moteur asynchrone de 5,5 kW. Le groupe moteur-ventilateur est isolé du caisson par la présence d'un joint qui minimise les vibrations transmises au reste de l'installation.

Dans chacune des deux veines, les vitesses peuvent varier de 0 à 40 m/s. Différents nids d'abeilles et filtres sont disposés dans le caisson et à l'entrée des convergents afin d'homogénéiser l'écoulement. Des filtres au micron permettent de s'affranchir des poussières présentes au sein de l'écoulement autorisant ainsi l'usage de l'anémométrie à fil chaud. A l'entrée du convergent de la veine de sondage, des tubes de Nickel de 2,5 mm et 5 mm de diamètre sont disposés pour déclencher artificiellement les couches limites qui se développent sur les parois haute et basse de la veine; ceci a pour effet de limiter la longueur d'établissement. Pour les nombres de Reynolds les plus faibles, il est nécessaire de positionner une grille supplémentaire à la sortie du convergent. Cette grille est formée de barreaux carrés de 5 mm montés en "X". Cette grille, qui couvre l'ensemble de la hauteur de veine, génère une turbulence sensiblement homogène et isotrope qui favorise l'établissement de l'écoulement. On s'est assuré qu'à la station située en amont de la paroi mobile, aucune turbulence résiduelle provenant de cette grille ne persistait, tout au moins en ce qui concerne les moments d'ordre 1 et 2. Cette grille a été supprimée pour les nombres de Reynolds plus élevés.

La veine d'essai mesure 3,5 m de long, 0,55 m de large et 0,03 m de haut. La partie supérieure est constituée de 6 couvercles interchangeables, équipés de prises de pression statique. Un couvercle en Plexiglas est équipé d'une table de translation motorisée permettant le déplacement de la sonde à fil chaud. Grâce à l'utilisation du plexiglas, il a été possible de déterminer précisément (1/100 mm) la position initiale de la sonde par rapport à la paroi supérieure de la veine (en déterminant la distance existant entre la sonde et son image formée dans le couvercle en plexiglas). L'étanchéité du dispositif (paroi fixe - paroi mobile) est assurée par des joints d'ABS. La veine étant en légère surpression, ces joints sont plaqués sur la paroi mobile. Un nid d'abeille est fixé à la sortie de la veine.

Tous les sondages ont été effectués dans le plan médian de la veine correspondant à $z = 0$. Pour étudier l'établissement des écoulements, différentes stations de sondage ont été choisies (figure 3). La station la plus en amont est située en station 1 ($x = 1,455 m$). L'écoulement d'entrée à la station 1 est caractérisé par la détermination des moments d'ordre 1 et 2. La station la plus en aval est située en fin de paroi mobile à la station 9 ($x = 2,955 m$).

Paroi mobile:

La paroi mobile est réalisée à l'aide d'une bande d'acier inoxydable de 1 mm d'épaisseur, soudée sans fin à 45 degrés, et enroulée autour de deux tambours de 1 m de diamètre et de 1,4 m d'entraxe. Cette bande a une largeur de 0,6 m et une longueur développée d'environ 6 m. Elle a été réalisée par la société Sandvik Process Systems. Les tolérances admises quant à l'épaisseur de la bande

ainsi qu'une description des différents procédés utilisés pour assurer l'étanchéité du dispositif sont données dans la thèse de Corenflos [6]. La vitesse de la bande peut en principe varier de 0 à 36 m/s . La vitesse est déterminée en appliquant un compte-tours mécanique sur la bande en mouvement. L'entraînement de la bande est assuré par un moteur hydraulique, lui-même alimenté par une centrale hydraulique. Tout ce dispositif est source, lors de son fonctionnement, d'une forte élévation de température dans le local où il se situe (plusieurs degrés au bout de deux à trois heures de fonctionnement). Afin d'obtenir une vitesse de bande stabilisée (l'huile s'échauffant au cours du temps), il est nécessaire de faire fonctionner l'installation durant 1 heure au moins avant d'entreprendre des mesures.

1.3.2 Dispositif de mesure et instrumentation

Les mesures des vitesses moyennes, des tensions de Reynolds et des spectres unidimensionnels, ont été réalisées à l'aide d'un anémomètre à fil chaud fonctionnant à température constante.

L'anémométrie à fil chaud est fondée sur les échanges de chaleur entre un fil chauffé et le fluide. Une modification de la vitesse du fluide environnant se traduit par une modification du transfert de chaleur entre le fluide et l'élément chauffé. Le transfert thermique entre le filament et le fluide environnant est fonction :

- de la vitesse du fluide,
- de la nature physique du fluide et du filament,
- des dimensions du fil (longueur et diamètre),
- de l'écart de température imposé entre le fluide et le filament.

Il existe deux types d'anémomètre: l'un à intensité constante et l'autre à température constante. C'est ce dernier type d'anémomètre qui a été utilisé dans la présente étude. Le fil est placé dans une branche d'un pont de Wheastone asservi en tension. Toute modification de vitesse (moyenne ou fluctuation) se traduit automatiquement par un déséquilibre du pont. La détermination de la tension nécessaire pour rééquilibrer le pont permet d'accéder à la vitesse du fluide ainsi qu'aux fluctuations de vitesse. Pour le type d'anémomètre considéré, la température du fil et, par conséquent, sa résistance sont maintenues constantes. On peut estimer, en première approximation, que la résistance du fil suit une loi linéaire du type:

$$R = R_0[1 + \alpha(T - T_0)] \tag{1.11}$$

avec:

- R_0 : résistance du fil à la température T_0
 $\simeq 3,5 \Omega$ pour une sonde standard à $20^\circ C$
 α : coefficient thermique de résistivité du filament
 $\simeq 0,0036 C^{-1}$ pour le tungstène

Une analyse statique de ce système permet d'écrire pour un fil seul placé orthogonalement à l'écoulement:

$$E^2 = E_0^2 + B_0.U^n \quad (1.12)$$

où E est la tension d'alimentation de l'anémomètre, E_0 la tension à vitesse nulle, U la vitesse de l'écoulement, B_0 et n des constantes déterminées lors de l'étalonnage. Ce type de loi est basé sur des lois de transfert de chaleur. La loi (1.12) est appelée communément loi de King.

La réponse en fréquence de l'anémomètre doit être suffisamment élevée pour que les fluctuations de vitesse au sein du fluide soient perçues par le fil. Pour l'anémomètre utilisé dans la présente étude, une compensation adéquate du pont autorise des fréquences de coupure allant jusqu'à $100 kHz$. Une telle bande passante n'est cependant pas nécessaire pour les mesures effectuées ici, les signaux provenant de la sonde de mesure ayant des fréquences maximum de quelques kHz .

Afin de caractériser complètement le tenseur de Reynolds, trois sondes différentes ont été utilisées: une sonde à fil simple donnant \bar{U} et $\overline{u^2}$, une sonde à fils croisés désignée par "uv" donnant \bar{U} , \bar{V} , $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et \overline{uv} , et une sonde à fils croisés "uw" donnant \bar{U} , \bar{W} , $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$, et \overline{uw} .

On obtient ces différentes quantités en utilisant des relations qui diffèrent selon que l'on considère une sonde à fil simple ou une sonde à fils croisés.

Sonde à fil simple:

On détermine la vitesse du fluide à partir de l'équation de calibration (1.12).

$$\bar{U} = \left(\frac{\bar{E}^2 - E_0^2}{B_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (1.13)$$

Dans le cas de petites perturbations, on montre en différenciant (1.12) (Perry [8]) que la sensibilité $\partial U / \partial E$ (qui peut être directement déterminée par une calibration dynamique), supposée égale à u/e , s'écrit:

$$\frac{u}{e} = \frac{\partial U}{\partial E} = 2\bar{E} \frac{\bar{U}^{(1-n)}}{nB_0} \quad (1.14)$$

avec

$$e = E - \bar{E} \quad (1.15)$$

Cette démarche suppose que les fluctuations de tension ou de vitesse soient respectivement petites devant la tension ou la vitesse. On peut noter que le fil n'est sensible, en première approximation, qu'aux fluctuations longitudinales de vitesse. On en déduit :

$$\sqrt{u^2} = \frac{2\bar{U}^{(1-n)}\bar{E}}{nB_0} \sqrt{e^2} \quad (1.16)$$

Les différentes constantes E_0 , B_0 et n ayant été déterminées à partir de l'étalonnage, on constate que les mesures de \bar{E} et de $\overline{e^2}$ donnent directement celles de \bar{U} et $\overline{u^2}$. La tension E_0 n'est pas la tension fournie par l'anémomètre lorsque le fluide est au repos. En effet, aux très faibles vitesses, la convection libre créée par l'élément chauffé s'ajoute à la convection forcée provenant du déplacement du fluide. L'inconnue E_0 est déterminée par une optimisation numérique.

La linéarisation des équations suppose que le taux de turbulence $\sqrt{u^2}/\bar{U}$ régnant dans la région où sont faites les mesures soit suffisamment faible ($< 0,2$). Or à l'approche de la paroi, des taux de turbulence supérieurs sont habituellement rencontrés. Des erreurs sur les mesures dues à des non linéarités peuvent alors intervenir. Il peut être nécessaire de développer les lois précédentes à un ordre supérieur. On montre en annexe que ces erreurs ne dépassent pas 1,5% pour la vitesse et 3% pour l'intensité de la turbulence.

Sonde à fils croisés:

Pour chacun des fils d'une sonde à fils croisés, on utilise une relation semblable à la loi de King pour le fil simple. Compte tenu du fait que, pour ce type de sonde, les fils sont inclinés par rapport à l'écoulement moyen, le coefficient B doit être dépendant de l'angle existant entre le fil considéré et l'écoulement moyen. Habituellement, on introduit des lois en cosinus ou sinus traduisant le fait que le refroidissement du fil se fait essentiellement selon la composante normale. La forme proposée s'écrit:

$$B = B_{oi} \sin^{ni} \psi_i \quad (1.17)$$

avec $\psi_i = \alpha_i - \varphi$

Les conventions angulaires sont présentées sur la figure 4.

Les travaux de Hoyez [9] ont montré qu'une loi de la forme:

$$B = B_{oi} \sin^{ni} \psi_i + B'_i$$

permettait une meilleure représentation des courbes d'étalonnage pour les sondes à fils croisés.

Les sondes sont étalonnées en vitesse et en angle suivant une méthode proposée par Johnson & Eckelmann [10] . Les lois statiques sont donc finalement du type:

$$E_i^2 = E_{0i}^2 + [B_{0i} \sin^{n_i}(\psi_i) + B'_i] U^{n_i} \quad (1.18)$$

$$\text{avec: } \begin{cases} E_{0i}, B_{0i}, B'_i \text{ et } n_i \text{ constantes caractéristiques du fil "i",} \\ \alpha_i \text{ angle entre l'axe de sonde et le fil "i",} \\ \varphi \text{ angle entre l'axe de sonde et la vitesse.} \end{cases}$$

En moyennant (1.18) et en supposant que $\overline{E^2} = \overline{E}^2$ (cf. Hoyez [9]), on obtient pour le champ moyen:

$$\overline{E_i^2} = E_{0i}^2 + [B_{0i} \sin^{n_i}(\overline{\psi_i}) + B'_i] \overline{U}^{n_i}$$

Ainsi, la donnée de la tension moyenne $\overline{E_i}$, pour chaque fil de la sonde à fils croisés, permet d'accéder à \overline{U} et à $\overline{\varphi_i}$. En différenciant le système (1.18), on accède aux fluctuations de vitesse. Si l'on considère la sonde "uv", on obtient les relations suivantes pour les trois corrélations $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et \overline{uv} :

$$\overline{u^2} = \frac{C_2^2 \overline{e_1^2} + C_1^2 \overline{e_2^2} - 2C_1 C_2 \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2} \quad (1.19)$$

$$\overline{v^2} = \frac{A_2^2 \overline{e_1^2} + A_1^2 \overline{e_2^2} - 2A_1 A_2 \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2} \quad (1.20)$$

$$-\overline{uv} = \frac{A_2 C_2 \overline{e_1^2} + A_1 C_1 \overline{e_2^2} - (A_1 C_2 + A_2 C_1) \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2} \quad (1.21)$$

avec:

e_i fluctuations des tensions E_i

et

$$A_1 = \frac{n_1 \overline{U}^{n_1-1} (B_{0,1} \sin^{n_1}(\overline{\psi_1}) + B'_1)}{2\overline{E_1}}$$

$$A_2 = \frac{n_2 \overline{U}^{n_2-1} (B_{0,2} \sin^{n_2}(\overline{\psi_2}) + B'_2)}{2\overline{E_2}}$$

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

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

Pour la sonde "uw", une simple rotation du repère autour de l'axe longitudinal permet d'obtenir les autres corrélations.

Instrumentation:

La chaîne de mesures est composée d'un anémomètre à température constante de marque TSI, modèle IFA 100, couplé à un ordinateur de type PC. Les sondes à fil chaud sont de marque Dantec, de type couche limite, faites sur mesure. Le type couche limite signifie que les broches sont déportées par rapport au corps de sonde. Ceci permet de les approcher davantage de la paroi. L'élément chauffé est un fil de tungstène de $5 \mu m$ de diamètre et de $1,25 mm$ de long. Lors de l'étalonnage, 100000 acquisitions sont effectuées en chaque point à la fréquence de $4 kHz$ pour chaque fil. Lors du sondage d'un écoulement à Re_q proche de 10000, on effectue un minimum de 150000 acquisitions par fil à la fréquence de $8 kHz$. Ce nombre aussi élevé d'acquisitions s'est avéré nécessaire pour l'obtention de mesures convergées des moments d'ordre 1 et 2. Le signal est respectivement filtré à $2 kHz$ et à $4 kHz$ lors de l'étalonnage et lors du sondage en veine.

Le déplacement des sondes en veine est assuré par une table de translation ayant un pas minimum de $1 \mu m$. Une table de rotation est montée dans la veine d'étalonnage permettant la calibration en angle des sondes à fils croisés. Son pas angulaire minimum est de $1/100$ de degré. Les pressions sont mesurées par un micromanomètre de marque Furness dont la plage de mesures s'étale de 0 à $10 mm$ de H_2O . Le manomètre possède trois gammes ($[0 mm; 0,1 mm]$, $[0,1 mm; 1 mm]$, $[1 mm; 10 mm]$). La précision sur la valeur lue est de 1% pour chacune des trois gammes. La vitesse de bande est déterminée à l'aide d'un compte-tours mécanique. La précision sur cette grandeur est de l'ordre de 1% .

1.3.3 Volume de mesure

On a vu, précédemment, que la détermination de l'ensemble des composantes du tenseur de Reynolds nécessite l'utilisation de deux types de sondes. Les domaines de mesures varient très fortement entre la sonde à fil simple et les sondes à fils croisés. En effet, le volume de mesure de la sonde à fil simple peut être estimé avec le diamètre du fil de tungstène soit $5 \mu m$. Dans le cas des sondes à fils croisés, le volume de mesure peut être estimé à l'aide de l'espace interbroche soit $1,2 mm$.

L'étalonnage étant effectué dans un écoulement uniforme, les mesures effectuées dans un écoulement non uniforme risquent d'être erronées si les gradients de vitesse sont élevés. Corenflos a constaté que les mesures à proximité des parois données par les sondes à fils croisés sont effectivement influencées par ce phénomène. Cet effet se fait surtout sentir sur les mesures du champ turbulent.

Pour la sonde "uv", le plan des deux fils est parallèle au plan (xOy) . Lorsque cette sonde est placée dans un écoulement cisailé, la sonde moyenne la vitesse sur la

longueur de chacun des deux fils. La comparaison entre les mesures fournies par la sonde à fil simple et la sonde à fils croisés montre que le profil de vitesse longitudinale n'est pas affecté par ce phénomène. L'effet se fait surtout sentir sur les corrélations turbulentes. Dans le cas des écoulements de Couette-Poiseuille étudiés ici, la zone à fort gradient se situe essentiellement à proximité de la paroi fixe. Aussi, certaines précautions devront donc être prises quant à l'interprétation des valeurs fournies par cette sonde dans toute la zone proche de la paroi fixe. Par la suite, on constatera que cet effet de sonde se traduira uniquement par une légère atténuation du pic pariétal de la corrélation $\overline{u^2}$. Sur la corrélation $\overline{v^2}$, l'effet sera beaucoup plus significatif.

Pour la sonde "uw", l'influence sur les mesures d'un gradient de vitesse moyenne important est de nature différente. Dans ce cas, le plan des fils est parallèle à (xOz) et chaque fil est placé dans un plan $y = \text{cste}$ différent. Chacun des deux fils est donc exposé à une vitesse moyenne différente. La sonde mesure, dans ce cas, une vitesse \overline{W} non nulle à proximité des parois. Cette configuration conduit, comme pour la sonde "uv", à une sous-estimation de l'amplitude du pic pariétal de la corrélation $\overline{u^2}$. Ce type de sonde indique également une corrélation \overline{uw} non nulle, contrairement aux hypothèses faites sur l'écoulement. C'est la distance existante entre les plans des deux fils qui en est la cause. Le gradient de corrélations normales $\overline{u^2}$ est alors perçu par la sonde "uw" comme une corrélation \overline{uw} (Corenflos [6]).

Une façon de caractériser le volume de mesure δh d'une sonde à fils croisés à proximité de la paroi consiste à évaluer la taille de la sonde en unités de paroi ($\delta h^+ = \delta h u_\tau / \nu$). Compte tenu de la différence de nombre de Reynolds, la taille du domaine de mesure pour les sondes à fils croisés est environ deux fois plus grand ici que pour l'étude de Corenflos. Pour l'écoulement de Poiseuille pur, on trouve respectivement $\delta h^+ \simeq 11$ et $\delta h^+ \simeq 20$ pour les deux expériences. L'influence de la taille de sonde est donc plus importante ici.

La résolution spatiale de la sonde à fil simple étant meilleure que celle des sondes à fils croisés, les mesures de \overline{U} et $\overline{u^2}$ provenant de la sonde à fil simple seront retenues au détriment des deux autres sondes. On s'est, cependant, assuré de la bonne concordance des mesures fournies par les trois sondes sur une grande partie du canal.

Remarque:

Pour la sonde à fil simple, un moyennage dans la direction transversale peut aussi intervenir. Ligrani & Bradshaw [11] ont étudié, en détail, l'influence de la longueur du fil sur les mesures de moments à proximité d'une paroi à l'aide de sondes sub-miniatures. Ils ont clairement mis en évidence un moyennage (et donc une atténuation) des différentes structures existant à proximité de la paroi, dès lors que celles-ci sont inférieures à la taille de la sonde. Ils déduisent de leurs travaux qu'une mesure précise de la corrélation longitudinale à proximité d'une paroi, suppose que la longueur du fil soit inférieure à 20-25 longueurs visqueuses. Pour les travaux présentés ici, cette limite supérieure n'a jamais été franchie.

1.3.4 Problèmes liés à l'utilisation de l'anémométrie à fil chaud

L'utilisation de l'anémométrie à fil chaud suppose de prendre certaines précautions. Etant fondée sur le transfert thermique entre l'élément chauffé et le milieu environnant, une variation de la température du milieu modifie le transfert thermique et est interprétée, au travers des lois de calibration établies pour une autre température, comme un changement de vitesse. La démarche suivie ici a été de conserver la température aussi constante que possible. Afin d'obtenir des évolutions sur les mesures inférieures à 1%, la variation des températures tolérée lors du sondage était au plus de $\pm 0,3$ degré. Le maintien de la température fut un problème crucial, dans la mesure où la présence du matériel hydraulique dans le local générait des flux thermiques importants. Aucune correction en température n'a été apportée aux mesures.

Une autre difficulté liée à l'emploi du fil chaud est la mesure de vitesses à proximité d'une paroi. En effet, celle-ci peut jouer le rôle de puits thermique, selon la nature du matériau qui la constitue. Bien évidemment, ce phénomène engendre des erreurs sur les mesures de vitesses, qui sont alors surestimées. Ce problème ne se pose ici que partiellement. En effet, le matériau utilisé pour la paroi fixe (plexiglas) possède un coefficient de conductivité très faible. Aussi, comme l'indique Bhatia & al [12], aucune correction n'est nécessaire. Par contre, la paroi mobile est en acier, matériau qui possède un fort coefficient de conductivité. Selon les mêmes auteurs, une correction n'est nécessaire que pour les mesures effectuées dans la sous-couche visqueuse. Etant donnée une possible rupture du fil près de la paroi en mouvement, des précautions ont été prises pour ne pas trop s'en approcher. Aussi, aucun point de sondage n'est situé dans la sous-couche visqueuse de la paroi mobile pour l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille étudiés.

Les coefficients de surchauffe utilisés dans la présente étude ($\simeq 0,8$) écartent tout problème lié au rayonnement. Par ailleurs, étant donnée la plage de vitesse étudiée, aucun problème lié à de la convection libre ou mixte qui contaminerait les mesures, n'a été rencontré. En effet, le nombre caractéristique Re_d basé sur le diamètre du fil et la vitesse locale a toujours été supérieur à 0,1. Enfin, le rapport de la longueur du fil à son diamètre étant de l'ordre de 250, aucun effet significatif de conduction vers les broches n'a été rencontré.

La bande mobile est soutenue par un patin. Le frottement patin-paroi mobile générant un échauffement, il est nécessaire de refroidir l'ensemble pour éviter tout gradient thermique normal dans le canal.

1.3.5 Détermination de la vitesse de frottement

Habituellement, les mesures du champ moyen ou du champ fluctuant sont adimensionnées par une grandeur "caractéristique". Implicitement, un adimensionnement traduit

une recherche de profils universels. Pour adimensionner la vitesse moyenne et les corrélations turbulentes, la vitesse de frottement $u_\tau = \sqrt{\nu \left| \frac{d\bar{U}}{dy} \right|}$ (où $\frac{d\bar{U}}{dy}$ est évalué à la paroi) est généralement retenue. Il existe différentes méthodes pour déterminer cette vitesse pour les écoulements de Couette-Poiseuille:

- L'utilisation du profil de vitesse moyenne permet de déterminer la pente $\frac{d\bar{U}}{dy}$ à chaque paroi. Elle ne permet d'obtenir les vitesses de frottement que de façon très approximative.
- L'utilisation des lois de paroi "universelles" $U^+ = f(y^+)$ n'est pas praticable pour les écoulements de Couette-Poiseuille, car les zones universelles n'existent pas dans tous les cas de figures.
- L'utilisation du gradient de pression ne permet pas de déterminer les vitesses de frottements individuellement. Il ne donne accès qu'à la somme ou la différence des carrés des vitesses de frottement. Cette méthode est, cependant, utilisable pour les écoulements symétriques de Poiseuille. Mais, l'imprécision sur ce paramètre, lorsque le nombre de Reynolds est faible comme ici, rend la méthode inutilisable.
- L'utilisation du profil \overline{uv} en régime établi permet la détermination de chacune des vitesses de frottement.

Cette dernière méthode ayant été retenue, son principe va maintenant être exposé. En régime établi, on a :

$$d\tau/dy = \partial\bar{P}/\partial x = \text{constante}$$

où la contrainte totale de cisaillement τ s'écrit:

$$\tau = \mu \frac{d\bar{U}}{dy} - \rho \overline{uv} \quad (1.22)$$

L'intégration de cette équation entre 0 et y donne :

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial\bar{P}}{\partial x} \right) y + C = \nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv} \quad (1.23)$$

Dans la partie pleinement turbulente de l'écoulement, la contrainte visqueuse devient négligeable devant la contrainte turbulente :

$$-\overline{uv} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial\bar{P}}{\partial x} \right) y + C \quad (1.24)$$

L'extrapolation de la partie linéaire du profil de \overline{uv} jusqu'aux parois conduit donc à :

$$\overline{uv}_{ext_0} = C \quad (1.25)$$

$$\overline{uv}_{ext_h} = - \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} \right) h + C \quad (1.26)$$

Or, près des parois, \overline{uv} est négligeable devant $\nu \frac{d\overline{U}}{dy}$ et d'après l'équation (1.23), les membres de droite des équations (1.25) et (1.26) valent respectivement $\nu \left(\frac{d\overline{U}}{dy} \right)_{y=0}$ et $\nu \left(\frac{d\overline{U}}{dy} \right)_{y=h}$ donc :

$$u_{\tau_1} = \sqrt{|\overline{uv}_{ext_0}|} \quad (1.27)$$

$$u_{\tau_2} = \sqrt{|\overline{uv}_{ext_h}|} \quad (1.28)$$

L'utilisation de cette méthode amène une remarque. La détermination des vitesses de frottement, en extrapolant la partie linéaire du profil de la corrélation \overline{uv} , suppose de négliger la contrainte visqueuse devant la contrainte turbulente dans cette région centrale. Cette approximation se justifie d'autant plus que le nombre de Reynolds global de l'écoulement est élevé. Dans la présente étude, ce paramètre étant relativement faible, une estimation de l'erreur faite en négligeant les contraintes visqueuses peut être nécessaire. Il est possible d'évaluer la contrainte visqueuse à partir du profil de vitesse (en utilisant indifféremment une interpolation en spline cubique ou un polynôme d'ordre élevé). La contrainte totale τ peut alors être déterminée. Pour l'écoulement de Poiseuille pur à un nombre de Reynolds débitant de l'ordre de 10000, le fait de négliger les contraintes visqueuses devant les contraintes turbulentes conduit à une légère sous-estimation de la vitesse de frottement de l'ordre de 2%. Cette sous-estimation étant suffisamment faible, les vitesses de frottement n'ont pas été corrigées pour tenir compte de la contrainte visqueuse.

1.3.6 Gradient de pression

Les gradients de pression longitudinaux ont été mesurés pour tous les écoulements étudiés (figure 5). Ils sont tous linéaires "par morceaux". Pour l'écoulement de Poiseuille pur, l'évolution de la pression statique est très rapidement linéaire, bien avant la station 1 ($x = 1,455$). On voit sur cette figure que la variation du gradient

de pression se fait progressivement de l'écoulement de Poiseuille pur à l'écoulement de type Couette lorsque le paramètre U_q/V_b diminue. Pour les écoulements où la bande est en mouvement, la modification de la pente est bien visible dès l'arrivée de l'écoulement sur la paroi mobile. On constate ainsi que le gradient de pression est presque instantanément constant dès l'arrivée de l'écoulement sur la paroi mobile. Ceci est étonnant dans la mesure où la variation longitudinale des différentes quantités telles que la vitesse moyenne et la corrélation longitudinale est très forte juste en aval de la jonction paroi fixe-paroi mobile. On peut remarquer que les portions dites linéaires (surtout à partir de la paroi mobile) le sont par morceaux ; ceci est dû à la procédure utilisée pour relever le gradient de pression le long de la veine. Une plaque munie de prises de pression est déplacée le long de la veine. A chaque déplacement, une pression de référence ($\overline{P} - Pa$) est mesurée. Disposant de cette pression de référence, on mesure la pression différentielle existant entre deux prises consécutives. Cette mesure de ($\overline{P} - Pa$) est entachée d'erreurs importantes (tout particulièrement aux faibles valeurs de ($\overline{P} - Pa$), c'est à dire en fin de bande). Ceci explique l'évolution "en cascade" du profil linéaire. Toutefois, seule la pente, qui est conservée de morceau à morceau, présente un intérêt

La détermination des répartitions transversales de pressions statiques a permis de s'assurer de la bidimensionnalité de l'écoulement sur une large portion du canal. Le facteur de forme (largeur/hauteur), proche de 20, évite tout écoulement secondaire.

1.3.7 Spectres d'énergie unidimensionnels

Des spectres d'énergie unidimensionnels ont été enregistrés pour chaque écoulement de Couette-Poiseuille. La sonde à fil simple donne accès au spectre unidimensionnel $E_1(k_1)$ normalisé par $\overline{u^2}$, défini par :

$$\int_0^{\infty} E_1(k_1) dk_1 = 1$$

Les résultats sont présentés en fonction du nombre d'ondes k_1 . La conversion des fréquences temporelles n en nombres d'ondes k_1 s'est faite au moyen de l'hypothèse de Taylor qui suppose le champ turbulent figé :

$$k_1 = \frac{2\pi n}{\overline{U}}$$

où \overline{U} est la vitesse moyenne locale.

Ces spectres n'apportent que peu d'informations sur la turbulence. Ils permettent, néanmoins, de vérifier le "caractère turbulent" de l'écoulement et la bonne acquisition du signal en tension.

Les spectres ont été acquis à 8 kHz et filtrés à 4 kHz pour les trois cas d'écoulement à Re_q voisin de 10 000. A Re_q proche de 5000, ils ont été acquis à 6 kHz et filtrés à 3 kHz . Corenflos ayant lissé ses spectres, il a été fait de même pour le nombre de Reynolds de l'ordre de 5000. Il a remarqué une raie dans ses spectres à une fréquence d'environ 250 Hz . Cette raie a été attribuée au rayonnement de l'électronique de commande de la centrale hydraulique d'entraînement de la bande. Pour l'écoulement de type Couette à Re_q de l'ordre de 5 000, celle-ci a été repérée également. S'avérant étroite, elle a été gommée. Rien de comparable n'a été repéré au Reynolds plus fort, cette raie étant noyée dans l'énergie de la turbulence.

Pour l'ensemble des écoulements étudiés, trois spectres ont été effectués en $y/h = 0,05$, $y/h = 0,5$ et $y/h = 0,95$. L'ensemble des spectres est présenté sur les figures 6, 7 et 8. Le nombre d'onde a été adimensionné par la hauteur de canal h . Ils sont continus et présentent la forme caractéristique des écoulements turbulents. Quelque soit le type d'écoulement, aucunes zones en k_1^{-1} (caractéristique de la production) et en $k_1^{-5/3}$ (caractéristique de la zone inertielle) n'ont été clairement mises en évidence. Ceci est certainement imputable aux faibles valeurs des nombres de Reynolds étudiés. Les spectres en $y/h = 0,95$ sont confondus pour tous les écoulements étudiés à Re_q voisin de 10000. La paroi mobile semble ne pas avoir d'influence à cette ordonnée.

Chapitre 2

Écoulements de Couette-Poiseuille

2.1 Etude bibliographique

Écoulement de Poiseuille pur

L'écoulement de Poiseuille pur est un écoulement plan, par droites parallèles entre deux parois planes. Cet écoulement est uniquement induit par un gradient de pression. De nombreuses études expérimentales couvrant une large gamme de nombres de Reynolds Re_{max} (basé sur la vitesse en milieu de veine U_{max} et la hauteur de veine h) lui ont été consacrées. Pour les écoulements laminaires, le profil de vitesse est parabolique (il s'agit d'une solution exacte des équations de Navier-Stokes). Pour les écoulements turbulents, le profil de vitesse moyenne présente une forme comparable mais à débit égal, se trouve être beaucoup plus gonflé que celui d'un écoulement laminaire. Les nombres de Reynolds considérés par la suite seront suffisamment élevés pour que l'écoulement soit turbulent. On supposera également le régime de l'écoulement hydrauliquement lisse pour les deux parois.

Les travaux de Laufer [13], [14] et de Comte-Bellot [15] sont les premiers travaux complets du genre. Les gammes de Reynolds étudiées par ces deux auteurs sont respectivement de [25000; 123000] et de [126000; 514000]. Par la suite, un grand nombre d'études expérimentales ont été effectuées. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 10000, on peut citer les travaux de Eckelmann [18], Kreplin & Eckelmann [19], Niederschulte [20], Corenflos [6]. A des nombres de Reynolds plus élevés, on peut citer ceux de Clark [16], Hussain & Reynolds [17], El Telbany & Reynolds [4], [5], Johansson & Alfredsson [21], Wei & Willmarth [22], Antonia & al [23].

Les simulations numériques directes sont également nombreuses. Pour cet écoulement, le travail de Kim, Moin & Moser [24] est devenu la référence.

Une étude du profil de vitesse (figure 9) montre que l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par un gonflement du profil dans les zones pariétales. Habituellement, on scinde l'écoulement en une zone interne (région proche de la paroi) et une

zone externe (région au centre de la veine). La zone interne est caractérisée par la viscosité et la vitesse de frottement. Par contre, la zone externe ne semble pas être directement influencée par la paroi (au travers de la viscosité) et présente des similitudes avec les écoulements de sillage. Pour un écoulement de Poiseuille, la zone externe n'existe que lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est suffisamment élevé.

Une étude par similitude permet d'écrire pour la zone interne d'un écoulement de Poiseuille:

$$U^+ = f(y^+, d(\tau/\rho)/dy)^+ \quad (2.1)$$

où l'indice " + " signifie que la quantité a été adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ et la viscosité ν . Une étude par similitude détaillée des écoulements de Couette-Poiseuille est effectuée au chapitre 6. On verra que lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est suffisamment élevé, le gradient de contrainte est négligeable. La relation précédente peut donc être réécrite simplement:

$$U^+ = f(y^+) \quad (2.2)$$

La fonction f est universelle et ne doit pas par conséquent dépendre du nombre de Reynolds. Dans la région pleinement turbulente de cet écoulement, le profil de vitesse suit la loi logarithmique suivante:

$$U^+ = A \ln y^+ + B \quad (2.3)$$

Les constantes A et B de cette loi universelle sont des constantes pures, proches respectivement de 2,5 et 5.

Dans le cas où la variation de la contrainte totale τ avec y n'est pas négligeable, une dépendance des coefficients A et B est en théorie possible. Patel & Head [25] constatent expérimentalement que seule la constante B dépend de $(d(\tau/\rho)/dy)^+$ et donc de Re_{max} . A faible nombre de Reynolds, la constante B est supérieure à 5, puis décroît avec l'augmentation de Re_{max} pour tendre asymptotiquement vers cette valeur. Huffman & Bradshaw [26] ont étudié l'influence des conditions extérieures, comme la présence d'un gradient de pression, sur la zone interne d'un écoulement de couche limite. Ils concluent de leur analyse, basée sur une représentation de la turbulence par un modèle de longueur de mélange, que seule la constante B évolue alors que A reste constante avec une bonne précision. Les travaux expérimentaux de Nagano, Tagawa & Tsuji [27] confirment l'évolution de B et non de A , pour une couche limite soumise à un gradient de pression adverse. Dans ce cas de figure, la constante B est inférieure à sa valeur asymptotique. Les résultats d'Eckelmann, Niederschulte et Johansson semblent conforter les conclusions précédentes sur l'évolution de B avec Re_{max} . Par contre, Clark constate une augmentation et Comte-Bellot une évolution chaotique de ce paramètre avec le nombre de Reynolds.

Malgré ce qui vient d'être dit, on remarque une disparité au niveau de la constante A entre certains auteurs . Elle vaut respectivement 2,44, 2,65, 2,7, 2,86 et 3 pour Niederschulte, Eckelmann, Comte-Bellot, Clark et Laufer. La simulation directe de Kim & al donne bien une valeur de 2,5 pour A et une valeur de 5,5 pour B (qui s'explique par la faiblesse du nombre de Reynolds de la simulation).

En définitive, on peut retenir que le caractère universel de la loi logarithmique est approximatif. Une partie des écarts existant entre les différents auteurs peut s'expliquer par la difficulté de déterminer avec précision une vitesse de frottement. Néanmoins, la dépendance de ceux-ci à l'égard de différents paramètres extérieurs est très probable. A cet égard, la simulation numérique directe d'un écoulement de tuyau par Eggels & al [28] semble confirmer l'influence des conditions extérieures comme les effets de courbure sur la loi logarithmique (influence déjà relevée par Patel & Head). Ils trouvent respectivement pour A et B des valeurs de 2,9 et 4,8. Mais contrairement à ce qu'indique les travaux précédents, le coefficient A semble également influençable. Ces variations des coefficients sont probablement à rapprocher d'une conclusion faite par Kampé de Fériet [29] à propos des lois universelles. Il précise que ces lois ne répondent pas à l'ensemble des conditions aux limites et ne sont pas, par conséquent, des solutions rigoureuses des équations de Reynolds.

Un adimensionnement par la vitesse de frottement des profils turbulents ne permet pas l'obtention de profils universels pour des nombres de Reynolds modérés. En fait, selon les travaux de Comte-bellot [15] et Perry& Abell [30], l'adimensionnement des quantités turbulentes par les variables de paroi ne serait valable qu'à condition que le nombre de Reynolds soit suffisamment fort. En dessous d'une valeur critique de ce nombre, il existerait une sensibilité des profils à l'évolution de ce paramètre.

Afin d'élucider l'influence de Re , Wei & Willmarth [22] ont étudié minutieusement à l'aide de la vélocimétrie laser (domaine de mesure égal au maximum à 6 longueurs visqueuses) l'évolution des profils turbulents adimensionnés par la vitesse de frottement en faisant varier le nombre de Reynolds Re_{max} de 6000 à 80000. Au centre du canal (i-e en variable y/h), les profils de $\sqrt{u^2}/u_\tau$ et $\sqrt{v^2}/u_\tau$ sont peu sensibles à une évolution de Re_{max} . Par contre, à proximité des parois (i-e en variable y^+), le niveau de la corrélation longitudinale évolue sensiblement pour $y^+ \geq 12$. Pour la corrélation normale, une évolution du profil adimensionné est également observée. Ces auteurs indiquent que la localisation du pic de la corrélation longitudinale (en unités de paroi) est sensiblement indépendante de Re_{max} . Par contre, une légère augmentation du pic est observée. Ils avancent deux raisons principales pour expliquer l'évolution des profils adimensionnés. D'une part, le champ de vorticité est très fortement étiré; cette réorganisation de la turbulence pariétale (phénomène d'étirement tourbillonnaire) ne saurait être prise en compte par un adimensionnement utilisant la viscosité et la vitesse de frottement. D'autre part, l'effet de géométrie (interaction des deux couches internes associées à chaque paroi) dépend du nombre de Reynolds; les échanges de vorticité et de contrainte de cisaille-

ment sont d'autant plus forts que l'épaisseur relative de chacune des zones internes est forte.

Leurs conclusions pour expliquer l'influence de Re ne font pas l'unanimité. Bien que des éjections, associées à chacune des parois et dépassant le milieu de canal, aient été mises en évidence par Dean & Bradshaw [31] et Antonia & al [23], leurs contributions à la production de turbulence de la paroi opposée semblent négligeables.

L'influence du nombre de Reynolds sur les profils turbulents à proximité des parois est confirmée par les travaux d'Antonia & al [23] ainsi que par les deux simulations de canal plan faite par Kim, dont une comparaison est faite dans Antonia & Kim [32]. Ces travaux semblent indiquer que l'augmentation de la vorticité longitudinale avec Re_{max} est l'un des éléments clefs expliquant pourquoi l'adimensionnement utilisant les grandeurs de paroi est peu performant à faible nombre de Reynolds. Selon ces derniers, un adimensionnement utilisant les échelles de Kolmogorov évaluées à la paroi semble plus judicieux pour la région de proche paroi. Ils précisent que les deux adimensionnements ( chelles de Kolmogorov et variables de parois) doivent être équivalents pour des nombres de Reynolds importants. Toutefois, l'expérience ne donnant pas accès aux échelles de Kolmogorov, les variables de paroi seront conservées pour adimensionner les profils expérimentaux.

On superpose sur la figure 10 des profils d'énergie turbulente provenant de différents travaux. On constate que l'on peut scinder les profils en deux groupes: ceux de Corenflos, Clark, Eckelmann, Laufer d'une part, et ceux de Comte-Bellot et El Telbany d'autre part. Pour le premier groupe, l'influence de Re_{max} se situe essentiellement au niveau de la localisation du pic et de son amplitude. Seule une légère diminution semble survenir dans la partie centrale du canal pour ce groupe. Dans cette région, le deuxième groupe observe des niveaux de l'énergie notablement plus forts ($\simeq 50\%$). La différence de niveau pour le second groupe est surprenante, tout spécialement, pour les mesures d'El Telbany dont le nombre de Reynolds est comparable à certains du premier groupe.

 coulement de Couette pur

Il s'agit d'un écoulement plan et par droites parallèles, généré uniquement par le déplacement d'une paroi infinie parallèle à une autre (mobile ou fixe). Des écoulements laminaires et turbulents ont été mesurés. Pour ces premiers, le profil de vitesse est linéaire (il s'agit d'une solution exacte des équations de Navier Stokes). Pour les écoulements turbulents, le profil prend la forme d'un S plus ou moins prononcé. Pour un référentiel lié à l'une des parois, la vitesse en milieu de veine est égale à la moitié de la vitesse de la paroi mobile. Cet écoulement se caractérise par un cisaillement total τ constant sur toute l'épaisseur du canal. Cette propriété est intéressante dans la mesure où un grand nombre d'écoulements à proximité d'une paroi présente une zone (interne) où le cisaillement τ est supposé constant.

Ces écoulements de Couette pur ont fait l'objet d'un certain nombre d'études théoriques. Par contre, peu d'expériences ont été vouées à ce type d'écoulement étant

donnée la difficulté à mettre au point un dispositif adapté. On peut citer les travaux expérimentaux pionniers de Couette (1890), puis ceux de Reichardt [34], [35] Robertson [36], Robertson & Johnson [37], Leutheusser et Chu [38], El Telbany & Reynolds [39], Aydin & Leutheusser [40], Corenflos [6] (l'écoulement n'est pas complètement établi) et Bech & al [41].

Etant donnée la difficulté expérimentale à réaliser un écoulement de Couette pur, son existence a longtemps été mise en doute. Cet écoulement peut être obtenu de deux manières différentes: les deux parois sont mobiles et se déplacent en sens opposé à la vitesse $V_b/2$ ou, autre solution, une des parois est mobile par rapport à l'autre fixe et se déplace à la vitesse V_b . Dans le premier cas, le débit est nul alors que dans le second, il est égal à la vitesse $V_b/2$. Les expérimentateurs ont préféré, en règle générale, la seconde solution. Toutefois, dans ce cas de figure, il est très difficile voire impossible de réaliser cet écoulement sans l'adjonction d'un ventilateur en amont ou en aval de la veine. Pour Robertson sans ventilateur, la vitesse en milieu de veine n'est que le tiers de la vitesse espérée. Il attribue cela au manque de bidimensionnalité (ce qui nécessite un travail supplémentaire de la bande). Cheung [42] estime que la dépression à l'entrée de veine due au déplacement de la bande se traduit par un gradient adverse de pression qui agit de telle sorte que la vitesse au centre du canal est inférieure à celle espérée.

Les profils de vitesse moyenne des écoulements de Couette purs turbulents et établis présentent, dans la partie centrale de l'écoulement, une zone sensiblement linéaire plus ou moins étendue selon la valeur du nombre de Reynolds. On remarque, d'après Aydin & Leutheusser et Robertson & Johnson, que la pente diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Comme l'écoulement de Poiseuille, celui de Couette pur peut être scindé en une zone interne, comportant les trois sous-couches habituelles, et une zone externe dont l'existence dépend de la valeur du nombre de Reynolds. Pour la zone logarithmique, les deux constantes A et B sont voisines de 2,5 et 5. La corrélation croisée \overline{uv} est quasiment constante sur une large portion du canal, sauf dans la région pariétale où les contraintes visqueuses $\nu \frac{d\overline{U}}{dy}$ prennent de l'importance. Dans cette région, la corrélation croisée \overline{uv} ne présente pas de maximum comme celle de l'écoulement de Poiseuille pur. On peut préciser que la différence notable du niveau de k qui existe dans la partie centrale du canal entre un écoulement de Couette pur et un écoulement de Poiseuille pur est due à la nature profondément différente de ces deux écoulements. En effet, au centre du canal, la corrélation croisée \overline{uv} ainsi que le gradient de vitesse moyenne $\frac{d\overline{U}}{dy}$ s'annulent pour un écoulement de Poiseuille. La production d'énergie turbulente k est alors nulle en cet endroit. Le taux de turbulence qui y règne provient uniquement de la diffusion turbulente. Par contre, la production d'énergie turbulente pour un écoulement de Couette est constante au centre du canal.

L'écoulement de Couette pur a déjà fait l'objet d'un grand nombre de simulations numériques directes. On peut citer, parmi d'autres, celle de Lee & Kim [43] ($Re_q \simeq 6000$) et celle de Bech & al [41] ($Re_q \simeq 2600$). Des écarts de pente ont été observés

entre ces simulations et des expériences au même nombre de Reynolds. En fait, le profil de vitesse de la simulation de Lee & Kim semble sous-estimer la pente de la région linéaire: leur profil coïncide mieux avec celui d'El Telbany (écoulement à relativement haut nombre de Reynolds $Re_q \simeq 30000$) qu'avec celui de Reichardt (écoulement à faible nombre de Reynolds $Re_q \simeq 3000$). Bech & al remarquent, par contre, que leur simulation prédit une pente du profil de vitesse supérieure à leur propre pente expérimentale ainsi qu'à celle d'Aydin & al ($Re_q \simeq 2600$ pour les deux expériences). La tendance est donc inverse entre ces deux simulations. Un phénomène très intéressant mis en évidence par ces deux simulations est la présence de tourbillons longitudinaux cohérents très énergétiques et de grande étendue dans la partie médiane d'un écoulement de Couette pur. Rien de tel n'est observé pour un écoulement de Poiseuille pur. La simulation de Lee & Kim met en évidence des structures plus énergétiques et d'une plus grande étendue que celle de Bech & al. Ces derniers soulignent que la présence de ces grandes structures rend les simulations numériques délicates. Selon la taille et le rapport largeur/longueur du domaine de calcul, et le temps de calcul, deux états de l'écoulement sont numériquement mis en évidence: un état périodique (comme celui de Lee & Kim) et un état désordonné (comme celui de Bech & al). Des niveaux de production différents sont alors observés qui se traduisent alors par des niveaux différents de la corrélation longitudinale au centre du canal. Il semble également que les différences de pentes numériques soient liées à des différences de taille et d'énergie des tourbillons. Bech & al précisent, par ailleurs, que les différences de pente entre simulation et expérience s'expliquent par le fait que les grosses structures centrales sont convectées en dehors de la veine pour les écoulements expérimentaux. En effet, ceux-ci ne présentent qu'une paroi mobile et ont donc une vitesse débitante dans la section non nulle égale à $V_b/2$.

On note l'existence de pics pariétaux pour la corrélation $\overline{u^2}$ dont la localisation se situe dans la zone tampon de la zone interne ($y^+ \simeq 15$). Selon certains auteurs, la grandeur $\sqrt{\overline{u^2}}/u_\tau$ tend vers une valeur constante dans la région centrale de l'écoulement qui est indépendante du nombre de Reynolds. Un examen des résultats expérimentaux disponibles, montre qu'en réalité elle varie largement suivant les auteurs. El Telbany trouve une valeur proche de 1,8. Aydin et Leutheusser trouvent approximativement 2 et estiment que cette valeur est le signe de l'obtention d'une turbulence quasi homogène dans la partie médiane de l'écoulement. Robertson et Johnson trouvent 1,54. Cette dernière valeur est mise en cause par Aydin et Leutheusser et Monnier. La valeur de la vitesse de frottement u_τ serait sous-estimée par Robertson et Johnson, ces derniers l'estimant à partir du profil de vitesses moyennes (d'où une large imprécision). Cependant, cette valeur est en bon accord avec l'expérience de Bech & al (1,6). Les simulations directes de Lee & Kim et Bech & al donnent respectivement des valeurs de 2,2 et 1,8. Il est difficile de dégager la tendance générale. Comme le précisent Bech & al, les différents types de conditions aux limites peuvent expliquer en partie les écarts de niveau. On peut supposer également l'existence d'un nombre de Reynolds critique, comme

pour un écoulement de Poiseuille pur, en dessous duquel les profils des corrélations turbulentes adimensionnées par la vitesse de frottement présenteraient une sensibilité au nombre de Reynolds.

Seuls El Telbany & Reynolds et Corenflos ont mesuré l'ensemble des corrélations turbulentes intervenant dans ce type d'écoulement, c'est-à-dire les trois corrélations normales $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et la corrélation croisée \overline{uv} . Ils ont constaté que les quatre corrélations étaient sensiblement constantes dans toute la région centrale. Tout ceci va dans le sens des travaux de Von Karman [44] qui supposait une turbulence homogène anisotrope pour cette région. L'obtention d'une turbulence homogène suppose la constance spatiale du gradient de vitesse moyenne ce qui est le cas pour un écoulement de Couette pur sur une large portion du canal.

Écoulements de Couette-Poiseuille

Les écoulements de Couette pur et de Poiseuille pur sont des cas particuliers des écoulements de Couette-Poiseuille. Ces derniers sont induits par la présence d'un gradient de pression et d'une paroi mobile. Comme pour les écoulements précédents, les écoulements laminaires sont des solutions exactes des équations de Navier-Stokes. Dans la présente étude, seuls les cas d'écoulements turbulents à gradient de pression favorable (c'est-à-dire négatif) seront considérés.

Étant données les conditions aux limites imposées, ces écoulements sont dissymétriques. Pour ce type d'écoulement, l'expérimentateur a le loisir d'agir sur le champ moyen et turbulent en modifiant le cisaillement à la paroi mobile et ce pour un nombre de Reynolds débitant Re_q donné. Il peut constater l'influence d'une modification de la production pariétale du côté de la paroi mobile sur l'ensemble de l'écoulement. Dans le cadre de la modélisation de la turbulence, cette souplesse est très appréciable. En effet, on peut rendre le cisaillement à la paroi sensiblement nul et isoler l'influence de la paroi sur la production pariétale, tout en s'affranchissant de la présence d'un gradient de vitesse dont le rôle est habituellement prédominant. Cela peut s'avérer utile pour étudier le terme de corrélation pression-déformation intervenant dans les équations de transport des tensions de Reynolds.

Peu d'expériences sont disponibles à ce jour. Elles sont dues à Huey & Williamson [45], Corenflos [6] et El Telbany & Reynolds [3] [4], [5]. Les deux dernières études sont les plus exhaustives; elles déterminent l'ensemble des composantes du tenseur de Reynolds. Huey & Williamson ont fait des expériences avec gradient défavorable et se sont uniquement intéressés à des écoulements où la vitesse débitante était nulle. Afin de comparer leurs résultats à ceux d'El Telbany, Monnier a proposé le changement de repère suivant:

$$\begin{aligned}\overline{U(y)} &= V_b - \overline{U(h-y)} \\ \overline{u_i u_j(y)} &= \overline{u_i u_j(h-y)}\end{aligned}$$

Monnier remarque alors que l'écoulement correspondant d'El Telbany & Reynolds possède un niveau de la corrélation $\overline{u^2}$ notablement plus fort que celui mesuré par Huey & Williamson.

Corenflos a étudié par anémométrie à fil chaud trois cas d'écoulements de Couette-Poiseuille à faible nombre de Reynolds: un écoulement de type Poiseuille, un écoulement de type intermédiaire et un écoulement de Couette pur. Selon lui, seuls les deux premiers écoulements sont établis. L'écoulement de Couette pur n'est pas complètement établi, les profils turbulents évoluant encore en dernière station. Aucun écoulement de type Couette n'a été étudié à l'époque.

El Telbany & Reynolds ont étudié par anémométrie à fil chaud un grand nombre d'écoulements de Couette-Poiseuille à gradient de pression favorable. Les nombres de Reynolds de leur étude sont notablement plus forts que ceux de l'I.M.F.L ($Re_q \geq 30000$). Un schéma de leur installation expérimentale est présenté sur la figure 11. La différence majeure entre leur installation et celle de l'I.M.F.L tient à la définition des conditions d'entrée. En effet, leur écoulement en sortie du convergent débouche immédiatement dans le canal dont l'une des parois est mobile. Les conditions d'entrée dans le canal à paroi mobile ne sont donc pas connues. Leur installation offrant la possibilité de faire varier la hauteur du canal h , plusieurs configurations ont été utilisées lors de leurs essais. Dans le tableau qui suit, on donne différentes caractéristiques de l'installation d'El Telbany et de celle de l'I.M.F.L dont l'abscisse de la station principale de sondage:

	I.M.F.L	El Telbany configuration 1	El Telbany configuration 2
Longueur du canal $L(m)$	1,38	2,44	2,44
Hauteur $h (mm)$	29,6	66	101
Largeur $l (m)$	0,55	1,2	1,2
Station de sondage $x(m)$	1,265	1,98	1,98
Longueur d'établissement x/h	43	30	20

On peut observer, en examinant le tableau ci-dessus, que les deux installations possèdent des longueurs d'établissement assez différentes. Les valeurs faibles pour El Telbany n'ont peut être pas d'incidence sur l'établissement de l'écoulement étant données les conditions d'entrée utilisées. Un des principaux résultats de ces auteurs est la mise en évidence d'un saut d'énergie de part et d'autre de l'écoulement de type intermédiaire. C'est l'écoulement ayant le rapport U_q/V_b le plus fort qui possède le niveau d'énergie le plus élevé dans la région centrale du canal.

Rida & Dang [46] ont été les premiers à faire une simulation numérique directe d'un écoulement de type intermédiaire à $Re_q \simeq 5000$. La méthode utilisée est de type différence finie. Le nombre de points de maillage est respectivement de $(21 \times 63 \times 35)$

dans les directions (x, y, z) . Globalement, l'accord entre la simulation et l'expérience de Corenflos effectuées sensiblement au même nombre de Reynolds est satisfaisant. Des écarts ont toutefois été observés à proximité de la paroi mobile. Par la suite, Kuroda & al [47] ont effectué quatre simulations directes d'écoulements de Couette-Poiseuille: une simulation d'un écoulement de Poiseuille pur, deux simulations d'écoulements de type Poiseuille et une simulation d'un écoulement de type intermédiaire. Ils ont adopté la même méthode numérique que celle employée par Kim & al [24] et Lee & Kim [43]. Cette méthode est de type pseudo-spectrale et s'avère pratique pour des écoulements possédant deux directions d'homogénéité. Les dérivées spatiales sont développées en séries de Fourier selon la direction x et z . Pour la dérivée dans la direction y , un développement en polynômes de Chebyshev est utilisé. Un total de $(128 \times 96 \times 128)$ points est utilisé dans les directions respectives (x, y, z) . Pour l'ensemble des simulations de Kuroda [47], le domaine de calcul possède les dimensions suivantes dans les deux directions d'homogénéité x et z : $2,5\pi h$ et πh . L'accord entre les deux simulations directes de Rida & Dang et Kuroda & al est bon pour le profil de vitesse moyenne et pour le profil d'énergie turbulente. On observe, néanmoins, des disparités entre les corrélations elles-mêmes. Deux raisons semblent en être à l'origine: une légère différence sur le rapport de la vitesse de bande à la vitesse débitante et surtout l'utilisation d'un maillage trop lâche dans la simulation de Rida & Dang.

Sur la figure 12, sont présentés les profils de vitesse et les profils d'énergie turbulente provenant de l'expérience d'El Telbany & Reynolds et des simulations numériques de Kuroda pour des écoulements de Couette-Poiseuille comparables. Les différents paramètres définissant les écoulements sont donnés dans les tableaux suivants:

Écoulement de type Poiseuille:

	Kuroda	El Telbany
U_q/V_b	0,97	0,97
Re_q	5100	55070

Écoulement de type intermédiaire:

	Kuroda	El Telbany
U_q/V_b	0,86	0,9
Re_q	5190	52940

Des différences notables sont observables sur les profils de vitesse aux deux nombres de Reynolds. On repère surtout une évolution différente du niveau de k avec l'évolution de U_q/V_b entre l'expérience et la simulation directe. Un des objectifs du présent travail sera d'établir si les différences de comportement observées peuvent être raisonnablement imputées aux différences de nombres de Reynolds.

2.2 Caractérisation des conditions en amont de la paroi mobile

La veine d'essai est constituée de trois tronçons; le premier et le troisième comportent deux parois fixes, le second comporte une paroi fixe et une paroi mobile. Le premier tronçon d'une longueur d'environ cinquante hauteurs de canal permet l'établissement d'un écoulement de Poiseuille pur. Cet écoulement débouche dans le second tronçon pour être perturbé par la paroi mobile. Enfin, l'écoulement traverse le troisième tronçon avant d'être évacué vers l'extérieur.

L'écoulement de Poiseuille pur est complètement caractérisé en station 1 ($x = 1,455$) par anémométrie à fil chaud. Les profils des vitesses moyennes \bar{U} , \bar{V} , \bar{W} sont présentés sur la figure 13. On observe une très bonne symétrie de l'ensemble des profils. On remarque que la vitesse moyenne \bar{V} est effectivement nulle sur l'ensemble de la hauteur de veine comme le veulent les hypothèses faites sur l'écoulement. Par contre, la vitesse \bar{W} s'écarte de sa valeur nulle à proximité de la paroi; ceci est typiquement un effet de la sonde "uw" lorsque celle-ci est placée dans un écoulement fortement cisailé. Sur les figures 14 et 15, une comparaison des différents profils de la vitesse moyenne \bar{U} et de la corrélation longitudinale $\overline{u^2}$, provenant des trois sondes utilisées, montre un bon accord sur une grande partie du canal. Des écarts sont cependant observables près des parois. Le pic de corrélation longitudinale fourni par le fil simple est supérieur d'environ 7% aux pics fournis par les deux autres sondes. Il est important de savoir si l'écoulement en station 1 est un écoulement établi. Par écoulement établi, on entend que l'ensemble des moments statistiques (d'ordre 1, 2, 3 ...) est indépendant de l'abscisse x . La présente étude ne fournissant au plus que les moments d'ordre 2, seule une comparaison des mesures de la vitesse moyenne et des corrélations turbulentes effectuées en station 1 aux mesures effectuées en une station en aval peuvent renseigner sur le caractère établi de l'écoulement en station 1. Ceci a été effectué pour la station 9 ($x = 2,955$) située en fin de paroi mobile. Une excellente superposition des profils a été obtenue.

La notion d'établissement mérite que l'on s'y attarde davantage. Comte-Bellot [15] estime qu'un écoulement de canal qui n'est pas établi, présente en milieu de veine un facteur de symétrie ($\overline{u^3}$ adimensionné par $(\overline{u^2})^{3/2}$) largement négatif et un facteur d'aplatissement ($\overline{u^4}$ adimensionné par $(\overline{u^2})^2$) largement positif. Elle estime que le régime est établi à condition que les moments statistiques d'ordre 3 et 4 ne varient plus longitudinalement. Selon elle, une distance de 60 hauteurs de canal est nécessaire. Johansson & Alfredsson [21] estiment qu'à 57 hauteurs de l'entrée du canal, l'évolution longitudinale de ces deux facteurs est effectivement négligeable.

La station 1 étant située à 49 hauteurs de canal et le début de la paroi mobile à 56 hauteurs du canal de l'entrée, on peut raisonnablement penser, selon les critères cités auparavant, que l'écoulement est très proche de l'établissement à l'entrée du second tronçon de veine.

Patel [48] s'est intéressé en détail à l'établissement d'un écoulement turbulent dans un tuyau. Selon lui, les critères d'établissement fréquemment utilisés par certains auteurs, tels que l'obtention d'une loi classique reliant le coefficient de frottement au nombre de Reynolds, l'obtention des lois de parois ou la constance du gradient longitudinal de pression, ne sont pas valables. Patel établit un autre critère d'établissement qui est le suivant: l'intensité de la turbulence à l'endroit où l'écoulement est établi dans le tuyau doit être insensible à des perturbations imposées en entrée de veine. Pour des nombres de Reynolds débitants supérieurs à 250000 et des longueurs supérieures à 100 diamètres, l'indépendance de la turbulence est alors obtenue. Il précise que les perturbations n'affectent pratiquement pas la vitesse moyenne, la corrélation croisée, le gradient de pression et le coefficient de frottement. Pour un nombre de Reynolds débitant de 190000, la perturbation imposée par une grille placée en entrée de veine (ce type de perturbations est le plus important selon Patel) se fait sentir sur la turbulence jusqu'à 140 diamètres en aval. C'est paradoxalement une atténuation d'environ 5 % du niveau de $\sqrt{u^2}/u_\tau$ qui est constatée.

Pour les expériences à un nombre de Reynolds Re_q proche de 5000, une grille a été placée en entrée de veine afin de permettre l'obtention d'un écoulement de Poiseuille pur dès la station 1. Une possible influence de celle-ci sur la turbulence de l'écoulement est envisageable mais son importance n'a pas été clairement évaluée.

Plusieurs profils de vitesse moyenne correspondant à différents nombres de Reynolds sont comparés sur la figure 16. On observe le gonflement du profil avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Le profil de vitesse mesuré ici s'intercale logiquement entre celui de Corenflos et de Hussain & Reynolds. Dean [49] propose une loi de corrélation entre la vitesse débitante U_q et la vitesse au centre du canal U_{max} :

$$\frac{U_{max}}{U_q} = 1,28Re_q^{-0.0116} \quad (2.4)$$

La différence entre le rapport de la vitesse en milieu de veine à la vitesse débitante donné par l'expérience et la loi de Dean est de l'ordre de 0,5 %, ce qui est excellent. Dans le même article, Dean donne une loi de corrélation reliant le coefficient de frottement au nombre de Reynolds débitant:

$$C_f = 0,073Re_q^{-0.25} \quad (2.5)$$

L'utilisation conjointe de ces deux lois permet d'évaluer le rapport U_{max}/u_τ . Le rapport vaut alors 17,5 alors que ce même rapport déterminé à partir de l'expérience vaut 20,9. En supposant que l'erreur sur U_{max} est de l'ordre de 1%, on obtiendrait pour l'expérience une erreur sur l'évaluation de la vitesse de frottement de l'ordre de 15%! Les mesures d'Antonia & al (ainsi que celles de Wei & Willmarth) montrent clairement une évolution importante de U_{max}/u_τ avec Re_{max} . Une estimation de ce rapport à partir des mesures d'Antonia & al pour le nombre de Reynolds de l'étude ($Re_{max} \simeq 12000$) donne 20,2. On obtient alors une sous-évaluation de la vitesse de frottement d'environ 3% pour notre expérience. Cet ordre de grandeur peut

s'expliquer en partie par la méthode utilisée pour déterminer u_τ . Sachant que cette grandeur est expérimentalement difficile à déterminer, le désaccord entre Antonia et nos résultats est tout à fait acceptable. En conséquence, la corrélation de Dean pour le coefficient de frottement ne semble pas adaptée pour des faibles nombres de Reynolds.

Les coefficients A et B de la loi logarithmique $U^+ = A \ln y^+ + B$ valent respectivement 2,9 et 4,7. Deux raisons sont probablement à l'origine de l'écart entre ces valeurs et les valeurs classiques: la faiblesse du nombre de Reynolds et une erreur d'évaluation de la vitesse de frottement.

Dans un article de 1992, Antonia & al [23] présentent des résultats expérimentaux d'écoulements de Poiseuille comparés aux deux simulations numériques directes de Kim ($Re_{max} \simeq 6000$ et $Re_{max} \simeq 16000$). Les courbes de la simulation numérique directe de Kim au nombre de Reynolds Re_{max} proche de 16000 ont été digitalisées par nos soins (ce qui explique l'allure oscillante des profils de la simulation directe). Les résultats expérimentaux obtenus ici vont être comparés à ceux de la simulation directe et à ceux d'Antonia & al. Les trois corrélations normales provenant de l'expérience ($Re_{max} \simeq 12000$) ainsi que celles d'Antonia ($Re_{max} \simeq 10000$) et de la simulation ($Re_{max} \simeq 16000$) sont présentées sur la figure 17.

Un examen des profils obtenus à l'I.M.F.L montre que ceux-ci sont sensiblement symétriques par rapport au demi-canal. Une large anisotropie de la turbulence est observable. La corrélation $\overline{u^2}$ est toujours sensiblement supérieure aux deux corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$. C'est au centre du canal que l'anisotropie de l'écoulement est la moins marquée. Les trois corrélations possèdent toutes d'importants pics pariétaux. Le pic de la corrélation longitudinale $\sqrt{\overline{u^2}}/u_\tau$ est situé à seize longueurs visqueuses $l^+ (= \nu/u_\tau)$ de la paroi et possède une amplitude de 2,95. Par rapport à l'étude de Corenflos, la localisation de ce pic n'a sensiblement pas évolué. Par contre, il semble y avoir une augmentation significative de l'amplitude du pic avec l'augmentation de Re_{max} . Corenflos trouve une amplitude de 2,8 pour un nombre de Reynolds de moitié. Wei & al ont eux aussi observé une augmentation du pic de cette corrélation avec Re_q , mais dans une moindre mesure.

L'accord entre les différentes mesures expérimentales et la simulation de Kim est très satisfaisant pour la corrélation longitudinale. Nos mesures semblent toutefois surévaluer l'amplitude du pic pariétal. Une partie de l'écart à proximité des parois est imputable aux différences des nombres de Reynolds caractéristiques. Pour la corrélation normale, l'accord est satisfaisant sur 80% de la hauteur du canal. On remarque qu'Antonia mesure des valeurs étonnamment basses au centre du canal. La raison n'est certainement pas imputable à leur nombre de Reynolds légèrement inférieur; elle doit provenir d'incertitudes expérimentales. L'écart très important existant à proximité des parois ($\simeq 50\%$) est, pour l'essentiel, imputable à la taille excessive de la sonde "uv" utilisée. Ceci se traduit par une délocalisation du pic de $\overline{v^2}$ vers la paroi et par sa surestimation. Pour la troisième corrélation normale, seuls

les résultats de la DNS sont disponibles. De nouveau, l'accord est très acceptable sauf à proximité des parois, pour les mêmes raisons que précédemment.

Les présentes mesures confirment donc l'influence de la taille des sondes à fils croisés sur les mesures des corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$. Corenflos en s'appuyant sur des résultats expérimentaux (Niederschulte [20] et Kreplin & Eckelmann [19]) et sur des simulations numériques directes (Kim & al [24] et Dang & al [50]), avait dégagé les mêmes influences: une surestimation importante de ces deux corrélations à proximité de la paroi et un rapprochement de leur maximum vers la paroi.

Corenflos a observé des différences notables pour $\sqrt{\overline{w^2}}/u_\tau$ entre ses mesures et celles d'Eckelmann. Ce dernier n'observe des différences entre les corrélations normale et transversale qu'à proximité de la paroi ($y^+ < 50$). L'écoulement d'Eckelmann semble beaucoup plus isotrope que ne l'indiquent les simulations directes de Kim et les écoulements étudiés à l'I.M.F.L.

La figure 18 compare les profils de la corrélation croisée. L'accord est globalement satisfaisant. Cependant, deux différences sont observables. On peut noter, d'une part, que le surdimensionnement de la sonde se traduit par un pic de la corrélation croisée trop élevé. On peut montrer que celui-ci doit tendre asymptotiquement vers la valeur 1 pour un nombre de Reynolds tendant vers l'infini. Or ici, l'intensité du pic est supérieure à celle de la simulation dont le nombre de Reynolds est plus important. D'autre part, une légère différence de pente existe. Celle-ci est typiquement liée à la manière dont on détermine la vitesse de frottement. La pente de \overline{uv}/u_τ^2 est de 1 pour la mesure de l'I.M.F.L (on néglige les contraintes visqueuses).

2.3 Résultats expérimentaux

2.3.1 Introduction

Pour les écoulements de Couette-Poiseuille, une étude par similitude montre que deux paramètres de similitude sont à respecter. On peut choisir le nombre de Reynolds Re_q , construit à partir de la vitesse débitante U_q , la viscosité cinématique ν , la hauteur de canal h et le rapport U_q/V_b où V_b est la vitesse de bande. En effet, une variable telle que la vitesse est fonction des paramètres suivants: l'ordonnée y , la hauteur h , la viscosité μ , la masse volumique ρ , la vitesse de bande V_b , la vitesse débitante U_q . En définitive, l'analyse dimensionnelle conduit à une écriture du problème sous la forme suivante:

$$\frac{\overline{U}}{U_q} = f(y/h, U_q/V_b, Re_q)$$

En conséquence, si l'on veut procéder à des comparaisons d'expériences effectuées à des nombres de Reynolds différents, il est impératif de conserver le paramètre U_q/V_b

sensiblement constant. C'est dans cet état d'esprit que les différents paramètres (U_q, V_b) des expériences effectuées à un Reynolds voisin de 10000 ont été choisis. A ce nombre de Reynolds, contrairement à l'étude de Corenflos, aucun écoulement de Couette pur n'a été étudié. Le fait que cet écoulement ne soit pas complètement établi à un nombre de Reynolds de moitié, nous a incité à opter pour un écoulement de type Couette correspondant à un rapport U_q/V_b plus élevé, mais dont le profil de vitesse moyenne présente toujours un point d'inflexion. Dans l'idée de faire une comparaison à deux nombres de Reynolds différents, un écoulement de type Couette au même rapport U_q/V_b a été réalisé à Re_q de l'ordre de 5000.

On présente, en premier lieu, les résultats à Re_q 10000 (désormais, par Re_q 10000, on entendra un nombre de Reynolds Re_q voisin de 10000) et, en second lieu, un écoulement de type Couette à Re_q 5000. L'ensemble des caractéristiques des écoulements étudiés ici est regroupé dans le tableau donné en fin de document.

2.3.2 Ecoulement de type Poiseuille

Introduction

Celui-ci a été réalisé à une vitesse débitante de $5,34 \text{ m/s}$ et une vitesse de bande de 4 m/s , soit un nombre de Reynolds débitant Re_q de 10330 et un rapport U_q/V_b de 1,33. Les vitesses de frottement de la paroi fixe u_{τ_2} et de la paroi mobile u_{τ_1} valent respectivement $0,286 \text{ m/s}$ et $0,169 \text{ m/s}$.

Résultats

L'établissement des grandeurs a été déterminé au fil simple en 8 stations. Le nom des stations ainsi que leurs abscisses sont donnés sur la figure 3. Pour plus de clarté, les profils aux différentes stations ont été répartis en deux groupes. Les figures 19a et 19b présentent les profils de vitesse moyenne \bar{U}/U_q . Les figures 20a et 20b présentent les profils de l'intensité de turbulence longitudinale $\sqrt{u^2}/U_q$. La bonne superposition des profils de ces deux grandeurs obtenus aux deux dernières stations indique l'établissement de cet écoulement. Elles ont été adimensionnées par la vitesse débitante U_q . C'est, en effet, la seule grandeur commune à tous les écoulements de Couette-Poiseuille (y compris l'écoulement de Poiseuille pur), dont on dispose pour adimensionner les résultats fournis par le fil simple.

Le changement de condition à la frontière se fait sentir très rapidement sur toute la hauteur du canal. A la station 2, qui se trouve seulement à $5 h$ de l'entrée du canal à paroi mobile, le profil de vitesse est déjà fortement modifié dans sa partie basse. On observe ensuite une délocalisation progressive du maximum du profil de vitesse moyenne vers la paroi mobile tout au long de l'établissement. Pour la station en amont de la paroi mobile, le maximum est situé à mi-canal. A la dernière station,

le profil établi de la vitesse moyenne présente un maximum que l'on estime en $y/h = 0,25$. La mise en mouvement de la paroi mobile augmente donc le débit dans la partie inférieure du canal.

L'évolution de la corrélation $\overline{u^2}$ est plus complexe. On peut distinguer trois zones. Dans la zone $y/h \in [0,5;1]$, l'augmentation du niveau de $\overline{u^2}$ se fait sensiblement en deux temps. Dans un premier temps, on remarque une légère augmentation du niveau de cette corrélation par rapport au niveau de la station 1; les profils de la station 2 à la station 5 semblent se superposer sensiblement dans cette région. Cette évolution de la corrélation s'accompagne d'une légère diminution du pic pariétal. Dans un second temps, de la station 5 ($x = 2,255$) à la station 9 ($x = 2,955$), la corrélation longitudinale croît de façon monotone dans le champ, sans modification significative de l'intensité du pic de la paroi fixe.

Dans la zone $y/h \in [0; 0,25]$, le niveau de la corrélation longitudinale est sensiblement homogène dans la direction y pour les premières stations. Celui-ci est une turbulence résiduelle provenant de l'écoulement en station 1. Le niveau de $\overline{u^2}$ décroît alors de façon monotone. Ceci est à relier à l'évolution du champ de vitesse. On observe une atténuation du pic pariétal de l'écoulement de Poiseuille pur et une réorganisation autour d'un pic turbulent d'une intensité nettement inférieure. Le niveau de cette corrélation diminue dans toute cette zone jusqu'à la station 6 voire 7. Au voisinage de la station 6 ($x = 2,555$), le profil de la corrélation longitudinale est alors quasiment établi dans cette région.

C'est dans la zone médiane $y/h \in [0,25; 0,5]$ que se situe l'évolution de $\overline{u^2}$, la plus complexe. La corrélation $\overline{u^2}$ décroît dès les premières stations. Le niveau de cette corrélation est fixé par la turbulence résiduelle de l'écoulement en station 1. Dans cette zone, $\overline{u^2}$ possède un minimum local. Au fur et à mesure du développement de l'écoulement le long de la veine, ce minimum se délocalise vers la paroi mobile pour se fixer autour de $y/h = 0,25$ dès la station 6. On peut remarquer que l'ordonnée de ce minimum local ne correspond pas à celle du maximum du profil de vitesse moyenne à la même station ($y/h = 0,35$). Dès que le minimum local du profil de $\overline{u^2}$ est fixé, on observe une augmentation générale d'un niveau de $\overline{u^2}$ dans cette zone. Il est surprenant que l'information au niveau du mouvement fluctuant précède l'information au niveau du mouvement moyen. En effet, le minimum de $\overline{u^2}$ est établi autour de $y/h = 0,25$, dès la station 6, alors que c'est seulement en station 8 ($x = 2,855$) que le profil de vitesse moyenne présente un maximum en $y/h = 0,25$. Cela semble étonnant dans la mesure où, comme on le verra par la suite, les grandeurs du mouvement moyen s'établissent avant celles du mouvement fluctuant. Lorsque que l'écoulement est établi, l'ordonnée du minimum de la corrélation $\overline{u^2}$ correspond logiquement à celle du maximum du profil de vitesse, la production de turbulence étant nulle à cette ordonnée.

La modification des conditions aux limites se traduit donc par une réorganisation rapide de la production pariétale du côté paroi mobile, la production côté paroi fixe semblant peu affectée par le déplacement de la paroi mobile. Dans la zone près de la

paroi mobile, le niveau de la corrélation longitudinale diminue tant que la production n'est pas totalement réorganisée. Dès sa réorganisation achevée au voisinage de la station 6, on assiste à une hausse générale du niveau de la turbulence dans toute la région centrale ($y/h \in [0,25; 0,85]$). La turbulence semble avoir des temps caractéristiques différents selon les régions considérées. A proximité des parois, les temps caractéristiques sont réduits car imposés par les gradients de vitesse qui sont importants dans ces régions. La turbulence de la zone centrale présente elle un temps caractéristique plus grand car elle résulte de l'interaction des deux turbulences pariétales. Finalement, la mise en mouvement de la paroi a perturbé l'ensemble de l'écoulement, ceci se traduisant par une dissymétrie de l'écoulement et par une hausse générale du niveau de $\overline{u^2}$ dans toute la région médiane de l'écoulement. A titre de comparaison, le rapport $\sqrt{\overline{u^2}}/u_{\tau_2}$, évalué en milieu de veine à la station 9, vaut 1,12 pour l'écoulement de type Poiseuille et 0,85 pour l'écoulement de Poiseuille pur.

Les trois corrélations normales sont représentées aux deux dernières stations (stations 8 et 9) sur les figures 21, 22 et 23, selon l'adimensionnement choisi. Les sondages à l'aide des sondes à fils croisés "uv" et "uw" n'ont été effectués qu'à ces deux stations. A la dernière station, les deux pics pariétaux de $\sqrt{\overline{u^2}}/u_{\tau}$ se situent en $y_1^+ = 16$ et $(h - y)_2^+ = 16$. Ils sont d'amplitude respective 1,6 et 2,85 (la vitesse d'adimensionnement est la vitesse de frottement associée à la paroi considérée). L'amplitude du pic de la paroi fixe, adimensionnée avec les variables de paroi, est légèrement inférieure à celle de l'écoulement de Poiseuille pur (2,95). Comme on le constatera par la suite, cela provient plutôt d'erreurs de mesure que d'une véritable influence de la paroi mobile sur l'amplitude du pic.

Les deux corrélations normales $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ sont établies dès l'avant-dernière station. L'anisotropie est très marquée sur toute l'épaisseur du canal. Il existe une région ($y/h \in [0,2; 0,3]$) où cette anisotropie entre les différentes corrélations normales est moins marquée (le maximum du profil de vitesse se situe dans cette région). Les pics de $\overline{v^2}$ et de $\overline{w^2}$ sont tous les deux situés à une vingtaine d'unités de la paroi fixe. L'influence de la taille de sonde sur les mesures dans les zones à fort gradient de vitesse semble être du même type que celle observée sur l'écoulement de Poiseuille pur. On verra, par la suite, qu'il en est de même pour les autres cas d'écoulements. Un faible pic du côté de la paroi mobile semble exister pour la corrélation transversale. On remarque surtout la présence d'un plateau près de la paroi mobile où la corrélation normale est constante. Quelque soit la corrélation normale considérée, elles comportent toutes une portion sensiblement linéaire comprise entre $y/h = 0,3$ et $y/h = 0,85$. Dans la région centrale, on observe les rapports suivants entre les corrélations: $\sqrt{\overline{u^2}}/\sqrt{\overline{v^2}} \simeq 1,65$ et $\sqrt{\overline{u^2}}/\sqrt{\overline{w^2}} \simeq 1,4$.

La corrélation \overline{uv} (figure 24) s'annule en $y/h = 0,2$ et présente une partie linéaire pour $y/h \in [0,3; 0,80]$. Un pic est observable à proximité de chacune des deux parois. Près de la paroi fixe, celui-ci présente une certaine dispersion. On peut évaluer son intensité à 0,85. Pour la paroi mobile, l'intensité du pic de la corrélation \overline{uv}

(adimensionnée par u_{τ_1}) est très faible ($\simeq 0,2$) en regard de celle de la paroi fixe. On repère ici un phénomène particulier. En effet, le profil de \bar{U} a son maximum en $y/h = 0,25$. Aussi, dans la zone $y/h \in [0,2; 0,25]$, la production d'énergie turbulente est négative. Ceci signifie, en d'autres termes, que le mouvement turbulent restitue de l'énergie au mouvement moyen. Ce phénomène n'est pas spécifique à l'écoulement de type Poiseuille. Il est également présent dans différents écoulements dissymétriques tels que les jets pariétaux [51], les jets dissymétriques [52], les écoulements dissymétriques de canal [53]. Notons que l'existence de cette zone remet en cause l'hypothèse de Boussinesq, hypothèse liant le gradient $d\bar{U}/dy$ à la contrainte de cisaillement turbulent $\bar{u}\bar{v}$ par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente. Cette hypothèse suppose l'annulation simultanée de ces deux quantités. La région pour laquelle l'hypothèse n'est pas vérifiée ne représente que 5% de la hauteur du canal. La contribution de cette zone doit donc être faible. Pour ce type d'écoulement, El Telbany a obtenu des zones de production négative de turbulence s'étendant sur 20% de la hauteur du canal. Cet écart notable, avec les présentes mesures, peut être imputable au fait qu'il a étudié ces écoulements à plus forts Reynolds, mais comme on le constatera, dans le chapitre suivant, cette assertion semble difficilement admissible. Kuroda [47] a mis en évidence l'existence d'une zone de ce type pour ses simulations d'écoulements de type Poiseuille. Pour les deux simulations, l'étendue de cette zone est d'environ 5% de la hauteur du canal, ce qui est en excellent accord avec les présentes mesures.

Finalement, on présente le profil d'énergie turbulente sur la figure 25. Un pic est observable près de la paroi fixe (certainement surestimé à cause des mesures élevées de \bar{v}^2 et \bar{w}^2) ainsi qu'un autre en $y/h = 0,05$, près de la paroi mobile. Le minimum est situé environ à $y/h = 0,2$, ordonnée où s'annule la corrélation $\bar{u}\bar{v}$. Une comparaison détaillée avec les profils d'énergie turbulente des autres écoulements de Couette-Poiseuille effectuée plus loin montrera la bonne concordance de ces profils près de la paroi fixe.

2.3.3 Ecoulement de type intermédiaire

Introduction

Celui-ci a été réalisé à une vitesse débitante de 5,14 m/s et une vitesse de bande de 6 m/s ce qui donne un nombre de Reynolds débitant Re_q de 9820 et un rapport U_q/V_b de 0,85. Les vitesses de frottement u_{τ_2} et u_{τ_1} pour la paroi fixe et pour la paroi mobile sont respectivement de 0,259 m/s et 0,093 m/s.

Résultats

L'établissement des grandeurs a été déterminé au fil simple aux mêmes stations que pour l'écoulement précédent. Les figures 26a et 26b présentent les profils de vitesse moyenne \bar{U}/U_q . Les figures 27a et 27b présentent les profils de la corrélation longitudinale $\sqrt{\bar{u}^2}/U_q$.

En se référant aux figures donnant l'évolution de \bar{U}/U_q en fonction de l'abscisse, on constate que la diminution de U_q/V_b entraîne l'apparition d'un minimum local de vitesse dans la moitié basse du canal. Ce minimum, qui se situe en $y/h = 0,1$ à la station 2, s'éloigne de la paroi mobile avec l'augmentation de l'abscisse x . Il se rapproche, par conséquent, du maximum qui se déplace du milieu du canal vers la paroi mobile. Les deux zones, de la paroi mobile au minimum local et du maximum à la paroi fixe, ont une vorticité positive (le sens trigonométrique étant pris comme référence). La vorticité dans la zone comprise entre le maximum et le minimum est donc négative. A partir de la station 6 ($x = 2,555$), un plateau est observé au voisinage du point $y/h = 0,25$, la zone à vorticité négative n'existant plus. Le profil de vitesse moyenne n'évolue plus dès la station 8 ($x = 2,855$). Ce type d'écoulement se caractérise par une pente $d\bar{U}/dy$ nulle à la paroi mobile. Expérimentalement, ce cas limite ne peut être atteint que de façon approximative.

L'évolution de la corrélation $\overline{u^2}$ avec l'abscisse met encore en évidence trois zones caractéristiques. La première zone est comprise entre $y/h = 0,5$ et $y/h = 1$. Comme pour l'écoulement précédent, on observe une évolution en deux temps du niveau de la corrélation $\overline{u^2}$ avec l'abscisse x . Dès la station 2, une légère augmentation de la corrélation est observable dans le champ. Elle est associée à une légère diminution du pic pariétal. Le profil reste stable jusqu'en station 5. On observe ensuite une augmentation significative de cette corrélation à partir de la station 6. Cette augmentation est à relier à l'évolution du profil de vitesse moyenne. A l'établissement de l'écoulement en station 9, le niveau de $\sqrt{\overline{u^2}}$ est nettement supérieur à celui observé pour l'écoulement de Poiseuille pur. Ceci est à relier au niveau différent du terme de production de k .

La deuxième zone est comprise également entre $y/h = 0$ et $y/h = 0,25$. Dès la station 2, on constate la disparition du pic existant près de la paroi mobile. La diminution progressive du niveau dans le champ se stabilise aux stations 6 et 7, puis croît jusqu'à la station 9. Ce phénomène de croissance est certainement corrélé à l'absence de zone à vorticité négative dès la station 6. A ce moment précis de l'établissement, la turbulence n'est plus du tout alimentée par la production de la paroi mobile. Le niveau de turbulence augmente alors en puisant son énergie dans la production de turbulence de la paroi fixe. Ce sont des processus turbulents tels que le transport par les corrélations triples ou le transport par les fluctuations de pression qui doivent permettre cet important transfert.

L'évolution de $\overline{u^2}$ dans la zone $y/h \in [0,25; 0,5]$ est plus difficile à décrire car elle traduit l'interaction des deux zones précédentes. En effet, le niveau minimum de $\overline{u^2}$ correspond à la station $x = 2,255$. Ceci est peut être dû à la faible valeur de $d\bar{U}/dy$ dans toute cette région à cette abscisse. A partir de cette station, $\overline{u^2}$ croît.

La modification des conditions aux limites se traduit par une réorganisation de la production pariétale qui s'effectue rapidement du côté de la paroi mobile. Comme précédemment la production côté paroi fixe paraît peu affectée. Dans la zone près de la paroi mobile, le niveau de la corrélation longitudinale diminue tant

que persiste une zone de vorticité negative. A partir de ce moment, on assiste à une hausse complète du niveau de la turbulence dans toute la région ($y/h \in [0; 0,85]$). Finalement, la mise en mouvement d'une paroi a perturbé l'ensemble de l'écoulement, ceci se traduisant notamment par une dissymétrie de l'écoulement et une hausse du niveau général de $\overline{u^2}$ dans la région centrale de l'écoulement. On observe une légère évolution entre les stations 8 et 9, indiquant que l'écoulement n'est pas complètement établi. A titre de comparaison, le rapport $\sqrt{\overline{u^2}}/u_{\tau_2}$, évalué en milieu de veine à la station 9, vaut 1,26 pour l'écoulement de type intermédiaire et 0,85 pour l'écoulement de Poiseuille pur.

Les profils des trois corrélations normales sont présentés sur les figures 28, 29 et 30. Le pic pariétal de la corrélation longitudinale se situe approximativement à 16 longueurs visqueuses de la paroi fixe et possède une amplitude de 2,95. Les sondages aux fil croisés confirment la faible évolution longitudinale des corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$, déjà repérée sur la corrélation $\overline{u^2}$. L'anisotropie est toujours marquée et $\overline{w^2}$ est toujours supérieure à $\overline{v^2}$ sur toute la hauteur du canal. Le comportement de ces deux corrélations près de la paroi mobile est nettement diff rent du comportement observé pour l'écoulement de type Poiseuille. Aucun pic ou plateau n'est observable. Ceci doit être relié à l'absence de production turbulente près de cette paroi. Les pics de $\overline{v^2}$ et de $\overline{w^2}$ sont situés approximativement à vingt unités de paroi de la paroi fixe. Ce comportement est à nouveau d  à la taille des sondes à fils croisés utilisées. Les trois corrélations normales varient linéairement sur une grande partie du canal. Pour $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$, la portion linéaire s'étend de $y/h = 0,05$ à $0,80$. Pour $\overline{v^2}$, elle s'étend de $0,35$ à $0,80$. Dans la zone $y/h \in [0,05; 0,80]$, le rapport $\sqrt{\overline{u^2}}/\sqrt{\overline{w^2}}$ vaut 1,4. Dans la zone $y/h \in [0,35; 0,8]$, le rapport $\sqrt{\overline{u^2}}/\sqrt{\overline{v^2}}$ vaut 1,68. On constate que les deux corrélations $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ suivent une loi linéaire plus longtemps que la corrélation $\overline{v^2}$. Ce comportement diff rent s'explique par un amortissement, causé par la paroi, plus important des fluctuations normales que des fluctuations tangentielles.

La corrélation \overline{uv} est présentée sur la figure 31. Le pic de la paroi fixe présente une amplitude comparable à celles de écoulements précédents. Aucun pic n'est observable près de la paroi mobile. Cette corrélation ne s'annule pas une seule fois sur l'ensemble de la hauteur du canal. Il n'y a donc pas de zone où la production d'énergie turbulente est négative pour l'écoulement étudié. On peut donc supposer que la zone de production négative existante dans un écoulement de type Poiseuille se délocalise vers la paroi mobile avec la diminution du rapport U_q/V_b . Elle s'évanouit à la paroi avec l'écoulement de type intermédiaire que l'on peut considérer comme un écoulement de type Poiseuille dont le maximum est à la paroi. Le rapport des vitesses de frottement u_{τ_2}/u_{τ_1} a diminué en comparaison de celui de Corenflos pour le même écoulement. Cet écart s'explique essentiellement par le léger défaut d'établissement (qui se traduit par une surestimation de u_{τ_1}).

Le profil d'énergie turbulente est présenté sur la figure 32. Il varie linéairement pour $y/h \in [0,35; 0,8]$. On observe clairement l'absence d'un pic pariétal du côté de la paroi mobile. Près de la paroi fixe, les mêmes constatations que précédemment

s'appliquent.

2.3.4 Écoulement de type Couette

Introduction

Cet écoulement a été réalisé à une vitesse débitante de $5,18 \text{ m/s}$ et à une vitesse de bande de $7,5 \text{ m/s}$, soit un nombre de Reynolds Re_q de 9740 et un rapport U_q/V_b de 0,69. L'écoulement étudié est établi, quant à son profil de vitesse moyenne, dès la station 8. Les corrélations ne sont toutefois pas complètement établies à cette station. En l'occurrence, la corrélation croisée \overline{uv} n'étant pas établie, il est en théorie impossible d'utiliser l'extrapolation de la partie linéaire pour la détermination des vitesses de frottement. Toutefois, l'extrapolation à la paroi fixe donne la même valeur aux dernières stations; elle sera donc retenue comme la valeur de la vitesse de frottement de la paroi fixe. La valeur ainsi déterminée vaut $0,252 \text{ m/s}$.

Résultats

Les figures 33a et 33b présentent les profils de vitesse moyenne \overline{U}/U_q . Les figures 34a et 34b présentent les profils de l'intensité de turbulence longitudinale $\sqrt{u^2}/U_q$.

Le rapport U_q/V_b est suffisamment petit pour générer trois zones distinctes dans la veine. Ces zones se distinguent par un changement de signe de la vorticité. Au vue de l'évolution des profils de vitesse moyenne le long de la veine, on constate que le minimum local près de la paroi mobile (qui existe dès la station 2) s'éloigne de la paroi avec l'augmentation de l'abscisse. Parallèlement, le maximum qui se trouve initialement à mi-canal se délocalise vers la paroi mobile. A partir de la station 5, la vorticité est positive sur toute la hauteur du canal. En effet, un plateau est observable sur le profil de vitesse moyenne, qui s'étend sur une zone comprise entre $y/h = 0,2$ et $y/h = 0,45$. Pour l'écoulement de type intermédiaire, on a vu que ce phénomène se déroule plus loin, à partir de la station 6. Ceci s'explique par la différence de rapport U_q/V_b . La perturbation imposée dans l'écoulement de type Couette est plus forte que pour l'écoulement de type intermédiaire. La réorganisation est alors plus rapide pour l'écoulement de type Couette.

Dès la station 6, les profils de vitesse moyenne possèdent une forme proche du profil de la dernière station qui s'avère la forme définitive. Tous ces profils présentent un point d'inflexion. La localisation de ce point d'inflexion est délicate mais il semble qu'elle ne varie pas sensiblement entre la station 6 et la station 9. Manifestement, le point d'inflexion n'est pas situé sur l'axe de symétrie du canal comme c'est le cas pour un écoulement de Couette pur. On peut situer celui-ci approximativement en $y/h = 0,3$. Le profil de vitesse moyenne est établi dès la station 8. Contrairement à un écoulement de Couette pur, l'écoulement de type Couette n'a pas une vitesse égale

à la vitesse débitante dans la section à mi-hauteur de veine. Dans notre cas, elle est supérieure de 3% à la vitesse débitante (en station 9). La vitesse varie sensiblement de façon linéaire dans la partie basse du profil établi ($y/h \in [0, 12; 0, 65]$).

Pour l'établissement de la corrélation $\overline{u^2}$, on distingue deux zones caractéristiques: une zone s'étendant de $y/h = 0,5$ à $y/h = 1$ et une autre zone s'étendant de $y/h = 0$ à $y/h = 0,5$. Dans le demi-canal supérieur, l'évolution du niveau de la corrélation $\overline{u^2}$ se fait en deux temps, comme dans les deux cas précédents. On constate, tout d'abord, une augmentation de la corrélation dans tout le champ dès la station 2 à laquelle est associée une faible diminution du pic pariétal. Ce profil reste stable jusqu'à la station 5. Ensuite, on observe une augmentation significative de cette corrélation à partir de cette station.

Dans le demi-canal inférieur, l'évolution de $\overline{u^2}$ se déroule également en deux temps. On observe une diminution rapide du niveau de cette corrélation aux premières stations. Contrairement à l'écoulement précédent, une réorganisation autour d'un pic pariétal d'une faible intensité est mise en évidence. La diminution du niveau de cette corrélation se poursuit jusqu'en station 5. En amont de cette station, la corrélation $\overline{u^2}$ présente deux minimums dans cette région. Ceux-ci semblent correspondre aux extrémums du profil de vitesse à la même abscisse correspondante. En aval de cette station, on observe une augmentation générale du niveau de $\overline{u^2}$ dans toute la partie inférieure du canal, sauf pour la région $y/h \in [0; 0,05]$ où le profil n'évolue pas. Cette évolution du profil est à relier à la présence d'un plateau sur le profil de vitesse traduisant l'extinction de la zone à vorticités négatives. Aux incertitudes de mesure près, à partir de cette station 5, un minimum d'énergie turbulente longitudinale est présent dans cette zone. L'ordonnée de ce minimum semble peu évoluer avec l'abscisse et être située autour de $y/h = 0,25$. On peut supposer une possible corrélation entre le minimum de $\overline{u^2}$ et le point d'inflexion existant sur le profil de vitesse moyenne. Le minimum de vorticités se traduit alors logiquement par un minimum d'agitation turbulente.

La partie supérieure du profil de $\overline{u^2}$ n'évolue plus de façon significative près la paroi fixe dès la station 8. Par contre, le même profil évolue encore sensiblement dans la région inférieure de l'écoulement. La vitesse de frottement de la paroi fixe a pu être déterminée contrairement à celle de la paroi mobile. Aussi, on peut localiser le pic de la paroi fixe ainsi que son intensité. Il se situe en $(h - y)_2^+ = 16$ et possède une amplitude de 2,95. On observe une différence entre les deux dernières stations pour les deux points les plus proches de la paroi fixe (figure 36). L'origine de cet écart n'est pas physique. Le pic de la corrélation longitudinale à la dernière station semble trop homogène. Cette dispersion des mesures souligne la difficulté que l'on a pour obtenir des mesures fiables très près de la paroi.

En résumé, la modification des conditions aux limites se traduit par une réorganisation rapide de la production pariétale du côté paroi mobile, la production côté paroi fixe semblant peu affectée par le déplacement de la paroi mobile. Dans la zone près de la paroi mobile, le niveau de la corrélation longitudinale diminue tant que la

production n'est pas totalement réorganisée. Dès sa réorganisation achevée autour de la stations 5 , on assiste à une hausse complète du niveau de la turbulence dans une grande partie du champ ($y/h \in [0,05; 0,85]$). Ce comportement est assez différent de l'écoulement de type Poiseuille. On a remarqué, pour cet écoulement, que le niveau de $\overline{u^2}$ continue à diminuer voire à se stabiliser au delà de la station 5, dans toute la zone $y/h \in [0,05; 0,25]$. Pour l'écoulement de type Couette, c'est une augmentation de $\overline{u^2}$ qui vient affecter cette zone.

La mise en mouvement d'une paroi a donc perturbé l'ensemble de l'écoulement se traduisant par une dissymétrie de l'écoulement et une hausse du niveau général de $\overline{u^2}$ dans la partie médiane de la veine. Des écarts importants surviennent entre les deux stations 8 et 9 indiquant que le mouvement fluctuant évolue encore. A titre de comparaison, le rapport $\sqrt{\overline{u^2}}/u_{\tau_2}$, évalué au centre de la veine à la station 9, vaut 1,33 pour l'écoulement de type Couette et 0,85 pour l'écoulement de Poiseuille pur.

L'établissement des deux autres corrélations normales n'est pas non plus atteint, comme le confirme la figure 35. Les deux corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ se comportent à proximité de la paroi fixe comme celles des deux écoulements précédents (figure 36). Leurs pics sont situés à une vingtaine d'unités de la paroi fixe. En station 9, aucun plateau pour $\overline{v^2}$ ou pic pour $\overline{w^2}$ ne peut être mis en évidence avec certitude près de la paroi mobile. Comme ceux des autres écoulements, les profils des corrélations normales présentent une portion où leur variation en fonction de l'ordonnée est sensiblement linéaire. Pour la dernière station, cette région s'étend de $y/h = 0,3$ à $y/h = 0,8$. L'anisotropie est forte comme le montre les rapports suivants : $\sqrt{\overline{u^2}}/\sqrt{\overline{v^2}} = 1,61$ et $\sqrt{\overline{u^2}}/\sqrt{\overline{w^2}} = 1,38$ pour $y/h \in [0,3; 0,8]$.

Sur la figure 37, on présente les deux profils de la corrélation croisée \overline{uv} aux stations 8 et 9. Un seul pic est désormais présent. Ceci est bien sûr lié au changement de signe du gradient de vitesse à la paroi mobile. En station 9, l'extrapolation de la partie linéaire donne une vitesse de frottement u_{τ_1} de 0,03 m/s. Cette valeur très faible indique que l'écoulement de type Couette est loin de l'établissement complet.

Le profil d'énergie turbulente est présenté sur la figure 38. Celui-ci présente une forme comparable à celui d'un écoulement de type Poiseuille, mais possède une intensité globalement supérieure. On remarque la présence de deux pics pariétaux. Le minimum d'énergie turbulente en $y/h = 0,2$ ne correspond pas au minimum de la corrélation longitudinale qui est pourtant sa contribution principale. La décroissance quasi linéaire de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ décale ce minimum vers la paroi mobile et atténue nettement l'amplitude du pic pariétal.

2.3.5 Comparaisons des écoulements étudiés

Une comparaison des profils de vitesse moyenne en représentation logarithmique montre l'existence des différentes couches de la zone interne pour la paroi fixe (figure 39). L'étendue de la zone logarithmique associée à la paroi fixe dépend du type d'écoulement et ne varie pas de façon monotone avec le paramètre U_q/V_b . En d'autres termes, cette région croît avec la diminution du paramètre U_q/V_b jusqu'à la valeur correspondant à l'écoulement de type intermédiaire. Puis, elle décroît avec une nouvelle diminution de ce paramètre. Quelque soit le type d'écoulement, une bonne superposition des profils existe, si ce n'est pour l'écoulement de type Poiseuille. La pente A semble peu sensible au type d'écoulement ($\simeq 2,9$). Par contre, une incertitude existe sur B . On reviendra plus loin sur la valeur des coefficients A et B , lors de l'étude de l'influence du nombre de Reynolds sur les écoulements de Couette-Poiseuille.

Sur la figure 40, la représentation logarithmique est faite par rapport à la paroi mobile. Le référentiel utilisé est donc lié à la paroi. Pour un écoulement de type Poiseuille, la vitesse de bande V_b est soustraite de la vitesse moyenne \bar{U} . Pour un écoulement de type Couette, le gradient de vitesse étant négatif, il faut soustraire la vitesse moyenne \bar{U} de la vitesse de bande V_b . Toutefois, le cas de l'écoulement de type Couette n'a pas été considéré, celui-ci étant loin de l'établissement.

On observe une profonde réorganisation de l'écoulement. Un fait remarquable est l'extinction progressive des zones universelles avec la diminution du paramètre U_q/V_b . L'écoulement de type Poiseuille étudié ne présente ni zone logarithmique, ni zone tampon. Seule la zone visqueuse semble exister pour cet écoulement (à ce nombre de Reynolds). Le cas de l'écoulement de type intermédiaire suppose l'extinction de l'ensemble des différentes zones universelles.

Les présents résultats expérimentaux sont tout à fait en accord avec les simulations numériques directes de Kuroda [47], qui ont été effectuées à un nombre de Reynolds Re_q de moitié. Une érosion progressive des zones universelles est observée avec la diminution de U_q/V_b . On peut légitimement penser qu'une diminution supplémentaire du rapport U_q/V_b doit restituer progressivement les différentes couches de la zone interne. En effet, des études portant sur les écoulements turbulents de Couette pur ($U_q/V_b = 0,5$) ont montré que les différentes couches universelles de la zone interne sont présentes. L'écoulement de type intermédiaire est un écoulement de paroi tout à fait particulier dans la mesure où il ne possède aucune des zones caractéristiques classiques des écoulements pariétaux. Pour ce type d'écoulement, les processus turbulents sont donc très différents du côté de la paroi mobile. On verra que la production de turbulence devient négligeable devant d'autres processus tels que la dissipation ou la diffusion turbulente.

La figure 41 compare le profil de la corrélation longitudinale des quatre écoulements étudiés. Pour un nombre de Reynolds Re_q donné, la variation du gradient de pression paraît n'avoir aucune influence sur la corrélation longitudinale près de la paroi

fixe. En faisant abstraction des problèmes de dispersion des mesures rencontrés à proximité immédiate de la paroi ($(h-y)_2^+ \leq 15$), on peut envisager l'existence d'une fine région où l'ensemble des corrélations longitudinales se superposent en une courbe unique. Au delà de cette fine région, la turbulence est manifestement influencée par la mise en mouvement de la paroi en $y/h = 0$. L'amplitude du pic de la corrélation longitudinale du côté de la paroi fixe, est toujours de 2,95, mise à part pour le type Poiseuille 2,85, soit une différence de 3,5%. Par ailleurs, la distance du pic à la paroi fixe paraît indépendante du type d'écoulement et vaut approximativement 16 longueurs visqueuses. Ces résultats nous amènent à penser que la production pariétale, dans cette région, doit être de même nature pour les quatre écoulements de Couette-Poiseuille. Du côté de la paroi mobile, la localisation du pic de l'écoulement de type Poiseuille est également estimée à 16 longueurs visqueuses. La localisation d'un pic pariétal semble être une constante lorsqu'elle est exprimée en variables de paroi.

On verra au chapitre 6 que le comportement de la corrélation croisée \overline{uv} est très différent de celui de la corrélation longitudinale. On constatera alors que la localisation et l'amplitude du pic de la paroi fixe sont largement dépendantes du nombre de Reynolds et du type de l'écoulement.

Les quatre profils d'énergie turbulente k sont superposés sur la figure 42. On observe une augmentation progressive du niveau de ces profils lorsque l'on passe d'un profil de Poiseuille pur à un profil de type Couette. Les conclusions d'El Telbany quant à un saut brutal d'énergie turbulente lors du passage d'un écoulement de type Poiseuille à un écoulement de type Couette, ne sont pas du tout confirmées ici.

Parmi d'autres, Bradshaw [54] suppose qu'il existe une relation simple entre l'énergie turbulente k et la contrainte de cisaillement turbulent \overline{uv} pour les écoulements cisailés. Cette relation exprime le fait que la turbulence est en équilibre interne, i-e que la dissipation turbulente est localement équilibrée par la production turbulente. Si le mouvement turbulent est décrit par une seule vitesse et une seule longueur caractéristiques, on peut écrire pour la corrélation croisée en utilisant l'hypothèse de Boussinesq:

$$|\overline{uv}| = C_\mu \sqrt{k} L_\epsilon \left| \frac{d\overline{U}}{dy} \right|$$

La vitesse caractéristique est \sqrt{k} et la longueur caractéristique est la longueur de dissipation $L_\epsilon = k^{3/2}/\epsilon$.

Avec l'hypothèse d'équilibre local (production = dissipation), cette relation s'écrit:

$$|\overline{uv}| = \sqrt{C_\mu k}$$

La constante C_μ est habituellement fixée à 0,09.

Les profils de \overline{uv}/k en fonction de y/h pour l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille étudiés ici sont donnés sur la figure 43. On constate que la région, où la production turbulente est localement équilibrée par la dissipation, évolue avec l'écoulement. Pour les écoulements de Poiseuille et de type Poiseuille, ces régions sont également observables près de la paroi mobile, avec toutefois un niveau faible pour l'écoulement de type Poiseuille. Une évaluation de la constante C_μ à partir des présents résultats donne 0,09. Cette valeur est la valeur classiquement utilisée dans les modèles $k - \epsilon$. Elle est proche de celle de Laufer (0,08) et Klebanoff (0,1). El Telbany trouve une valeur proche pour les écoulements de type Poiseuille ($C_\mu \in [0,08; 0,1]$), mais différente pour les écoulement de type Couette ($C_\mu \in [0,14; 0,18]$). Ces dernières valeurs semblent étonnamment élevées. Les écarts relevés par ces auteurs, entre les écoulements de type Poiseuille et les écoulements de type Couette, n'ont pas été relevés ici. Quelque soit l'écoulement considéré, le rapport de la corrélation croisée à l'énergie turbulente décroît à proximité de chacune des parois. Ceci est caractéristique de l'action d'une paroi sur la turbulence .

Du fait du cisaillement imposé par les conditions aux limites, les écoulements de Couette-Poiseuille ne sont pas isotropes. On peut caractériser un écoulement turbulent par son degré d'anisotropie. Pour cela, on introduit dans chaque direction un coefficient d'anisotropie représentant la déviation par rapport à un écoulement isotrope. Sous forme tensorielle, on écrit:

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (2.6)$$

Le coefficient $2/3$ est introduit afin d'avoir $a_{11} = a_{22} = a_{33} = 0$ en turbulence isotrope.

Les termes non nuls du tenseur d'anisotropie a_{ij} pour les quatre écoulements étudiés sont présentés sur les figures 44 à 47. Dans tous les cas, on observe l'existence de régions à anisotropie constante dans la partie centrale du canal. Dans ces régions, la valeur de chaque coefficient est pratiquement indépendante du type de l'écoulement. On observe une bonne concordance des régions où les quantités a_{11} , a_{22} , a_{33} et a_{12} sont constantes. Ceci est d'autant plus vrai pour a_{11} et a_{12} . Pour l'ensemble des écoulements, les valeurs suivantes ont été obtenues pour les termes diagonaux du tenseur d'anisotropie:

$$a_{11} = 0,4 \pm 0,01$$

$$a_{22} = 0,25 \pm 0,01$$

$$a_{33} = 0,12 \pm 0,01$$

Le coefficient a_{12} se réduit au rapport \overline{uv}/k pour lequel on a trouvé la valeur $\sqrt{C_\mu} = 0,3 \pm 0,01$.

L'étendue des régions à anisotropie sensiblement constante varie avec le rapport U_q/V_b . On trouve approximativement:

- $0,45 \leq y/h \leq 0,8$ pour l'écoulement de type Poiseuille,
- $0,25 \leq y/h \leq 0,8$ pour l'écoulement de type intermédiaire,
- $0,3 \leq y/h \leq 0,8$ pour l'écoulement de type Couette.

Pour l'écoulement de Poiseuille pur, ces régions sont de faible étendue, de part et d'autre de l'axe de symétrie.

On montre, à partir de développements limités (voir chapitre 4), que les termes a_{11} , a_{22} et a_{33} , évalués à la paroi (fixe ou mobile), sont non nuls et que le terme a_{12} est nul. Le terme a_{22} est égal à $-2/3$ à la paroi. A cause de la taille de la sonde, a_{22} ne tend pas vers cette valeur près de la paroi fixe. Par contre, près de la paroi en mouvement (le cisaillement étant plus faible), cette valeur est approximativement obtenue pour les trois écoulements étudiés. On va examiner succinctement le comportement du tenseur a_{ij} près de la paroi mobile. Mis à part l'écoulement de type intermédiaire, la diminution de a_{22} s'accompagne d'une diminution de a_{33} et d'une augmentation importante de a_{11} . Par contre, pour l'écoulement de type intermédiaire, la diminution de a_{22} s'accompagne d'une augmentation de a_{33} et d'une augmentation très modérée de a_{11} . L'explication de ce phénomène se trouve dans la présence simultanée de l'effet de "splatting" (Kim & Moin [71]) et l'absence de gradient de vitesse important. L'effet de "splatting" est une redistribution de l'énergie normale vers les directions tangentielles causée par la paroi qui atténue les fluctuations normales v . On reviendra plus en détail sur ce phénomène lors de l'examen des bilans des équations de transport provenant de la simulation numérique directe d'un écoulement de type intermédiaire effectuée par Kuroda.

2.3.6 Ecoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds

Introduction

L'écoulement a été réalisé à une vitesse débitante de $2,53 \text{ m/s}$ et à une vitesse de bande de $3,75 \text{ m/s}$, soit un nombre de Reynolds Re_q de 4970 et un rapport U_q/V_b de 0,67. Les profils turbulents ne sont pas complètement établis dès la station 8. Toutefois, les vitesses de frottement sont déduites du profil \overline{uv} à la dernière station. Elles valent $0,131 \text{ m/s}$ pour la paroi fixe et $0,064 \text{ m/s}$ pour la paroi mobile. On rappelle que cet écoulement à faible nombre de Reynolds Re_q a été choisi de manière à mettre en évidence l'influence du Reynolds sur un écoulement de type Couette.

Résultats

L'établissement des grandeurs \bar{U} et $\sqrt{u^2}$ est présenté sur les figures 48 et 49. Ici, seules trois stations intermédiaires ont été sondées. Ces stations sont les mêmes que celles utilisées par Corenflos à ce nombre de Reynolds, à savoir les stations 2, 3 et 8. Ne possédant pas l'ensemble des stations intermédiaires, il n'est pas possible de décrire en détail l'établissement comme précédemment. Au vue des deux premières stations, l'évolution de la vitesse moyenne semble suivre la même tendance générale. Dès la station 8, le profil de vitesse moyenne est établi. Le profil de \bar{U} présente une pente sensiblement constante dans une partie du canal ($y/h \in [0, 2; 0, 65]$). La vitesse à mi-canal est d'environ 3% supérieure à la vitesse débitante en dernière station.

Dès les deux premières stations, la corrélation longitudinale se comporte de la même façon que celle de l'écoulement équivalent à Re_q 10000. On ne peut conclure à l'établissement complet de la corrélation $\overline{u^2}$, celle-ci évoluant encore après la station 8. A la dernière station, l'amplitude des pic de $\overline{u^2}$ est proche de 2,95 du côté de la paroi fixe et de 3, du côté de la paroi mobile (tous deux adimensionnés par la vitesse de frottement de la paroi considérée). Ils se situent tous les deux à environ 16 unités de la paroi. Les résultats précédents à Re_q 10000 conduisent à penser que la localisation d'un pic pariétal est indépendante du nombre de Reynolds et du type de l'écoulement. Elle est toujours voisine de 16 unités de paroi. Cette valeur de 16 unités de paroi pour le pic proche de la paroi mobile semble indiquer un écoulement proche de l'établissement.

Les sondages aux fils croisés effectués aux stations 8 et 9 montrent que les autres corrélations turbulentes ne sont pas complètement établies en station 8 (figure 50). Contrairement aux cas précédents, on n'observe pas de portion linéaire commune aux trois corrélations normales. Tout spécialement, on note le caractère convexe du profil $\overline{v^2}$. Cette convexité est certainement imputable à la valeur plus faible du nombre de Reynolds. Les pics des deux corrélations normales $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ sont peu prononcés du côté de la paroi fixe (figure 51). La corrélation $\overline{v^2}$ présente un large plateau et la corrélation $\overline{w^2}$ présente un léger pic en $(h-y)_2^+ = 17$, soit sensiblement la même ordonnée que celle trouvée par Corenflos. Du côté de la paroi mobile, des comportements similaires sont observables (figure 52) mais les niveaux sont plus élevés. A titre de comparaison, le niveau de $\sqrt{u^2}/u_{\tau_1}$ est de 25 % supérieur à celui de $\sqrt{u^2}/u_{\tau_2}$ à une distance de 40 longueurs visqueuses de la paroi considérée et cela malgré un possible défaut d'établissement.

La corrélation \overline{uv} est présentée aux deux dernières stations sur la figure 53. On remarque que les parties proches des parois sont établies, mais que le profil dans la région centrale continue d'évoluer. Le profil présente une certaine dispersion indiquant des problèmes de convergence statistique des mesures. Manifestement, un nombre d'échantillons plus grand que celui utilisé pour les autres corrélations turbulentes est nécessaire pour cette corrélation.

Enfin, le profil d'énergie turbulente k est présenté sur la figure 54. On observe la présence d'un pic pariétal du côté de la paroi mobile. Le profil est semblable à celui d'un écoulement de type Poiseuille au même nombre de Reynolds mais d'une intensité globalement supérieure. Aucune portion du profil ne présente une variation linéaire avec l'ordonnée.

Remarque

Afin de mettre en évidence, l'influence de la paroi mobile sur la paroi fixe, la corrélation normale longitudinale $\sqrt{u^2}/u_{\tau_2}$ est représentée en fonction de $(h - y)_2^+$, pour chaque type d'écoulement, sur la figure 55 (en reprenant les résultats de Corenflos). Cinq écoulements sont considérés ici: un écoulement de Poiseuille pur, un de type Poiseuille ($V_b = 2$ m/s), un de type intermédiaire ($V_b = 3$ m/s), un de type Couette ($V_b = 3,75$ m/s), un de Couette pur ($V_b = 5$ m/s). Cette figure est à comparer à celle obtenue pour Re_q 10000 (figure 41). Contrairement aux mesures effectuées à Re_q 10000, une grande dispersion des mesures existe au voisinage du pic pariétal. Pour l'écoulement de Poiseuille pur, une évolution de l'amplitude du pic avec le nombre de Reynolds a été observée (2,8 pour Re_q 5000 et 2,95 pour Re_q 10000). Pour les trois autres cas, on ne peut mettre clairement en évidence une évolution de l'amplitude du pic avec ce paramètre. La dispersion observée est probablement due à des imprécisions de mesure dans cette région de l'écoulement qui s'expliquent par les faibles vitesses rencontrées. Aussi, l'évolution de l'amplitude du pic observée sur l'écoulement de Poiseuille pur pourrait ne pas être pas significative et résulterait davantage de l'imprécision des mesures dans cette zone de l'écoulement. Comme à Re_q 10000, la localisation du pic est sensiblement indépendante du type d'écoulement. Elle peut être estimée entre 14 et 16 unités de paroi. Il est impossible de mettre en évidence une distance en unités de paroi à partir de laquelle l'influence du déplacement de la paroi mobile ne se fait plus sentir (à supposer que cette distance existe à ce nombre de Reynolds). Plus loin de la paroi, le profil de la corrélation longitudinale s'intercale logiquement entre les profils de l'écoulement de Couette et de type intermédiaire.

Les profils d'énergie turbulente correspondant aux cinq écoulements sont présentés sur la figure 56. Le pic d'énergie turbulente de la paroi fixe évolue peu avec le type d'écoulement. Par contre, le pic de la paroi mobile s'estompe lors du passage d'un écoulement de Poiseuille pur à un écoulement de type intermédiaire pour, ensuite, réapparaître lors du passage à un écoulement de Couette pur. Il est intéressant de constater que si l'on identifie aisément le pic de la corrélation longitudinale près de cette paroi, on observe plutôt un plateau pour l'énergie turbulente. Ce phénomène est causé par la valeur particulièrement faible du nombre de Reynolds. En effet, pour les écoulements à Re_q 10000, le pic de k est facilement repérable ainsi que le minimum d'énergie turbulente (figure 42). Une augmentation progressive de l'énergie turbulente avec la diminution du rapport U_q/V_b est obtenue à ce nombre de Reynolds.

2.4 Conclusion

Dans le cadre du présent travail expérimental, cinq écoulements ont été étudiés. La majorité de ces écoulements ont un nombre de Reynolds Re_q proche de 10000. A ce nombre de Reynolds, l'écoulement de type intermédiaire et de type Couette présentent un défaut d'établissement. Les mêmes écoulements à un nombre de Reynolds de moitié semblent établis. On peut donc conclure à une influence significative de Re_q sur la longueur d'établissement. Les défauts d'établissement sévères, remarqués sur l'écoulement de type Couette à Re_q 10000, laissent à penser que cette longueur est également fortement dépendante du rapport U_q/V_b . La longueur d'établissement de l'écoulement de Poiseuille pur semble, par contre, peu sensible au nombre de Reynolds. En accord avec Comte-Bellot, une distance proche de 50 hauteurs de canal paraît être une estimation raisonnable de la longueur nécessaire pour obtenir un écoulement de Poiseuille établi.

Il convient de faire une remarque sur le critère employé ici pour déterminer si un écoulement est établi ou non aux dernières stations. Seule la comparaison entre les stations 8 et 9, séparées seulement de quatre hauteurs de canal, renseigne sur le caractère établi de l'écoulement. Or si l'on admet une évolution lente de l'écoulement dans la direction x , l'absence de différence entre ces deux dernières stations peut ne pas être un critère suffisant. Une distance sensiblement plus importante entre les deux dernières stations serait nécessaire. A cet égard, on verra plus loin (chapitre 4) que l'écoulement de type Poiseuille à Re_q 10000 présente vraisemblablement un léger défaut d'établissement, contrairement à ce que l'on suppose ici.

L'étude expérimentale permet d'affirmer que l'augmentation de l'énergie turbulente avec la diminution de U_q/V_b est monotone (tout du moins pour les deux nombres de Reynolds étudiés).

Elle confirme également l'influence très importante de la taille de sonde sur les mesures du champ turbulent. Les mêmes influences que celles relevées par Corenflos [6] ont été observées avec, toutefois, des niveaux supérieurs. La corrélation croisée est également affectée.

Partie II

ETUDE NUMERIQUE

Chapitre 3

Fermeture des équations de la turbulence

3.1 Introduction

Les équations de Reynolds introduisent des inconnues supplémentaires que sont les moments en un point $\overline{u_i u_j}$. Le système composé des équations de quantité de mouvement et de l'équation de continuité moyennées comporte alors plus d'inconnues que d'équations. Ce système est dit ouvert. Se pose alors le problème de sa fermeture afin d'en permettre la résolution. Fermer le système suppose soit de trouver une relation liant les corrélations turbulentes aux grandeurs du champ moyen (i-e trouver des lois de comportement) soit d'ajouter des équations supplémentaires décrivant l'évolution de ces inconnues.

Dans le cadre du présent travail, la deuxième solution est retenue: les équations de transport dérivées des équations de Navier-Stokes sont choisies pour fermer le système. Ces équations introduisent des moments inconnus d'ordre supérieur que sont les corrélations triples de vitesse. On pourrait déterminer des équations de transport supplémentaires décrivant leur évolution. Celles-ci introduiraient des corrélations d'ordre supérieur et ainsi de suite. La solution retenue est de modéliser les corrélations triples intervenant dans les équations de transport en fonction des corrélations doubles. On parle habituellement de fermeture au second ordre. A ce stade, le système à résoudre est composé d'autant d'équations que d'inconnues. Les équations de transport de $\overline{u_i u_j}$ peuvent s'écrire sous la forme synthétique suivante:

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij}^\nu + D_{ij}^p + D_{ij}^t + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (3.1)$$

On rappelle les expressions des différents termes:

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right)$$

$$\begin{aligned}
D_{ij}^\nu &= \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k^2} \\
D_{ij}^p &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(-\frac{\overline{p}}{\rho} (\delta_{ik} u_j + \delta_{jk} u_i) \right) \\
D_{ij}^t &= -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j u_k}) \\
\Phi_{ij} &= \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\
\epsilon_{ij} &= 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}
\end{aligned}$$

Cette décomposition n'est pas unique, mais il semble qu'elle représente au mieux l'ensemble des différents processus turbulents intervenant au sein d'un écoulement. Certains des termes du membre de droite de l'équation exacte (3.1) ne sont pas des fonctions explicites des inconnues du système. Il faut donc les modéliser. Ceci revient à approcher au mieux chacun de ces termes par une relation qui est fonction des différentes inconnues du système à déterminer $(\overline{u_i u_j}, \overline{U_i}, \overline{P})$.

Le membre de gauche de l'équation (3.1) représente la dérivée particulière des corrélations turbulentes. Le premier terme du membre de droite P_{ij} est un terme de production (qui peut être à l'occasion négatif). Le second terme D_{ij}^ν représente la diffusion visqueuse de la corrélation turbulente. Il ne nécessite pas de modélisation. Les deux autres termes de diffusion D_{ij}^p et D_{ij}^t , qui représentent respectivement la diffusion par les fluctuations de pression et la diffusion par les fluctuations de vitesse, sont tous deux à modéliser. Le terme Φ_{ij} est le terme corrélation pression-déformation. De trace nulle, il est redistributif et traduit l'échange d'énergie entre les différentes composantes. Enfin, le terme ϵ_{ij} représente la dissipation visqueuse des corrélations doubles. Les deux derniers termes font actuellement l'objet d'une attention particulière quant à leur modélisation.

L'ensemble des modélisations repose sur le concept d'un temps caractéristique unique de la turbulence k/ϵ . Ce temps caractéristique introduit le scalaire ϵ qui est le taux de dissipation visqueuse, égal à la moitié de la trace du tenseur de dissipation ϵ_{ij} . Cette hypothèse traduit le fait que l'énergie k des grosses structures de l'écoulement est dissipée au niveau des plus petites structures à un taux ϵ . L'équilibre spectral est implicitement supposé dans tout l'écoulement. Une équation supplémentaire, décrivant l'évolution du terme inconnu ϵ au sein de l'écoulement, est alors nécessaire.

En tenant compte des différentes conditions aux limites à imposer à ce système, une résolution numérique permet de décrire l'évolution des différentes inconnues au sein d'un écoulement quelconque.

Dans la partie précédente, des mesures par anémométrie à fil chaud ont permis de déterminer l'évolution d'un certain nombre de moments d'ordre 1 et 2 au sein de plusieurs écoulements de Couette-Poiseuille. Une comparaison entre les mesures disponibles et des prédictions provenant de différents modèles aux tensions de Reynolds est envisageable. Elle peut permettre la validation ou l'invalidation des différents modèles utilisés. Dans le cadre du présent travail, seule une simulation des écoulements établis a été entreprise, ceci pour deux raisons. La première est d'ordre expérimental. On ne dispose des mesures de l'ensemble du champ turbulent qu'aux deux dernières stations, là où l'écoulement est supposé établi. La seconde raison est d'ordre numérique. En effet, dans ce cadre précis, le système se réduit à un système de 6 équations à 6 inconnues; il présente en plus l'avantage de n'avoir aucun terme convectif dont la résolution est délicate.

Pour la simulation des écoulements de Couette-Poiseuille, trois modèles de fermeture au second ordre ont été étudiés. Il s'agit du modèle de Gibson & Rodi [55], du modèle de Shima & Launder [56] et du modèle de Hanjalic & Jakirlic [57].

Initialement, le modèle Gibson & Rodi [55] a été développé pour des écoulements de canal avec surface libre. Son utilisation n'étant pas possible jusqu'à la paroi, des fonctions de paroi sont utilisées. Vanhée [2], en apportant quelques modifications, en a permis l'usage jusqu'à la paroi solide. C'est cette version modifiée qui va être utilisée par la suite. Cet auteur recommande, d'ailleurs, l'usage de ce modèle pour la prédiction des écoulements de Couette-Poiseuille.

Le modèle de Shima utilisé ici a été développé à l'origine avec Launder [56]. Il s'inspire d'un travail précédent de Shima [58]. Par la suite, un certain nombre de constantes ont été changées par Shima par rapport au modèle d'origine. Ces modifications permettent une meilleure prédiction de certains paramètres, comme le coefficient de frottement, pour certains écoulements. Le modèle d'origine, ou sa version légèrement modifiée, ont été testés avec succès sur un grand nombre d'écoulements bidimensionnels [59], [60]. Dans le cadre d'écoulements tridimensionnels, les prédictions se sont avérées globalement acceptables, mais un certain nombre de déficiences ont été relevées [61]. Les bonnes prédictions d'écoulements bidimensionnels, obtenues à l'aide de ce modèle, nous ont incité à le tester sur les écoulements de Couette-Poiseuille. Seule la version d'origine sera présentée par la suite, la version modifiée n'apportant pas d'amélioration sensible pour les écoulements étudiés ici. Ce modèle, contrairement au modèle de Gibson & Rodi, permet d'obtenir les bons comportements asymptotiques des termes modélisés à l'approche de la paroi. De plus, l'utilisation des invariants du tenseur d'anisotropie du champ turbulent dans les différentes "constantes" du modèle, selon la méthode du modelage invariant introduit par Lumley [62], permet d'obtenir un comportement correct du modèle dans des cas limites (ex: turbulence bidimensionnelle à proximité d'une paroi solide).

Le modèle d'Hanjalic & Jakirlic [57] est une version adaptée du précédent modèle. Sa particularité tient essentiellement à l'introduction d'invariants tensoriels construits à partir des échelles dissipatives. Selon ces auteurs, seule l'utilisation de ce remède

permet de capturer correctement l'influence du nombre de Reynolds global sur le champ dissipatif.

On constatera plus loin que l'équation de transport du taux de dissipation diffère substantiellement selon le modèle considéré ainsi que la modélisation du tenseur de dissipation visqueuse ϵ_{ij} . Par contre, les modèles utilisés pour le terme redistributif sont identiques, mises à part les constantes utilisées.

Les similitudes des différents modèles ainsi que leurs différences spécifiques vont être présentées. Par la suite, une comparaison détaillée sera effectuée entre les prédictions obtenues à partir de ces trois modèles et les mesures de l'I.M.F.L.

3.2 Termes de diffusion

Le terme D_{ij}^v représente la diffusion moléculaire des corrélations doubles. Il ne nécessite pas de modélisation et ne joue un rôle significatif qu'à proximité des parois.

Le second terme D_{ij}^p représente la diffusion par les fluctuations de pression. Il n'est pas en règle générale considéré par les modélisateurs. Habituellement, il est soit négligé soit modélisé conjointement au terme de redistribution Φ_{ij} . La raison essentielle de cet état de fait est l'absence de données expérimentales le concernant. Cependant, de récents travaux [63] ont reconsidéré le problème de la diffusion par les fluctuations de pression. Il faut préciser que le fait de négliger cette diffusion est correcte à grand nombre de Reynolds turbulent: elle est alors négligeable devant la diffusion par les fluctuations de vitesse. Par contre, cette hypothèse n'est pas valable dans la zone de proche paroi. On verra, un peu plus loin, que le terme de diffusion par les fluctuations de pression D_{ij}^p provient de la décomposition du terme de corrélation des fluctuations de vitesse avec le gradient des fluctuations de pression en un terme diffusif D_{ij}^p et un terme redistributif Φ_{ij} . Cette décomposition semble peu adaptée à l'approche d'une paroi solide [66].

Le dernier terme D_{ij}^t est la diffusion des corrélations doubles par les corrélations triples. Diverses approches existent pour modéliser ce terme. L'hypothèse retenue dans les trois modèles est de type premier gradient (Daly & Harlow [64]). Les corrélations triples s'écrivent alors:

$$-\overline{u_i u_j u_k} = -C_s \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \quad (3.2)$$

avec la constante C_s égale à 0,22.

Cette hypothèse est analogue à l'hypothèse de Boussinesq. Le rapport k/ϵ est le temps caractéristique local de la turbulence qui représente le temps de vie des grosses structures dans l'écoulement. Ce sont elles qui assurent le transport turbulent dans l'écoulement. Ce modèle a fait par le passé l'objet d'une critique sérieuse à cause de son caractère tensoriellement incorrect; il ne respecte pas la symétrie du tenseur

$\overline{u_i u_j u_k}$. Hanjalic & Launder [65] ont proposé un autre modèle, dérivé des équations de transport des corrélations triples, qui présente des propriétés tensorielles correctes. Dans un article de 1988, Mansour, Kim & Moin [66] fournissent les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds obtenus à partir de la simulation numérique directe d'un écoulement turbulent de Poiseuille pur à faible nombre de Reynolds faite par Kim, Moin & Moser [24]. Ils comparent alors les profils des corrélations triples obtenues par simulation directe et les profils déduits du modèle de Daly & Harlow et de celui de Hanjalic & Launder. Globalement, le modèle de Daly & Harlow s'est avéré être supérieur à celui de Hanjalic & Launder. La simplicité du modèle de Daly & Harlow et son comportement acceptable font qu'il reste à l'heure actuelle encore largement usité. Par ailleurs, Mansour & al observent que les deux modèles n'ont pas nécessairement le bon comportement asymptotique à l'approche de la paroi mais précisent que cet aspect des choses ne doit pas être considéré comme déterminant car il n'intervient qu'à proximité immédiate de la paroi ($y^+ \leq 5$). Les travaux de Gilbert & Kleiser [67] montrent également, à partir de leur propre simulation numérique directe, qu'une modélisation de la diffusion turbulente par une hypothèse de premier gradient est acceptable.

Dans le cas particulier des écoulements de Couette-Poiseuille établis, qui sont plans parallèlement à (Ox_1x_3) et par droites parallèles à (Ox_1) , la diffusion turbulente s'écrit:

$$D_{ij}^t = -C_s \frac{d}{dx_2} \left(\frac{k}{\epsilon} \frac{d\overline{u_i u_j}}{dx_2} \right) \quad (3.3)$$

Cette expression montre que la diffusion turbulente, qui ne s'effectue dans ce cas que dans la direction normale à la paroi, est assurée par les fluctuations normales.

Dans le cadre des modèles du premier ordre de type $k - \epsilon$, on introduit une viscosité turbulente ν_t construite à partir d'une longueur et d'une vitesse caractéristiques de la turbulence qui sont respectivement $k^{3/2}/\epsilon$ et \sqrt{k} . Elle s'écrit:

$$\nu_t = \sqrt{k} \frac{k^{3/2}}{\epsilon} = \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.4)$$

Cette viscosité diminue sensiblement à l'approche d'une paroi solide. La prise en compte de cette influence dans les modèles de premier ordre se fait en appliquant à ν_t une fonction d'amortissement f_μ . Pour le modèle de diffusion présenté ci-dessus, on peut introduire une viscosité tourbillonnaire:

$$\nu_t = \frac{k}{\overline{u_2^2}} \frac{k}{\epsilon} \quad (3.5)$$

La vitesse caractéristique choisie dans ce cadre est alors $\sqrt{\overline{u_2^2}}$ au lieu de \sqrt{k} . Pour les modèles aux tensions de Reynolds, l'introduction d'une fonction d'amortissement f_μ n'est plus nécessaire. En effet, à l'approche de la paroi, les fluctuations qui lui sont normales diminuent. C'est la corrélation $\overline{u_2^2}$ qui va directement jouer le rôle de fonction d'amortissement.

3.3 Terme redistributif

Le tenseur pression-déformation Φ_{ij} est un terme redistributif. Sa modélisation correcte est un élément clef pour une bonne représentation de l'écoulement turbulent ce qui explique l'attention qui lui est portée. La fluctuation de pression p , intervenant dans Φ_{ij} , peut être reliée aux grandeurs du champ de vitesse par l'équation de Poisson suivante:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\overline{u_i u_j} - u_i u_j) - 2 \left(\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.6)$$

A l'aide de la formule de Green, on peut montrer:

$$\begin{aligned} \frac{p}{\rho}(\vec{x}) &= \frac{1}{2\pi} \int \int \int_V \left[\frac{\partial \overline{U'_m}}{\partial x'_n} \frac{\partial u'_n}{\partial x'_m} \right] \frac{1}{r} \, dv \\ &- \frac{1}{4\pi} \int \int \int_V \left[\frac{\partial^2}{\partial x'_m \partial x'_n} (\overline{u'_m u'_n} - u'_m u'_n) \right] \frac{1}{r} \, dv \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho} \int \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial n} - p' \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] \, ds \end{aligned}$$

où p est évaluée en un point \vec{x} du domaine fluide V de frontière S . L'indice ' signifie que la quantité est évaluée en un point courant du domaine fluide. \vec{r} est le vecteur représentant la distance entre le point où p est évaluée et le point courant. Enfin, \vec{n} est le vecteur normal à S et dirigé vers l'extérieur.

Finalement, en multipliant par la quantité $\partial u_i / \partial x_j$ et en moyennant, on obtient:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{p}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}(\vec{x}) &= \frac{1}{4\pi} \int \int \int_V \left[\frac{\partial^2 \overline{u'_m u'_n}}{\partial x'_m \partial x'_n} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \frac{1}{r} \, dv \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int \int \int_V \left[\frac{\partial \overline{U'_m}}{\partial x'_n} \frac{\partial u'_n}{\partial x'_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \frac{1}{r} \, dv \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho} \int \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial n} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{p'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] \, ds \end{aligned}$$

Cette expression permet d'isoler trois contributions distinctes intervenant dans le processus redistributif Φ_{ij} . Le premier terme ne fait intervenir que des grandeurs turbulentes. On qualifie habituellement ce terme de partie lente du tenseur pression-déformation. Le second terme traduit une interaction entre le champ moyen et la turbulence. Il est qualifié de partie rapide. Enfin, le troisième terme est une intégrale de surface qui n'intervient que dans le cas d'un écoulement pariétal. Sa contribution est négligeable si le point, où est évaluée la corrélation pression-déformation, est suffisamment éloigné de la paroi. On peut montrer que ce terme traduit un rôle

de réflexion joué par la paroi. Il affecte les deux processus lent et rapide de la redistribution. Finalement, on écrit l'expression synthétique suivante pour Φ_{ij} :

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij}^1 + \Phi_{ij}^2 + \Phi_{ij}^{1w} + \Phi_{ij}^{2w} \quad (3.7)$$

Le terme purement turbulent Φ_{ij}^1 est un terme de retour à l'isotropie. En absence de gradients de vitesse moyenne, l'anisotropie de la turbulence tend naturellement à diminuer. L'expérience montrant que le retour à l'isotropie est d'autant plus rapide que l'anisotropie initiale est forte, Rotta [68] modélise ce terme de la manière suivante:

$$\Phi_{ij}^1 = -C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) = -C_1 \epsilon a_{ij} \quad (3.8)$$

avec C_1 une "constante" et ϵ/k l'inverse du temps caractéristique de la turbulence.

Le modèle de retour à l'isotropie de Rotta est adopté pour les trois modèles étudiés ici. La différence réside dans le choix de C_1 . Elle est soit une constante pure (modèle de Gibson) soit une fonction des invariants du tenseur d'anisotropie du champ turbulent (modèle de Shima) voire de celui du champ dissipatif (modèle d'Hanjalic).

	Gibson	Shima	Hanjalic
C_1	1,8	$1 + 2.58AA_2^{1/4} [1 - \exp(-(0.0067R_t)^2)]$	$1 - f'_s + 2.5AF^{1/4}f$

avec les définitions suivantes pour le modèle de Shima:

$$\begin{cases} A &= 1 - 9A_2/8 + 9A_3/8 & A_2 &= a_{ij}a_{ij} \\ A_3 &= a_{ij}a_{jk}a_{ki} & a_{ij} &= \overline{u_i u_j}/k - 2/3\delta_{ij} \\ R_t &= k^2/\nu\epsilon \end{cases}$$

et avec les définitions complémentaires suivantes pour le modèle de Hanjalic:

$$\begin{cases} F &= \min(A_2; 0, 6) & f &= \min[(R_t/140)^4, 1] \\ f'_s &= 1 - \sqrt{AE^2} \\ E &= 1 - 9E_2/8 + 9E_3/8 & E_2 &= e_{ij}e_{ij} \\ E_3 &= e_{ij}e_{jk}e_{ki} & e_{ij} &= \epsilon_{ij}/\epsilon - 2/3\delta_{ij} \end{cases}$$

La méthode du modelage invariant de Lumley [62] suppose que les différentes fonctions intervenant dans les termes modélisés dépendent des invariants du tenseur d'anisotropie. Le terme d'appauvrissement (A ou E) est souvent utilisé à la place du troisième invariant d'anisotropie (A_3 ou E_3). Il présente l'avantage de s'annuler à l'approche d'un cas limite bidimensionnel (cas d'une paroi solide) et de tendre vers la valeur

1 dans le cas d'une turbulence isotrope. La raison de l'introduction des invariants du tenseur d'anisotropie dissipatif sera présentée lors de la présentation de la modélisation du tenseur dissipatif ϵ_{ij} .

La formulation de Rotta est linéaire en a_{ij} . Des formulations plus complexes, comprenant des termes supplémentaires en puissance de a_{ij} , existent. Leur supériorité, par rapport à des formulations linéaires, doit se faire sentir dans des écoulements complexes (décollement, zones de recirculation ...) [69], [70].

La formulation de Φ_{ij}^2 retenue par les trois auteurs est le modèle d'isotropisation de la production qui est analogue à celui de Rotta:

$$\Phi_{ij}^2 = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \quad (3.9)$$

Le taux de production P est égal à la moitié de la trace du tenseur P_{ij} .

Selon le modèle considéré, la fonction C_2 prend les valeurs suivantes :

	Gibson	Shima	Hanjalic
C_2	0,6	$0,75\sqrt{A}$	$0,75\sqrt{A}$

Les effets de la paroi ont tendance à inhiber le processus de redistribution de l'énergie longitudinale vers les autres composantes. A l'approche de la paroi, loin de diminuer, l'anisotropie augmente. La paroi a tendance également à diminuer la corrélation croisée $\overline{u\bar{v}}$. En introduisant le vecteur normal à la paroi \vec{n} , Shir [72] proposa que l'effet de la réflexion de la paroi sur le terme lent du tenseur pression-déformation Φ_{ij}^1 s'écrive:

$$\Phi_{ij}^{1w} = C_{1w} \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_k u_i} n_k n_j - \frac{3}{2} \overline{u_k u_j} n_k n_i \right) f_w \left(\frac{l}{n_i r_i} \right) \quad (3.10)$$

où \vec{r} est le rayon vecteur, f_w une fonction scalaire qui représente l'étendue de la région sur laquelle l'influence de l'intégrale de surface est significative et l une longueur de dissipation.

Paradoxalement, Shir supposa que la paroi devait affecter les deux termes lent et rapide mais ne formula la modélisation que pour le terme lent. Gibson & Launder [73] ont étendu cette expression au terme Φ_{ij}^{2w} :

$$\Phi_{ij}^{2w} = C_{2w} \left(\Phi_{km}^2 n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik}^2 n_k n_j - \frac{3}{2} \Phi_{jk}^2 n_k n_i \right) f_w \left(\frac{l}{n_i r_i} \right) \quad (3.11)$$

Les deux constantes introduites ci-dessus sont déterminées dans la zone logarithmique d'un écoulement de couche limite en supposant que la fonction f_w est égale à 1. On a pour les trois modèles:

	Gibson	Shima	Hanjalic
C_{1w}	0,5	$-2C_1/3 + 1,67$	$2/5 - 10AF^{1/4}f/15$
C_{2w}	0,3	$\max [2(C_2 - 1)/3 + 0,5; 0] / C_2$	$\max [4/15 - 1/(15C_2), 0]$

Dans le cas des écoulements de Couette-Poiseuille, la fonction f_w s'écrit:

$$f_w\left(\frac{l}{n_i r_i}\right) = f\left(\frac{l}{y}\right) \quad (3.12)$$

Launder, Reece & Rodi [74] supposent que la fonction f_w est proportionnelle à l/y . l est une longueur de dissipation construite à partir de l'énergie turbulente k et du taux de dissipation ϵ . Finalement, f_w s'écrit:

$$f_w\left(\frac{l}{y}\right) = C_l \frac{k^{3/2}}{\epsilon y} \quad (3.13)$$

La zone d'équilibre d'une couche limite turbulente où l'on suppose $f_w = 1$, permet de fixer la constante de proportionnalité C_l à 0,4. Cette formulation est retenue pour le modèle de Shima & Launder. Hanjalic & Jakirlic écrivent que:

$$f_w\left(\frac{l}{y}\right) = \frac{k^{3/2}}{\epsilon y} \quad (3.14)$$

Dans leur cas, la constante C_l est prise en compte au travers des deux fonctions C_{1w} et C_{2w} .

Gibson & Rodi [55] adoptent une autre fonction f_w afin de localiser l'influence des termes de réflexion plus près de la paroi. Dans le cas d'un écoulement de canal, la fonction de paroi s'écrit:

$$f_w = \frac{2k^{3/2}}{a\epsilon h} \left[\frac{(1 - 2y/h)^2}{2y/h} \right] \quad (3.15)$$

avec la constante a égale à 3,18.

Dans tout ce qui précède, la longueur y est la distance à la paroi la plus proche du point considéré. Dans les présentes simulations, on a supposé que seule l'une ou l'autre des parois est ressentie en un point de l'écoulement. Toutefois, l'expérience montre qu'il existe une interaction directe entre les parois, mais celle-ci s'avère être faible (Teitel & Antonia [75]).

Un problème majeur réside dans la modélisation de l'intégrale de surface pour le modèle de Gibson & Launder. En effet, ce modèle suppose de définir un vecteur

normal à la paroi \vec{n} . Or, dans des configurations complexes (présence simultanée de plusieurs parois non parallèles), le choix de ce vecteur devient délicat. La voie actuellement suivie par Launder est, purement et simplement, d'éliminer ce terme en prenant implicitement en compte son influence au travers d'un développement plus poussé en a_{ij} des deux autres termes (tout particulièrement Φ_{ij}^2). De plus, les travaux de Launder & Craft [76] ont montré que la prise en compte du terme Φ_{ij}^{1w} menait à des prédictions irréalistes dans le cas de jets percutant une paroi. Dans le cas des écoulements de Couette-Poiseuille, l'écoulement a une direction déterminée parallèle aux deux parois. On peut espérer que le modèle de réflexion sur la redistribution de Gibson & Launder donne des prédictions acceptables.

Finalement, on peut remarquer qu'une différence essentielle existe entre le modèle de Gibson & Rodi et les deux autres modèles avec l'introduction des invariants. Ceci permet d'obtenir naturellement les bons comportements limites pour la turbulence ainsi qu'un comportement asymptotique correct tel que l'annulation des termes diagonaux du tenseur Φ_{ij} à la paroi. Ceci n'est pas garanti par le modèle de Gibson & Rodi modifié. On peut donc espérer une meilleure représentation de la turbulence à proximité des parois par les deux autres modèles.

Dans la modélisation du terme redistributif Φ_{ij} pour les modèles de Shima et d'Hanjalic, il convient d'apporter quelques précisions. Il faut savoir que la diffusion par les fluctuations de pression y est implicitement modélisée. C'est davantage le terme fluctuation de vitesse-gradient de fluctuation de pression Π_{ij} qui est considéré. En effet, on peut écrire:

$$\begin{aligned} D_{ij}^p + \Phi_{ij} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{p u_i} \delta_{jk} + \overline{p u_j} \delta_{ik}) + \frac{1}{\rho} \overline{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \\ &= \frac{1}{\rho} \overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}} + \overline{u_j \frac{\partial p}{\partial x_i}} \\ &= \Pi_{ij} \end{aligned}$$

Loin des parois où le nombre de Reynolds turbulent R_t est élevé, la diffusion par les fluctuations de pression devient négligeable devant la diffusion turbulente. On a alors:

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} &\longrightarrow \Phi_{ij} \\ R_t &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

Le terme Π_{ij} est donc redistributif loin des parois. Les modèles de retour à l'isotropie et d'isotropisation de la production sont alors adaptés pour sa modélisation. Près

de la paroi, le terme D_{ij}^p joue un rôle. Shima et Hanjalic décident de le modéliser conjointement au terme Φ_{ij} . Le terme Π_{ij} présente l'avantage de s'annuler à la paroi pour l'ensemble de ses composantes. Shima et Hanjalic proposent donc de faire tendre la modélisation à haut Reynolds de Π_{ij} (égale à celle de Φ_{ij}) vers zéro à l'approche de la paroi. Pour cela, les divers coefficients intervenant dans les modèles de retour à l'isotropie et d'isotropisation de la production sont rendus dépendants de paramètres tendant vers zéro à la paroi tels que le nombre de Reynolds ou les facteurs d'applatissage A ou E . A première vue, sans cette précision, on aurait pu croire à une violation des règles de réalisabilité. En effet, Schumann [77] a montré que la réalisabilité du modèle de retour à l'isotropie de Rotta veut que la constante C_1 soit supérieure ou égale à un.

On peut noter, cependant, que pour Shima la constante C_1 tend vers 1 et non pas vers 0, ce qui semble contredire ce qui vient d'être énoncé. En réalité, la modélisation de Π_{ij} pour ce modèle comprend en plus l'anisotropie du champ dissipatif. A la paroi, la somme de ce terme ajouté à la dissipation s'écrit:

$$\begin{aligned}\Pi_{ij} - \epsilon_{ij} &= \left[\Pi_{ij} - \left(\epsilon_{ij} - \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \\ &= \left[-\frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \\ &= -\frac{\epsilon}{k} \overline{u_i u_j}\end{aligned}$$

La somme représente alors exactement ϵ_{ij} dans cette région selon la modélisation de ce terme faite par Rotta (cf. modélisation du tenseur de dissipation ϵ_{ij}). Ainsi, on verra par la suite qu'à la paroi, la dissipation (somme de la dissipation isotrope et de la dissipation anisotrope) vient égaler la diffusion visqueuse.

Hanjalic suit un chemin différent de Shima. La constante C_1 tend effectivement vers zéro en accord avec ce qui a été annoncé ci-dessus. Il modélise explicitement l'anisotropie du champ dissipatif dans la modélisation du tenseur ϵ_{ij} . On peut remarquer à cet effet que la constante C_1 du modèle d'Hanjalic fait intervenir $-f'_s$ (cf. modélisation du tenseur de dissipation ϵ_{ij}).

A l'inverse des deux modèles, le modèle de Gibson modifié par Vanhée ne présente pas les comportements asymptotiques corrects à la paroi. On reviendra en détail sur cet aspect lors de l'examen des bilans des équations de transport.

Enfin, une dernière remarque d'ordre plus général quant à la modélisation du tenseur pression-déformation Φ_{ij} . Classiquement, on suppose que ce tenseur est relié à un certain nombre de termes connus. Ceci s'écrit:

$$\Phi_{ij} = F_{ij}(k, \epsilon, a_{lm}, \frac{\partial U_n}{\partial x_l}) \quad (3.16)$$

Les modélisations de ce terme inconnu, dans les équations de transport de $\overline{u_i u_j}$, sont des développements plus ou moins compliqués (selon l'ordre du développement retenu) de ces différentes grandeurs [69], [78]. En fait, elles supposent toutes que l'anisotropie a_{ij} est l'élément clef permettant une bonne description de l'évolution de la turbulence sous différentes contraintes. Or, Reynolds [79] a montré que ce type de modélisation tombe en défaut dès que l'écoulement subit une rotation rapide. L'effet le plus important de cette rotation est de bloquer le processus de cascade de l'énergie. La dissipation au sein de l'écoulement se réduit alors fortement; une modélisation en a_{ij} ne saurait prendre en compte ce changement structural de la turbulence. Pour les écoulements étudiés ici, le problème ne se pose pas. Des formulations simples en a_{ij} doivent être suffisantes.

Remarque

Vanhée a constaté que le modèle de Gibson modifié par ses soins prédisait à proximité des parois solides des niveaux de la corrélation croisée nettement surestimés. En adoptant une proposition faite par So & al [80], il a introduit dans le modèle une fonction d'amortissement f_3 qui multiplie l'ensemble des termes homogènes à la production de cette contrainte (cf. modélisation de Φ_{ij}) afin d'obtenir des prédictions acceptables. Celle-ci s'écrit:

$$f_3 = 1 - \exp(-0,023 \frac{y u_{\tau^*}}{\nu}) \quad (3.17)$$

où u_{τ^*} est la vitesse de frottement locale définie par:

$$u_{\tau^*} = \sqrt{|\nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv}|} \quad (3.18)$$

L'utilisation de cette vitesse de frottement locale se justifie dans le cas d'écoulements intermédiaires où la vitesse de frottement pariétale est proche de zéro.

3.4 Terme de dissipation visqueuse

Le dernier terme à modéliser dans les équations de transport des tensions de Reynolds est le tenseur de dissipation visqueuse ϵ_{ij} . Lorsque le nombre de Reynolds turbulent est suffisamment fort, la dissipation est supposée isotrope. Cette hypothèse s'explique par le fait que la dissipation s'effectue au niveau des plus petites structures de l'écoulement. Ces petites structures sont supposées avoir oublié l'anisotropie des plus grandes directement soumises à la déformation. Pour cela, il est nécessaire que dans l'espace spectral, les zones de production et de dissipation soient bien distinctes. Il faut par conséquent que le nombre de Reynolds soit élevé. Les travaux de Lumley [62] montrent que:

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} + O\left(\frac{a_{ij}}{R_t^{1/2}}\right) \quad (3.19)$$

Ceci traduit qu'une anisotropie au niveau de la dissipation persiste lorsque le nombre de Reynolds est fini (ce qui est toujours le cas). Durbin & Speziale [81] montrent de leur côté que même lorsque le nombre de Reynolds est infini, l'isotropie de la dissipation est incompatible avec la présence d'un champ de déformation. Celle-ci peut être une approximation valable à condition que le paramètre suivant soit suffisamment faible:

$$\frac{S^*k}{\epsilon} \ll 1 \quad (3.20)$$

où S^* est une norme convenablement choisie pour le tenseur de déformation S_{ij} .

Habituellement, dans des écoulements cisailés en équilibre, le paramètre précédemment défini est supérieur ou égal à 1. L'hypothèse d'isotropie locale n'est donc pas valable dans la zone logarithmique d'un écoulement à proximité d'une paroi. Il faut que l'anisotropie soit explicitement modélisée.

Malgré cela, à haut nombre de Reynolds, l'approximation d'isotropie du processus dissipatif est retenue:

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3}\epsilon\delta_{ij} \quad (3.21)$$

Dans le modèle de Shima, cette approximation est retenue même dans le cas d'un nombre de Reynolds turbulent faible. L'anisotropie du phénomène dissipatif est prise en compte au travers de la modélisation de Π_{ij} (cf. modélisation du terme redistributif).

Dans le cas des faibles nombres de Reynolds, Rotta suppose que l'anisotropie de la dissipation est directement liée à l'anisotropie du champ turbulent par la relation:

$$\epsilon_{ij} = \frac{\epsilon}{k}\overline{u_i u_j} \quad (3.22)$$

Cette formulation ne rend pas compte de la possibilité d'une dissipation isotrope à haut Reynolds. Pour y remédier, Hanjalic & Launder [65] proposent une combinaison linéaire entre l'approximation haut Reynolds et celle à bas Reynolds:

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3}\epsilon\delta_{ij}(1 - f_s) + \frac{\epsilon}{k}\overline{u_i u_j}f_s \quad (3.23)$$

où f_s est une fonction de pondération dépendant du nombre de Reynolds. Elle tend vers 0 lorsque le nombre de Reynolds tend vers l'infini. Une optimisation a permis d'écrire:

$$f_s = \frac{1}{1 + R_t/10} \quad (3.24)$$

Cette solution est retenue dans le modèle de Gibson & Rodi. A l'aide d'un développement limité à partir de la paroi, on peut montrer que la dissipation est fortement anisotrope. On écrit pour les trois fluctuations:

$$u = a_1 y + a_2 y^2 + \dots$$

$$v = b_2 y^2 + \dots$$

$$w = c_1 y + c_2 y^2 + \dots$$

A partir de ces développements limités, on peut démontrer les relations suivantes [82]:

$$\frac{\epsilon_{11}}{u^2} = \frac{\epsilon_{33}}{w^2} = \frac{\epsilon_{11}}{4v^2} = \frac{\epsilon_{12}}{2uv} \quad (3.25)$$

L'hypothèse de Rotta ne prend en compte l'évolution du coefficient intervenant selon la composante considérée. Ce comportement du tenseur de dissipation n'est valable qu'à proximité immédiate de la paroi. Par ailleurs, les simulations numériques directes d'écoulements de canal montrent que l'hypothèse (3.22) s'avère valable jusqu'à une soixantaine de longueurs visqueuses de la paroi. Aussi, Hanjalic & Jakirlic [57] proposent une formulation regroupant la modélisation à haut Reynolds, la modélisation à bas Reynolds et les différentes contraintes asymptotiques (3.25). Elle s'écrit:

$$\epsilon_{ij} = (1 - f'_s) \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} + f'_s \epsilon_{ij}^* \quad (3.26)$$

avec les définitions suivantes:

$$\epsilon_{ij}^* = \frac{\epsilon (\overline{u_i u_j} + (\overline{u_i u_k n_j n_k} + \overline{u_j u_k n_i n_k} + \overline{u_k u_l n_k n_l n_i n_j}) f_s)}{k (1 + \frac{3}{2} \frac{\overline{u_p u_q}}{k} n_p n_q f_s)} \quad (3.27)$$

$$f'_s = 1 - \sqrt{AE^2} \quad (3.28)$$

La fonction f_s est donnée par l'équation (3.24).

Dans la modélisation de l'anisotropie de la dissipation ϵ_{ij}^* , la fonction de pondération f_s intervient. Cette fonction est fortement décroissante avec R_t (et donc avec y dans notre cas). Elle a pour effet d'imposer le comportement asymptotique correct uniquement dans la sous-couche visqueuse. La fonction de pondération f'_s fait intervenir à la fois le facteur d'applatissage A , construit sur les échelles turbulentes, et le facteur d'applatissage E construit sur les échelles dissipatives. Ceci est assez novateur dans la mesure où les fonctions de pondération habituelles entre les modélisations haut et bas Reynolds dépendent soit du nombre de Reynolds R_t (voire R_y) soit du facteur d'applatissage A . De par sa définition, f'_s tend vers 1 près de la paroi et tend vers 0 dans le cas d'une turbulence isotrope. Selon Hanjalic,

seule l'introduction du paramètre E peut permettre de représenter l'influence du nombre de Reynolds global de l'écoulement sur la localisation de la zone dissipative. En effet, les paramètres A et R_t sont peu sensibles à une augmentation du nombre de Reynolds global de l'écoulement. Quand le nombre de Reynolds augmente, la zone où s'effectue la dissipation va se trouver dans une région de plus en plus fine attenante à la paroi. Selon cet auteur, l'utilisation de E permet de modéliser correctement cette influence.

Remarque

On a déjà précisé que l'ensemble des modélisations des termes des équations de transport des corrélations doubles présentées repose sur le concept d'un temps caractéristique unique de la turbulence. La détermination de celui-ci se fait par l'introduction d'une quantité scalaire qui est le taux de dissipation ϵ . Cette inconnue supplémentaire doit être déterminée à l'aide d'une équation de transport. On a vu, entre autre, que la modélisation des composantes du tenseur de dissipation faisait intervenir ce scalaire. Une autre méthode pour déterminer ces composantes est de résoudre des équations de transport régissant leur évolution. Celles-ci peuvent s'écrire:

$$\frac{D\epsilon_{ij}}{Dt} = P_{ij}^{1\epsilon} + P_{ij}^{2\epsilon} + P_{ij}^{3\epsilon} + P_{ij}^{4\epsilon} + D_{ij}^{\nu\epsilon} + D_{ij}^{p\epsilon} + D_{ij}^{t\epsilon} + \Phi_{ij}^{\epsilon} - E_{ij}^{\epsilon} \quad (3.29)$$

Les notations utilisées sont les mêmes que pour les équations de transport des contraintes de Reynolds, afin de souligner que les mêmes processus interviennent pour les corrélations dissipatives. On observe la présence de 4 termes de production. Lors de la présentation de l'équation exacte régissant l'évolution du scalaire ϵ , on présentera l'expression de la trace de ces différents tenseurs.

Tagawa, Nagano & Tsuji [83] ont appliqué la modélisation des équations de transport de $\overline{u_i u_j}$ proposée par Launder, Reece & Rodi [74] aux équations transport de ϵ_{ij} . Ils justifient leur entreprise par le fait que la description du tenseur ϵ_{ij} par une relation algébrique est primitive. Par ailleurs, ils précisent avec l'appui de simulations numériques directes que l'anisotropie du processus dissipatif peut différer considérablement de l'anisotropie du champ turbulent. L'inconvénient avec les modélisations classiques réside dans le fait qu'elles reposent sur l'utilisation d'un temps caractéristique unique (k/ϵ) que l'on peut qualifier d'isotrope. L'idée intéressante est alors d'introduire des temps caractéristiques variant suivant la direction considérée. Dans des situations fortement anisotropes telles que celles qui existent à proximité d'une paroi, on peut effectivement supposer que les temps caractéristiques intervenant dans les processus turbulents diffèrent selon la direction considérée. Par exemple, dans le cas de la diffusion turbulente, Tagawa & al proposent simplement de construire une viscosité turbulente directionnelle:

$$\nu_{t(i)} = \overline{u_i u_j} T_j \quad (3.30)$$

où T_j est le temps directionnel défini par

$$T_j = \frac{\overline{u_j^2}}{\epsilon_{jj}} \quad (3.31)$$

sans sommation sur l'indice j .

Il est clair que la simulation d'écoulements complexes par ce type de modèle est peu praticable, étant donné le nombre presque prohibitif d'équations à résoudre pour déterminer uniquement le champ dynamique. Dans le cas d'écoulements établis, cette voie reste toutefois envisageable. Une mauvaise prédiction du champ dissipatif près des parois pour les écoulements de Couette-Poiseuille établis nous a conduit à entreprendre une simulation de ces écoulements avec le modèle de Tagawa & al. La convergence des calculs a été obtenue uniquement pour l'écoulement de Poiseuille pur. Aussi, dans le cadre du présent travail, cette voie bien que prometteuse a été abandonnée. Des formulations algébriques complexes pour les composantes du tenseur de dissipation telles que celles d'Hanjalic & Jakirlic ont été adoptées.

3.5 Equation de transport pour ϵ

En partant des équations non moyennées pour les grandeurs fluctuantes, on dérive l'équation exacte pour le taux de dissipation ϵ :

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = P^{1\epsilon} + P^{2\epsilon} + P^{3\epsilon} + P^{4\epsilon} + D^{\nu\epsilon} + D^{p\epsilon} + D^{t\epsilon} - Y \quad (3.32)$$

Les différents termes s'écrivent:

$$\begin{aligned} P^{1\epsilon} &= -2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} && \text{Production mixte,} \\ P^{2\epsilon} &= -2\nu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right) \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} && \text{Production par gradient moyen,} \\ P^{3\epsilon} &= -2\nu u_k \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j \partial x_k} && \text{Production par gradient moyen,} \\ P^{4\epsilon} &= -2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) && \text{Production turbulente,} \\ D^{\nu\epsilon} &= \nu \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x_k \partial x_k} && \text{Diffusion visqueuse,} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D^{p\epsilon} &= -2\frac{\nu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\frac{\partial p}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_j}} \right) && \text{Diffusion par les fluctuations de pression,} \\
D^{t\epsilon} &= -\nu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right) && \text{Diffusion par les fluctuations de vitesse,} \\
Y &= 2\nu^2 \frac{\overline{\partial^2 u_i}}{\partial x_k \partial x_k} \frac{\overline{\partial^2 u_i}}{\partial x_k \partial x_k} && \text{Destruction de la dissipation.}
\end{aligned}$$

La majorité des termes présents dans l'équation (3.32) nécessite une modélisation. A haut Reynolds turbulent, l'équation exacte de ϵ n'est pas pratique car elle ne prend en compte que les corrélations des petites échelles décrivant les détails du processus dissipatif. L'hypothèse de haut nombre de Reynolds traduit que ces échelles sont passives: elles s'adaptent pour dissiper l'énergie. La modélisation de cette équation est donc très empirique. Lorsque le nombre de Reynolds turbulent est grand, une analyse par ordre de grandeur des différents termes montre qu'un certain nombre de termes dans l'équation exacte sont négligeables [84]. On peut alors écrire l'équation valable pour des nombres de Reynolds R_t élevés sous la forme suivante:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \underbrace{P^{4\epsilon} - Y}_{\text{Source/puits}} + \underbrace{D^{p\epsilon} + D^{t\epsilon}}_{\text{transport turbulent}} \quad (3.33)$$

$$\quad \quad \quad \text{Source/puits} \quad \text{transport turbulent} \quad (3.34)$$

Le terme source est $P^{4\epsilon}$. Il exprime la création de la dissipation par la turbulence elle-même avec le processus d'étirement tourbillonnaire. Le terme puits est Y . C'est un terme destructif purement visqueux. Enfin, le terme de transport regroupe la diffusion de la dissipation par les fluctuations de pression $D_{ij}^{p\epsilon}$ et le terme de diffusion par les fluctuations de vitesse $D_{ij}^{t\epsilon}$. Les deux termes productif et dissipatif sont modélisés ensemble. Ils sont supposés être fonctions des arguments suivants:

$$P^{4\epsilon} - Y = \Psi \left(k, \epsilon, a_{lm}, \frac{\partial U_n}{\partial x_l} \right) \quad (3.35)$$

Lauder & al [74] proposent la formulation suivante pour la fonction scalaire Ψ :

$$P^{4\epsilon} - Y = \Psi = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.36)$$

où P est la production d'énergie turbulente.

Cette modélisation est retenue dans le modèle d'Hanjalic. Ce type de formulation présente le désavantage de relier la production de la dissipation à la production turbulente. Dans le cas d'écoulements avec une surface libre, la production de la

dissipation peut être significative même en l'absence de production turbulente. Afin de permettre cette production de dissipation, Zeman et Lumley [85] proposent la formulation à haut nombre de Reynolds suivante pour Ψ :

$$P^{4\epsilon} - Y = \Psi = 0,47 \frac{\epsilon}{k} P + 3,9 \frac{\epsilon^2}{k} \frac{A_2}{1 + 1,5\sqrt{A_2}} - C_{\epsilon_2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.37)$$

Cette modélisation est retenue dans le modèle de Gibson & Rodi.

Shima & Launder [56] ajoutent à l'équation (3.36) deux termes supplémentaire qui permettent des meilleures prédictions d'écoulements de couche-limite accélérées et décélérées:

$$P^{4\epsilon} - Y = \Psi = (C_{\epsilon_1} + \Psi_1 + \Psi_2) \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon_2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.38)$$

avec les définitions suivantes:

$$\Psi_1 = 2,5A \left(\frac{P}{\epsilon} - 1 \right) \quad (3.39)$$

$$\Psi_2 = 0,3(1 - 0,3A_2) \exp \left[-(0,002R_t)^2 \right] \quad (3.40)$$

Enfin, pour les trois modèles présentés, le transport turbulent de la dissipation est modélisé par une hypothèse de premier gradient:

$$D^{p\epsilon} + D^{t\epsilon} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\epsilon \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_l} \right) \quad (3.41)$$

où C_ϵ est une constante optimisée numériquement.

Lorsque le nombre de Reynolds est faible, un certain nombre de terme ne sont plus négligeables comme précédemment. Les termes de production $P^{1\epsilon}$, $P^{2\epsilon}$, $P^{3\epsilon}$ doivent être considérés. Le terme $P^{3\epsilon}$ a été modélisé par Hanjalic & Launder [65] en utilisant une hypothèse de premier gradient:

$$P^{3\epsilon} = C_{\epsilon_3} \overline{\nu u_j u_k} \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_l} \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_k \partial x_l} \quad (3.42)$$

Ce terme modélisé est une source de dissipation supplémentaire car il est toujours positif. Ce terme de production supplémentaire est présent dans l'équation de ϵ pour le modèle de Gibson & Rodi et de Hanjalic & Jakirlic. Malgré leur importance à proximité immédiate de les deux termes productifs $P^{1\epsilon}$, $P^{2\epsilon}$ ne sont pas explicitement modélisées dans les équations de transport de ϵ des trois modèles présentés.

La diffusion moléculaire du taux de dissipation est à prendre en compte lorsque le nombre de Reynolds turbulent est faible. Elle ne nécessite aucune modélisation. Dans la modélisation de la fonction Ψ présentée plus haut, le terme représentant

la destruction de la dissipation tend vers l'infini à la paroi. Pour remédier à cet inconvénient, une solution souvent pratiquée est de remplacer ce terme par le terme $\epsilon\tilde{\epsilon}/k$ qui est fini à la paroi. Le scalaire $\tilde{\epsilon}$ est défini par :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon - 2\nu \frac{d\sqrt{k}}{dy} \quad (3.43)$$

L'introduction du terme $\tilde{\epsilon}$ trouve son origine dans les développements limités à la paroi suivants:

$$k = c_2 y^2 + c_3 y^3 + \dots$$

$$\epsilon = 2c_2 \nu + d_1 y + \dots$$

Ce scalaire présente l'avantage de varier comme y^2 près de la paroi et d'être égal au taux de dissipation à une certaine distance de celle-ci. La destruction modélisée devient donc finie à la paroi. Elle est parfois multipliée par une fonction f_ϵ (comme dans le cas du modèle d'Hanjalic & al [65], [57]). Cette fonction a pour but de permettre une meilleure représentation du taux de décroissance de l'énergie turbulente isotrope lorsque le nombre de Reynolds turbulent devient faible. Pour des écoulements pariétaux, son action est effective juste à proximité de la paroi. La fonction d'amortissement f_ϵ est donnée par:

$$f_\epsilon = 1 - \frac{C_{\epsilon 2} - 1.4}{C_{\epsilon 2}} \left(\exp(-R_t^2/36) \right) \quad (3.44)$$

En résumé, on écrit les équations de transport de ϵ pour les différents modèles utilisés dans le cas établi:

Modèle de Gibson:

$$0 = -0,47 \frac{\epsilon}{k} \overline{uv} \frac{d\overline{U}}{dy} + 3,9 \frac{\epsilon\tilde{\epsilon}}{k} \frac{A_2}{1 + 1,5\sqrt{A_2}} + C_{\epsilon 3} \nu \frac{k}{\epsilon} \frac{1}{v^2} \left(\frac{d^2\overline{U}}{dy^2} \right)^2$$

$$+ \frac{d}{dy} \left[\left(\nu + C_\epsilon \frac{k}{\epsilon} \right) \frac{d\epsilon}{dy} \right] - C_{\epsilon 2} \frac{\tilde{\epsilon}\epsilon}{k}$$

Modèle de Shima:

$$0 = -(C_{\epsilon 1} + \Psi_1 + \Psi_2) \frac{\epsilon}{k} \overline{uv} \frac{d\overline{U}}{dy} + \frac{d}{dy} \left[\left(\nu + C_{\epsilon} \frac{k}{\epsilon} \overline{v^2} \right) \frac{d\epsilon}{dy} \right] - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon \tilde{\epsilon}}{k}$$

Modèle de Hanjalic:

$$0 = -C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{uv} \frac{d\overline{U}}{dy} + C_{\epsilon 3} \nu \frac{k}{\epsilon} \overline{v^2} \left(\frac{d^2 \overline{U}}{dy^2} \right) + \frac{d}{dy} \left[\left(\nu + C_{\epsilon} \frac{k}{\epsilon} \overline{v^2} \right) \frac{d\epsilon}{dy} \right] - C_{\epsilon 2} f_{\epsilon} \frac{\epsilon \tilde{\epsilon}}{k}$$

Pour les trois modèles, on dispose des constantes suivantes:

	Gibson	Shima	Hanjalic
C_{ϵ}	0,22	0,18	0,18
$C_{\epsilon 1}$	-	1,45	1,44
$C_{\epsilon 2}$	1,9	1,9	1,92
$C_{\epsilon 3}$	0,4	-	0,3

Chapitre 4

Applications aux écoulements de Couette-Poiseuille

4.1 Introduction

Les trois modèles de Gibson & Rodi [55], Shima & Launder [56] et d'Hanjalic & Jakirlic [57] ont été utilisés pour simuler l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille disponibles à l'I.M.F.L. Ils seront désignés, par la suite, respectivement par les initiales GR, SL et HJ. Dans un premier temps, les prédictions des moments d'ordre 1 et 2 seront comparées aux résultats expérimentaux et, le cas échéant, à ceux d'une simulation numérique directe. Pour les comparaisons, on réservera le terme de simulation à la simulation numérique directe. Dans un second temps, les bilans des équations de transport modélisées seront comparés aux bilans provenant de la simulation directe. Ici, seul le cas de l'écoulement de type intermédiaire sera étudié. En effet, celui-ci présente l'avantage de réunir deux phénomènes distincts: la présence de frottement du côté de la paroi fixe et l'absence de frottement du côté de la paroi mobile. Cet examen des bilans permettra de vérifier le bon comportement asymptotique des différents termes modélisés à l'approche d'une paroi solide pour les trois modèles GR, SL, HJ. L'absence de frottement à la paroi mobile mettra en évidence un certain nombre de déficiences des modèles dans ce cas particulier.

La résolution des équations modélisées se fait par une méthode de volumes finis (Patankar [89]). La précision du schéma de discrétisation utilisé est d'ordre 2. Typiquement, deux cents points de maillage ont été utilisés dans la direction normale à la paroi. Ce nombre élevé de points s'est révélé nécessaire pour l'obtention d'une solution sensiblement indépendante du maillage. Près de la paroi fixe, un minimum d'une soixantaine de points de maillage réside dans la zone comprenant la sous-couche visqueuse et la zone tampon.

Les conditions aux limites imposées sont les suivantes:

$$\bar{U} = V_b \text{ en } y/h = 0$$

$$\bar{U} = 0 \text{ en } y/h = 1$$

$$\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{uv} = 0 \text{ en } y/h = 0 \text{ et en } y/h = 1$$

Pour chacune des deux parois, la condition limite suivante est appliquée sur le taux de dissipation ϵ :

$$\epsilon_{paroi} = 2\nu \left(\frac{d\sqrt{k}}{dy} \right)_{paroi}^2 \quad (4.1)$$

Cette condition sur le taux de dissipation trouve son origine dans les développements limités de k et de ϵ à la paroi. Par le passé, une condition souvent utilisée était de supposer nul le gradient de cette quantité évalué à la paroi. Or, de nombreuses simulations numériques directes montrent que la pente de ϵ , loin d'être nulle, est fortement négative à la paroi.

Dans l'équation de quantité de mouvement longitudinale, le gradient de pression joue le rôle de terme source. Pour une vitesse de bande donnée, c'est lui qui impose la vitesse débitante dans la section. Dans le cadre de l'étude, celui-ci peut-être évalué à partir des carrés des deux vitesses de frottements u_{τ_1} et u_{τ_2} . Ces deux quantités sont déterminées indirectement par l'utilisation du profil de la corrélation croisée. Aussi, une certaine incertitude pèse sur sa détermination. Ceci peut se traduire éventuellement par une mauvaise estimation de la vitesse de débit pour les modèles. Le rapport U_q/V_b définissant le type de l'écoulement de Couette-Poiseuille est alors mal évalué. Ceci peut s'avérer fâcheux pour l'écoulement de type intermédiaire qui présente une sensibilité importante à l'évolution de ce rapport. Aussi, la solution choisie ici est de se servir de l'estimation du gradient de pression à partir des vitesses de frottement pour initialiser le calcul, puis d'itérer sur celui-ci afin obtenir la vitesse de débit U_q de l'expérience.

4.2 Ecoulements de Poiseuille pur

Les prédictions des profils de vitesse moyenne pour les deux nombres de Reynolds sont présentées sur les figures 57 et 58. On peut observer une quasi-superposition entre l'expérience et la simulation de Kuroda pour le nombre de Reynolds le plus faible. La forme du profil de vitesse est très bien reproduite par les modèles SL et HJ aux deux nombres de Reynolds. Cependant, HJ a une légère tendance à sous-estimer le rapport U_{max}/U_q ($\simeq 1,5\%$). Le modèle de GR surestime la vitesse au centre du canal à Re_q 5000 mais la prédit correctement à Re_q 10000.

La représentation en coordonnées logarithmiques montre des écarts de niveau selon les modèles et le nombre de Reynolds traduisant une évaluation plus ou moins bonne de la vitesse de frottement. A Re_q 5000, HJ est bon accord avec l'expérience. C'est d'ailleurs le seul modèle à représenter correctement le profil de vitesse dans la zone tampon, ce en accord avec l'expérience et la DNS. A Re_q 5000, on observe une légère différence de pente entre l'expérience ($\simeq 2,7$) et la simulation numérique ($\simeq 2,5$). A Re_q 10000, les modèles GR et SL donnent une pente A proche de l'expérience ($\simeq 2,9$) alors qu'HJ donne une pente proche de la valeur classique à haut nombre de Reynolds ($\simeq 2,5$). Les vitesses de frottement prédites par les modèles aux deux nombres de Reynolds sont données dans le tableau suivant:

	$u_\tau(5000)$	$u_\tau(10000)$
Expérience	0,162	0,291
Gibson	0,159	0,293
Shima	0,163	0,296
Hanjalic	0,163	0,306

La prédiction de la vitesse de frottement est bonne dans l'ensemble aux deux nombres de Reynolds, si ce n'est HJ qui surestime u_τ de 5% au nombre de Reynolds le plus élevé. Dans ce cas, on trouve que le gradient de pression numérique nécessaire pour trouver la vitesse de débit expérimentale est effectivement de 10% supérieur au gradient expérimental. Contrairement à ce qu'avancent So & al [86], un modèle au second ordre est capable de fournir conjointement la bonne vitesse de débit et la bonne vitesse de frottement pour un écoulement de canal à faible nombre de Reynolds.

Sur les mêmes figures, on présente les prédictions de l'énergie turbulente. Dans la partie centrale de l'écoulement, elles sont bonnes dans l'ensemble aux deux nombres de Reynolds, si ce n'est SL qui surestime le niveau d'environ 20% par rapport à l'expérience à Re_q 5000. Ceci vient confirmer une remarque faite par So & al précisant que le modèle de Shima surestime l'énergie turbulente dans la région centrale d'un écoulement de canal plan à faible nombre de Reynolds. Le désaccord concernant ce modèle ne persiste pas pour le nombre de Reynolds plus fort. Pour les régions pariétales, on observe une grande disparité de niveaux pour le pic de k . On a vu précédemment que l'expérience surestime vraisemblablement ce pic de façon importante. Les pics fournis par la simulation de Kuroda ou par les modèles SL et HJ, qui sont d'un niveau sensiblement identique, doivent être proches de la réalité. GR prédit un pic d'une intensité plus faible que les deux autres modèles ($\simeq 20\%$).

Les profils des quatre corrélations turbulentes sont présentés sur les figures 59 et 60. Pour la corrélation longitudinale, on observe un excellent accord entre les modèles, l'expérience et les simulations directes dans la partie centrale, si ce n'est SL qui surestime cette grandeur d'environ $\simeq 15\%$ à Re_q 5000. Dans les régions pariétales, seuls les modèles SL et HJ prédisent correctement les pics pariétaux.

On note, toutefois, une tendance des prédictions à sous-estimer l'amplitude du pic qui augmente avec le nombre de Reynolds. La sous-estimation du pic par ces deux modèles est respectivement de 7% et de 13% pour Re_q 5000 et Re_q 10000. En comparaison des simulations directes, l'expérience surestime, dans les deux cas, le niveau du pic d'environ 8% (cf. annexe). Enfin, GR donne des prédictions très inférieures à l'expérience ou à celles des autres modèles. Pour cette gamme de nombre de Reynolds, aucun des modèles utilisés ne prédit une augmentation du pic pariétal de $\sqrt{u^2}/u_\tau$ avec l'augmentation de Re_q . Seules l'expérience et la simulation directe reproduisent la tendance observée par Wei & Willmarth à savoir une augmentation de l'amplitude du pic avec Re_q . Pour les deux nombres de Reynolds, les modèles SL et HJ fournissent un pic situé à $15 l^+$ de la paroi, ce qui est en excellent accord avec l'expérience ($\simeq 16 l^+$) et la DNS ($\simeq 15 l^+$). GR fournit la valeur surestimée de $21 l^+$.

En ce qui concerne la corrélation normale $\overline{v^2}$, l'accord entre les modèles, l'expérience et la simulation est satisfaisant dans la région centrale de l'écoulement, tout particulièrement à Re_q 10000. Par contre, on observe d'importants écarts de niveaux dans les zones pariétales. Etant donné le bon accord existant entre l'expérience et les simulations dans la région centrale aux deux nombres de Reynolds, les résultats des simulations directes paraissent plus vraisemblables dans les zones à fort gradient de vitesse. En supposant que l'influence de la taille de sonde soit plus importante à Re_q 10000, il est curieux d'observer un écart plus grand entre l'expérience et la simulation au nombre de Reynolds le plus faible. Ceci peut s'expliquer en partie par le fait que l'influence de la taille de sonde est cantonnée dans une région plus proche de la paroi à Re_q 10000. En effet, les gradients de vitesse moyenne sont plus faibles dans la région centrale à Re_q 10000 qu'à Re_q 5000. A cela s'ajoute le fait que la simulation de Kim qui sert pour les comparaisons est à un nombre de Reynolds plus élevé (Re_q 14000). A Re_q 5000, le modèle HJ fournit les meilleures prédictions sur l'ensemble de la hauteur du canal. SL fournit des pics d'une intensité trop faible et GR trop fort en regard de la simulation de Kuroda. A ce nombre de Reynolds, la localisation du pic pour GR, SL, HJ et la DNS est respectivement de 28, 60, 54 et 52 longueurs visqueuses. Curieusement, GR est en bon accord avec l'expérience. Pour le nombre de Reynolds plus élevé, la localisation du pic de $\overline{v^2}$ pour GR, SL, HJ et la DNS est respectivement de 30, 83, 66 et 66 longueurs visqueuses. Les deux modèles SL et HJ reproduisent bien l'influence du nombre de Reynolds sur cette corrélation, à savoir une augmentation de l'amplitude du pic pariétal et son éloignement de la paroi avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Mais, seul HJ fournit une localisation du pic en accord avec la simulation.

Pour la corrélation transversale $\overline{w^2}$, un accord satisfaisant entre l'expérience, la DNS et GR existe dans la région centrale au nombre de Reynolds le plus faible. Cet accord devient excellent pour le nombre de Reynolds plus élevé. Les deux modèles SL et HJ surestiment cette grandeur d'environ 10% à Re_q 5000. Le désaccord s'amenuise avec l'augmentation de Re_q . Dans les régions pariétales, l'ensemble des modèles fournit

un pic d'une intensité supérieure à la DNS de Kuroda pour Re_q 5000 ($\simeq 15\%$). L'expérience surestime cette corrélation pour les mêmes raisons que précédemment. Pour ce nombre de Reynolds, la localisation du pic pour GR, SL, HJ et la DNS est respectivement de 19, 35, 34 et 38 longueurs visqueuses. Pour le nombre de Reynolds plus élevé, la localisation du pic pour GR, SL, HJ et la DNS est respectivement de 21, 41, 37 et 42 longueurs visqueuses. Les deux modèles SL et HJ sont donc en bon accord avec les simulations en ce qui concerne la localisation du pic.

On peut noter ici que la localisation des pics des deux corrélations $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ évolue peu avec le nombre de Reynolds, contrairement à celle de la corrélation $\overline{v^2}$. Une superposition des profils des trois corrélations normales pour les deux nombres de Reynolds, venant indifféremment de l'expérience ou de la simulation, montre que l'influence de Re_q est très faible dans la région centrale. En $y/h = 0,5$, les corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ sont sensiblement égales.

Enfin, on observe une bonne prédiction de la corrélation croisée pour les trois modèles aux deux nombres de Reynolds. Ceci est à relier aux bonnes prédictions du profil de vitesse. L'influence de la taille de sonde se traduit par une légère surestimation de cette corrélation près des parois. Les modèles reproduisent bien l'augmentation de l'amplitude du pic ainsi que sa délocalisation vers la paroi (en variable y/h) avec Re_q . Les différences, que l'on peut observer près des parois entre les différents modèles à Re_q 10000, sont typiquement liées à l'utilisation d'un gradient de pression numérique différent (voir le tableau donnant les vitesses de frottement prédites).

En résumé, on peut retenir que seuls les modèles SL et HJ prédisent correctement les corrélations turbulentes dans les zones à faible nombre de Reynolds turbulent. GR donne systématiquement des prédictions trop homogènes près des parois. Ce phénomène trouve certainement son origine dans une mauvaise représentation du processus redistributif. Pour la gamme de Reynolds étudiée, HJ est le modèle qui prédit le mieux l'ensemble des corrélations turbulentes, la différence avec SL se faisant surtout sentir au nombre de Reynolds le plus faible.

Par la suite, pour la zone soumise à des gradients de vitesse sévères, on observera des écarts similaires à ceux rencontrés ici entre l'expérience, les modèles, voire la simulation directe. Aussi, les différentes réserves émises à plusieurs reprises à propos de la surestimation des mesures ne seront pas systématiquement réitérées.

4.3 Ecoulements de type Poiseuille

Pour les comparaisons, on dispose d'une simulation directe d'un écoulement de type Poiseuille ($U_q/V_b = 1,35$) faite à un nombre de Reynolds Re_q de l'ordre de 5000. Les différents profils de vitesse moyenne aux deux nombres de Reynolds sont donnés sur les figures 61 et 62. On peut noter tout de suite l'excellent accord existant entre la simulation directe et l'expérience à Re_q 5000. La forme du profil de vitesse est bien reproduite par les trois modèles aux deux nombres de Reynolds. La position

du maximum est en très bon accord ($\pm 1\%$) avec l'expérience ($y/h \simeq 0,25$) et la simulation ($y/h \simeq 0,26$), sauf pour le modèle SL au plus faible nombre de Reynolds ($y/h \simeq 0,28$). Le modèle HJ prédit un rapport U_{max}/U_q légèrement inférieur à l'expérience: 1,14 et 1,12 respectivement pour Re_q 5000 et Re_q 10000 contre 1,16 et 1,15 pour l'expérience. La simulation donne la valeur 1,15.

La représentation du profil de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques montre des écarts de niveaux qui traduisent une estimation différente de la vitesse de frottement de la paroi fixe par chaque modèle. Seuls les modèles SL et GR reproduisent correctement les coefficients A et B de l'expérience. Le modèle HJ est lui en parfait accord avec la simulation de Kuroda. Le même type de désaccord concernant A et B a été observé pour l'écoulement de Poiseuille pur à Re_q 5000 entre la simulation et l'expérience. Une erreur sur la vitesse de frottement expérimentale peut seulement expliquer en partie les écarts concernant les deux coefficients A et B . Dans le tableau suivant, on donne les vitesses de frottement prédites par les modèles aux deux nombres de Reynolds.

	$u_{\tau_1}(5000)$	$u_{\tau_2}(5000)$	$u_{\tau_1}(10000)$	$u_{\tau_2}(10000)$
Expérience	0,083	0,145	0,169	0,283
Gibson	0,071	0,149	0,124	0,279
Shima	0,081	0,151	0,144	0,282
Hanjalic	0,077	0,155	0,140	0,295

Les vitesses de frottement de la paroi fixe sont correctement prédites aux deux nombres de Reynolds. HJ a, toutefois, une tendance à surestimer. Pour la vitesse de frottement de la paroi mobile, on constate que si elle est correctement prédite (surtout par SL et HJ) à Re_q 5000, la prédiction se détériore sensiblement à Re_q 10000. Un défaut d'établissement, qui affecterait cet écoulement, pourrait effectivement se traduire par une surestimation de u_{τ_1} . Néanmoins, selon les éléments dont on dispose, l'établissement de cet écoulement semble atteint (cf. chapitre 2).

On remarque que le niveau de l'énergie turbulente est bien prédit par l'ensemble des modèles dans la région centrale aux deux nombres de Reynolds (mêmes figures). L'accord entre l'expérience et la simulation est très satisfaisant. Le plateau expérimental de k à proximité de la paroi mobile est très bien reproduit par la simulation. Pour Re_q 5000, les modèles reproduisent bien l'expérience mis à part GR. Son mauvais comportement s'explique certainement par l'utilisation de la fonction d'amortissement f_3 qui agit d'une manière trop prononcée dans cette région. On rappelle que cette fonction limite l'importance de l'ensemble des termes homogènes à de la production de turbulence. On verra, un peu plus loin, que certaines corrélations présentent ce défaut. Pour le nombre de Reynolds plus élevé, les modèles SL et HJ reproduisent correctement l'expérience. A ce nombre de Reynolds, on remarque un léger écart entre les prédictions de ces modèles et l'expérience autour de l'ordonnée $y/h \simeq 0,25$.

Les profils des quatre corrélations turbulentes sont donnés sur les figures 63 et 64. Pour la corrélation longitudinale, l'accord entre l'expérience et la simulation directe est excellent sur la majeure partie du canal. A Re_q 5000, on observe pour les trois modèles une bonne prédiction du niveau de la corrélation longitudinale dans la région centrale de l'écoulement. Seuls les deux modèles SL et HJ reproduisent fidèlement les deux pics pariétaux. L'intensité du pic de $\sqrt{u^2}/u_{\tau_1}$ vaut respectivement 1,3, 1,7, 1,6 et 1,4 pour l'expérience, la simulation, SL et HJ. Ils sont tous situés approximativement à 16 longueurs visqueuses. Une explication des valeurs particulièrement faibles de l'amplitude du pic de la paroi mobile en regard des valeurs observées pour la paroi fixe ($\geq 2,5$) sera donnée plus loin dans le chapitre concernant l'influence du nombre de Reynolds sur les écoulements de Couette-Poiseuille. Pour Re_q 10000, les mêmes tendances sont observées, avec toutefois un pic plus intense ($\simeq 15\%$) près de la paroi mobile. On remarque également un léger écart entre l'expérience et les deux modèles SL et HJ autour de $y/h = 0,25$.

Pour la corrélation $\overline{v^2}$, des écarts importants surviennent dans la partie supérieure du canal entre l'expérience et la simulation directe. L'influence de la taille de sonde en est vraisemblablement à l'origine. Il est pourtant surprenant que celle-ci affecte une zone aussi étendue. Le modèle HJ est en excellent accord avec Kuroda. Dans la partie inférieure du canal, l'accord est bon dans l'ensemble. A Re_q 10000, le plateau expérimental observé près de la paroi mobile, n'est pas reproduit par les modèles SL et HJ. Des prédictions d'écoulements de type Poiseuille à haut Reynolds utilisant le modèle HJ (cf. chapitre 5) montreront l'existence d'un plateau pour cette grandeur à proximité de la paroi mobile. Mais en tout état de cause, l'influence de Re_q est mal reproduite pour des nombres de Reynolds modérés comme ici.

Pour la corrélation transversale $\overline{w^2}$, l'accord est excellent entre l'expérience et la simulation. Le plateau à proximité de la paroi mobile est fidèlement reproduit par la simulation. Les modèles, qui se comportent correctement dans la région centrale, ne reproduisent pas ce plateau. A Re_q 10000, l'expérience montre davantage la présence d'un pic que d'un plateau. Cette évolution n'est pas perçue par les modèles SL et HJ. Seul, GR laisse deviner la présence d'un plateau, mais dont le niveau est largement sous-estimé. Comme pour les corrélations précédentes, un écart entre l'expérience et les prédictions apparaît autour de $y/h \simeq 0,25$.

Enfin, en ce qui concerne la corrélation croisée, on observe un bon accord entre l'expérience, la simulation et les modèles pour Re_q 5000. L'expérience surestime vraisemblablement le pic de la paroi fixe. On observe clairement sur cette corrélation, l'influence de la fonction d'amortissement f_3 près de la paroi mobile. Cette influence semble s'étendre sur la région $y/h \in [0, 0,2]$. Une zone aussi étendue est liée à la faible valeur de la vitesse de frottement locale à ce nombre de Reynolds. L'accord entre l'expérience et les prédictions se détériore un peu à Re_q 10000. Plus spécifiquement, les pentes prédites sont légèrement inférieures à celles de l'expérience. Un défaut d'établissement peut être une explication à cela. Les différents écarts observés entre les prédictions et l'expérience, autour de l'ordonnée $y/h \simeq 0,25$,

semblent corroborer cette explication.

Il est intéressant de constater que les trois modèles utilisés fournissent une zone de production négative de turbulence près de la paroi mobile et ce en accord avec l'expérience. L'étendue de cette zone pour l'expérience, la DNS et les trois modèles utilisés est donnée dans le tableau suivant :

	Etendue de la zone de production négative
Expérience	0,05h
DNS	0,05h
Gibson	0,1h
Shima	0,05h
Hanjalic	0,07h

L'étendue de la zone de production négative de turbulence est sensiblement la même pour les deux nombres de Reynolds étudiés.

En résumé, on peut observer une bonne prédiction du profil de vitesse moyenne et de l'énergie turbulente pour les trois modèles utilisés. L'influence du nombre de Reynolds est assez bien représentée. La délocalisation des pics pariétaux vers la paroi avec l'augmentation du nombre de Reynolds est bien reproduite. La répartition de l'énergie turbulente selon les trois directions est bien représentée par SL et HJ. Toutefois, le comportement de la corrélation normale et transversale est assez mal reproduit du côté de la paroi mobile au nombre de Reynolds le plus élevé. On verra plus loin que la valeur faible des deux nombres de Reynolds expérimentaux est à l'origine du mauvais comportement des modèles près de la paroi mobile. Enfin, la mise en évidence par les modèles, d'une zone de production négative d'une étendue comparable à celle de l'expérience, indique que la prédiction de ce type d'écoulement ne pose pas de problème particulier pour les modèles aux tensions de Reynolds contrairement à ce qu'avance Schiestel [7].

4.4 Ecoulements de type intermédiaire

On dispose également d'une simulation numérique directe de cet écoulement. Celle-ci possède un nombre de Reynolds proche de 5000 et un rapport U_q/V_b de 0,86, légèrement supérieur à celui de l'expérience (0,82). Les profils de vitesse moyenne et d'énergie turbulente sont présentés sur les figures 65 et 66. On peut noter que l'expérience et la simulation directe présentent des écarts. Le débit passant dans la moitié inférieure du canal est proportionnellement plus grand pour l'expérience que pour la simulation directe. Cet écart a également été observé sur la simulation d'un

écoulement de type intermédiaire faite par Rida & Dang [46]. Les deux profils possèdent leur maximum quasiment à la paroi. La valeur de celui-ci adimensionné par la vitesse débitante U_q varie de 6%. Une partie de ces écarts peut s'expliquer par l'écart de 5% entre les deux rapports U_q/V_b . Les prédictions à Re_q 5000 sont satisfaisantes dans l'ensemble. On note, toutefois, une tendance générale à sous-estimer le débit à proximité de la paroi mobile. Le modèle de GR est le plus en accord avec l'expérience, les deux autres présentant un caractère plutôt de type Couette. Le modèle HJ reproduit presque parfaitement le profil de la simulation de Kuroda si ce n'est à proximité immédiate de la paroi. Pour le nombre de Reynolds plus élevé, des comportements similaires sont observés.

La représentation en coordonnées logarithmiques montre un bon accord pour l'ensemble des résultats à Re_q 5000, indiquant que la vitesse de frottement de la paroi fixe est correctement estimée. A Re_q 10000, les prédictions sont également satisfaisantes. Les coefficients expérimentaux A et B de la loi logarithmique sont fidèlement reproduits par SL aux deux nombres de Reynolds et le sont aussi correctement par GR mais dans une moindre mesure. HJ prédit une valeur de A en accord avec la DNS, mais fournit des prédictions toujours inférieures à l'expérience comme dans les cas précédents. Les modèles fournissent les prédictions suivantes pour les vitesses de frottement:

	$u_{\tau_1}(5000)$	$u_{\tau_2}(5000)$	$u_{\tau_1}(10000)$	$u_{\tau_2}(10000)$
Expérience	0,034	0,141	0,093	0,259
Gibson	0,0285	0,140	0,042	0,264
Shima	0,033	0,143	0,051	0,268
Hanjalic	0,039	0,146	0,059	0,275

Ces vitesses sont correctement prédites à Re_q 5000. Cependant, il faut préciser que le signe des prédictions de la contrainte τ_1 à la paroi est opposé à celui de l'expérience, comme l'indiquent les prédictions du profil de vitesse. On verra un peu plus loin que ceci est également visible sur le profil de la corrélation croisée \overline{uv} . On peut remarquer que les prédictions de la vitesse de frottement u_{τ_1} sont inférieures à la valeur expérimentale à Re_q 10000. Le léger défaut d'établissement observé lors de l'examen des résultats expérimentaux en est certainement l'explication (cf. chapitre 2).

Pour Re_q 5000, les trois modèles fournissent des prédictions de k qui concordent très bien avec la simulation numérique directe. On remarque que l'énergie turbulente prédite par la simulation directe possède un niveau supérieur à celui de l'expérience. Ceci est paradoxal dans la mesure où le rapport U_q/V_b est plus fort pour la simulation. En effet, on a vu expérimentalement que le niveau de k augmente progressivement avec la diminution de ce rapport pour un nombre de Reynolds de 5000. Le pic pariétal est légèrement sous-estimé par les modèles SL et HJ en comparaison de la

simulation directe. Pour le nombre de Reynolds plus élevé, on observe le même type d'écart entre l'expérience et les prédictions. Globalement, les prédictions des trois modèles sont équivalentes dans la partie basse du canal aux deux nombres de Reynolds.

On peut penser que l'écart de niveau existant entre les modèles et la simulation directe, dans la partie basse du profil à Re_q 5000, s'explique par un écoulement expérimental qui n'est pas établi. On verra plus loin que l'écoulement de type Couette est vraisemblablement établi à Re_q 5000. Il peut donc paraître curieux que l'écoulement de type intermédiaire ne soit pas établi. Cependant, on a vu avec les mesures de $\overline{u^2}$ en différentes abscisses, qu'en présence de frottement, la production de turbulence se réorganise rapidement à la paroi mobile. Dans la région centrale, l'écoulement met comparativement plus de temps à s'établir. Dans le cas d'un écoulement de type intermédiaire, seule la paroi fixe produit de la turbulence. Le niveau de turbulence est donc fixé par la production de la paroi fixe. On peut supposer que l'important transfert qui existe entre les deux parois engendre une longueur d'établissement plus longue pour un écoulement ne présentant pas de frottement à la paroi mobile que pour un écoulement en présentant.

Il faut préciser que Kuroda a rencontré des problèmes lors de la simulation numérique de l'écoulement de type intermédiaire. La méthode qu'il utilise pour ses simulations est une méthode pseudo-spectrale. Les dérivées spatiales dans la direction x et z sont développées en séries de Fourier. La taille périodique du domaine de calcul pour tous ses cas de simulations est de $2,5 \pi h$ dans la direction x et de πh dans la direction z . Il est nécessaire pour ce type de calcul que la fluctuation u évaluée au milieu du domaine de calcul soit totalement décorrélée de la fluctuation en entrée (ou de façon équivalente en sortie) du domaine de calcul. En d'autres termes, la corrélation de la fluctuation u en ces deux points doit être nulle. Dans le cas de la simulation de l'écoulement de type intermédiaire, Kuroda a remarqué que le domaine de calcul utilisé jusqu'alors était trop réduit, la décorrélation n'étant pas totalement obtenue. Il a alors doublé la taille de son domaine de calcul, mais cela s'est avéré insuffisant. Néanmoins, il a supposé sa simulation valable, les différences rencontrées sur les quantités moyennes et turbulentes entre les deux calculs étant suffisamment faibles. On ne peut conclure, pour le moment, à un défaut d'établissement ou à un problème numérique pour expliquer les écarts rencontrés. Mais, une attention spéciale doit être portée dans l'avenir à ce type d'écoulement ne présentant pas de frottement significatif.

Les profils des quatre corrélations turbulentes sont présentés sur les figures 67 et 68. En ce qui concerne la corrélation longitudinale à Re_q 5000, on observe une bonne correspondance des profils dans la partie supérieure du canal entre l'expérience, la DNS, SL et HJ. GR fournit, toujours, un niveau trop faible pour cette corrélation. Dans la partie basse, on observe les mêmes écarts que ceux rencontrés sur l'énergie turbulente. Les mêmes constatations sont applicables à Re_q 10000.

Pour la corrélation normale à Re_q 5000, l'accord est très satisfaisant sur une grande

partie du canal entre l'expérience, la DNS, SL et HJ. On verra, juste après, que des écarts entre l'expérience et la DNS existent dans la partie inférieure du canal pour $\overline{w^2}$ (comme c'est le cas pour $\overline{u^2}$). Ces écarts, d'origine expérimentale ou numérique, n'existent curieusement pas pour $\overline{v^2}$. Comparé à la DNS, c'est le modèle HJ qui prédit le mieux la localisation du pic et son amplitude.

Pour la corrélation transversale à Re_q 5000, un bon accord existe entre l'expérience et la simulation directe dans la partie centrale du canal. Par contre, celui-ci n'existe pas pour les trois modèles, même si SL et HJ fournissent des prédictions d'allure comparable à la DNS. Pour le nombre de Reynolds plus élevé, les mêmes comportements des modèles sont observables dans cette région de l'écoulement. Le désaccord, qui existe dans la partie basse du canal à Re_q 5000 entre les modèles et l'expérience pour $\sqrt{\overline{u^2}}/u_{\tau_2}$ et $\sqrt{\overline{w^2}}/u_{\tau_2}$, semble s'accroître à Re_q 10000 et même affecter $\sqrt{\overline{v^2}}/u_{\tau_2}$. Ceci semble être de nature à confirmer un défaut d'établissement pour l'écoulement de type intermédiaire à Re_q 10000.

Enfin, des prédictions satisfaisantes sont obtenues pour la corrélation croisée à Re_q 5000. Ceci est bien entendu à relier aux bonnes prédictions du profil de vitesse, le caractère légèrement "type Couette" se traduisant par un légère surestimation de cette quantité. Pour Re_q 10000, le défaut d'établissement est bien visible et se traduit par un écart plus important entre l'expérience et les modèles. Les vitesses de frottement étant établies à partir du profil de \overline{uv} , on peut supposer que la vitesse u_{τ_1} doit être surestimée par l'expérience, le profil évoluant encore dans la région inférieure du canal. Les modèles confirment ce résultat comme l'indiquent les prédictions des vitesses de frottement présentées plus haut.

Des écarts systématiques à proximité de la paroi mobile ont été relevés sur les profils de vitesse et deux corrélations tangentielles entre la simulation directe et l'expérience. Des investigations supplémentaires sont nécessaires afin de savoir si ils émanent de l'expérience où d'un problème de résolution numérique. Le défaut d'établissement de l'écoulement à Re_q 10000 relevé au chapitre 2 est confirmé par les modèles. On a vu, par ailleurs, que l'équation de transport du taux de dissipation du modèle de Gibson & Rodi présente un terme supplémentaire qui permet la production de dissipation en absence de production turbulente. Pour l'écoulement étudié ici, il n'améliore pas les prédictions en comparaison des autres modèles.

4.5 Ecoulements de type Couette

Les profils de vitesse sont présentés sur les figures 69 et 70. Les prédictions sont acceptables pour les trois modèles. On remarque néanmoins qu'ils présentent tous une tendance à sous-estimer les gradients de vitesse moyenne dans la région centrale. Ce défaut semble s'accroître avec l'augmentation de Re_q . Dans le tableau qui suit, on donne les valeurs des deux vitesses de frottement:

Re_q	$u_{\tau_1}(5000)$	$u_{\tau_2}(5000)$	$u_{\tau_1}(10000)$	$u_{\tau_2}(10000)$
Expérience	0,064	0,131	?	0,252
Gibson	0,075	0,141	0,126	0,264
Shima	0,080	0,147	0,140	0,271
Hanjalic	0,080	0,150	0,134	0,280

En comparaison des écoulements précédents, on note une tendance assez marquée des modèles à surestimer les vitesses de frottement des deux parois. Pour un souci d'uniformité des résultats présentés, on conservera toutefois l'adimensionnement des profils par la vitesse de frottement de la paroi fixe. En représentation logarithmique, GR fournit les meilleures prédictions. Les mêmes constatations que précédemment peuvent être faites sur les deux coefficients A et B de la loi logarithmique.

L'énergie turbulente est très bien prédite par les trois modèles pour Re_q 5000. L'absence d'un pic turbulent du côté de la paroi mobile, où l'on observe davantage un plateau, est très bien reproduite par les modèles SL et HJ. Par contre, pour Re_q 10000, le désaccord entre les modèles et l'expérience est très important dans la région inférieure du canal ($\simeq 60\%$). Les modèles fournissant des prédictions satisfaisantes du profil de vitesse aux deux nombres de Reynolds, on peut légitimement supposer que le manque d'établissement de l'écoulement expérimental est à l'origine de cet important écart de niveau. Il faut remarquer, dans ce cas, que les modèles ne prédisent pas de pic aussi marqué que l'expérience près de la paroi mobile. Ceci peut s'expliquer par l'examen de l'établissement de la corrélation longitudinale qui en est la principale contribution. L'étude expérimentale a montré que l'établissement de cette corrélation se fait en deux temps. On observe, d'abord, une extinction progressive de la turbulence centrale provenant de l'écoulement de Poiseuille initial qui est liée à l'évolution sensible du profil de vitesse avec le déplacement de la bande. Vient, ensuite, une phase d'augmentation de cette turbulence centrale, qui est le résultat de la production de turbulence associée à la paroi mobile. On peut raisonnablement penser que l'augmentation du niveau de la turbulence continue dans la région centrale et vienne ainsi combler la "partie creuse" du profil expérimental.

Les profils des corrélations sont donnés sur les figures 71 et 72. Les résultats concernant la corrélation $\overline{u^2}$ sont très analogues à ceux de k . SL et HJ fournissent des pics pariétaux près de la paroi mobile et ce en accord avec l'expérience. Les prédictions de GR sont trop homogènes près des parois. Comme pour les écoulements précédents, les pics expérimentaux de la paroi fixe sont plus importants que ceux des prédictions.

Pour la corrélation $\overline{v^2}$, les prédictions de SL et HJ sont bonnes dans le demi-canal inférieur à Re_q 5000. Le désaccord se fait principalement sentir dans tout le demi-canal supérieur comme pour les écoulements précédents. Paradoxalement, le profil de cette corrélation à Re_q 10000 est bien prédit malgré le défaut d'établissement. GR fournit des prédictions surestimées dans les deux cas.

Pour la corrélation $\overline{w^2}$, les prédictions des trois modèles et l'expérience sont en bon

accord à Re_q 5000. Par contre, le défaut d'établissement est clairement visible sur cette grandeur à Re_q 10000.

Enfin, on peut reproduire le même type de constatation pour la corrélation croisée que pour les autres corrélations à savoir: une bonne prédiction à Re_q 5000 et un écart important à Re_q 10000.

En résumé, les modèles SL et HJ prédisent le mieux l'ensemble des corrélations turbulentes. Par contre, les trois modèles sous-estiment systématiquement la pente de la région linéaire du profil de vitesse. Au vue des bonnes prédictions obtenues, l'écoulement de type Couette à Re_q 5000 paraît vraisemblablement établi. Par contre, les modèles confirment tous un important défaut d'établissement pour ce même écoulement à Re_q 10000.

4.6 Bilans des équations de transport

Les Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes concernant l'écoulement de type intermédiaire vont être présentés. On rappelle brièvement les équations de transport des corrélations $\overline{u_i u_j}$:

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij}^v + D_{ij}^t + D_{ij}^p + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (4.2)$$

Par la suite, on utilisera le terme Π_{ij} défini par :

$$\Pi_{ij} = D_{ij}^p + \Phi_{ij} \quad (4.3)$$

Dans un premier temps, on s'intéresse au comportement asymptotique des différents termes des équations de transport exactes à l'approche d'une paroi solide. On utilise les développements limités des fluctuations de vitesse en $y = 0$:

$$u = a_1 y + a_2 y^2 + \dots$$

$$v = b_2 y^2 + \dots$$

$$w = c_1 y + c_2 y^2 + \dots$$

On montre facilement les résultats suivants:

$$\overline{u^2} = \overline{a_1^2} y^2 + 2\overline{a_1 a_2} y^3 + O(y^4)$$

$$\overline{v^2} = \overline{b_2^2} y^4 + O(y^5)$$

$$\overline{w^2} = \overline{c_1^2}y^2 + 2\overline{c_1c_2}y^3 + O(y^4)$$

$$\overline{uv} = \overline{a_1b_2}y^3 + O(y^4)$$

$$k = \frac{1}{2}(\overline{a_1^2} + \overline{c_1^2})y^2 + (\overline{a_1a_2} + \overline{c_1c_2})y^3 + O(y^4)$$

$$\epsilon = \nu(\overline{a_1^2} + \overline{c_1^2}) + 4\nu(\overline{a_1a_2} + \overline{c_1c_2})y + O(y^2)$$

L'absence de terme d'ordre $O(y^2)$ pour le développement de $\overline{v^2}$ est imposée par l'équation de continuité. Les différents coefficients, intervenant ci-dessus, peuvent être des fonctions du temps t et des coordonnées x et z .

En utilisant ces développements limités, on montre dans le cas général que les termes exacts $D\overline{u_iu_j}/Dt$, D_{ij}^t et P_{ij} sont au moins d'ordre $O(y^3)$. P_{ij} est d'ordre $O(y^4)$ dans le cas d'un écoulement de type intermédiaire (côté paroi mobile). Aussi, jusqu'à l'ordre $O(y^2)$, les seuls termes à considérer dans l'équation (4.2) sont les quatre termes D_{ij}^ν , ϵ_{ij} , D_{ij}^p et Φ_{ij} . On montre que le terme $(D_{ij}^p + \Phi_{ij})$ contrebalance le terme $(D_{ij}^\nu - \epsilon_{ij})$ au minimum à l'ordre $O(y)$ pour les trois composantes: $(i, j) = (1, 1)$, $(3, 3)$ et $(1, 2)$. Pour la composante $(i, j) = (2, 2)$, le terme $(D_{22}^p + \Phi_{22})$ contrebalance au minimum à l'ordre $O(y^2)$ le terme $(D_{22}^\nu - \epsilon_{22})$ (So & al [86]). La somme des quatre termes D_{ij}^ν , ϵ_{ij} , D_{ij}^p et Φ_{ij} est nulle à la paroi.

Si l'on considère les équations modélisées, on voit que les deux termes $D\overline{u_iu_j}/Dt$ et P_{ij} restent d'ordre $O(y^3)$ car ils n'ont pas à être modélisés. On rappelle que le terme de diffusion turbulente D_{ij}^t est modélisé par l'hypothèse de Daly & Harlow pour les trois modèles. La modélisation de la diffusion turbulente par cette l'hypothèse fait que l'importance de ce terme n'est qu'au mieux d'ordre $O(y^6)$. Aussi jusqu'à $O(y^2)$, seuls quatre termes de l'équation sont à considérer comme c'est le cas pour l'équation exacte. La somme de ces quatre termes doit satisfaire à la condition minimale d'annulation à la paroi.

Dans le tableau qui suit, on répertorie l'expression des premiers termes des développements pour les trois termes D_{ij}^ν , ϵ_{ij} et Π_{ij} ($= D_{ij}^p + \Phi_{ij}$). On introduit le terme Σ_{ij} qui est la somme des trois termes précédents.

	Equations exactes	Gibson
D_{11}^ν	$2\nu a_1^2 + O(y)$	$2\nu a_1^2 + O(y)$
D_{22}^ν	$12\nu b_2^2 y^2 + O(y^3)$	$12\nu b_2^2 y^2 + O(y^3)$
D_{33}^ν	$2\nu c_1^2 + O(y)$	$2\nu c_1^2 + O(y)$
D_{12}^ν	$6\nu b_1 b_2 y + O(y^2)$	$6\nu b_1 b_2 y + O(y^2)$
ϵ_{11}	$2\nu a_1^2 + O(y)$	$2\nu a_1^2 + O(y)$
ϵ_{22}	$8\nu b_2^2 y^2 + O(y^3)$	$2\nu b_1^2 y^2 + O(y^3)$
ϵ_{33}	$2\nu c_1^2 + O(y)$	$2\nu c_1^2 + O(y)$
ϵ_{12}	$4\nu a_1 b_2 y + O(y^2)$	$2\nu a_1 b_2 y + O(y^2)$
$D_{11}^p + \Phi_{11}$	$O(y)$	$-2\nu/3 \times 1,8 \times (2a_1^2 - c_1^2) + O(y)$
$D_{22}^p + \Phi_{22}$	$O(y^2)$	$2\nu/3 \times 1,8 \times (a_1^2 + c_1^2) + 8\nu/3 \times 1,8 \times (\bar{a}_1 \bar{a}_2 + \bar{c}_1 \bar{c}_2) y + O(y^2)$
$D_{33}^p + \Phi_{33}$	$O(y)$	$-2\nu/3 \times 1,8 \times (2c_1^2 - a_1^2) + O(y)$
$D_{12}^p + \Phi_{12}$	$O(y)$	$-2\nu/3 \times 1,8 \times a_1 b_2 y + O(y^2)$
Σ_{11}	$O(y^3)$	$-2\nu/3 \times 1,8 \times (2a_1^2 - c_1^2) + O(y)$
Σ_{22}	$O(y^5)$	$2\nu/3 \times 1,8 \times (a_1^2 + c_1^2) + O(y)$
Σ_{33}	$O(y^3)$	$-2\nu/3 \times 1,8 \times (2c_1^2 - a_1^2) + O(y)$
Σ_{12}	$O(y^4)$	$O(y)$

	Shima	Hanjalic
D_{11}^ν	$2\nu a_1^2 + O(y)$	$2\nu a_1^2 + O(y)$
D_{22}^ν	$12\nu b_2^2 y^2 + O(y^3)$	$12\nu b_2^2 y^2 + O(y^3)$
D_{33}^ν	$2\nu c_1^2 + O(y)$	$2\nu c_1^2 + O(y)$
D_{12}^ν	$6\nu b_1 b_2 y + O(y^2)$	$6\nu b_1 b_2 y + O(y^2)$
ϵ_{11}	$2\nu/3 \times (a_1^2 + c_1^2) + O(y)$	$2\nu a_1^2 + O(y)$
ϵ_{22}	$2\nu/3 \times (a_1^2 + c_1^2) + 8\nu/3 \times (\bar{a}_1 \bar{a}_2 + \bar{c}_1 \bar{c}_2) y + O(y^2)$	$8\nu b_2^2 y^2 + O(y^3)$
ϵ_{33}	$2\nu/3 \times (a_1^2 + c_1^2) + O(y)$	$2\nu a_1^2 + O(y)$
ϵ_{12}	0	$4\nu a_1 b_2 y + O(y^2)$
$D_{11}^p + \Phi_{11}$	$-2\nu/3 \times (2a_1^2 - c_1^2) + O(y)$	$O(y^2)$
$D_{22}^p + \Phi_{22}$	$2\nu/3 \times (a_1^2 + c_1^2) + 8\nu/3 \times (\bar{a}_1 \bar{a}_2 + \bar{c}_1 \bar{c}_2) y + O(y^2)$	$O(y^2)$
$D_{33}^p + \Phi_{33}$	$-2\nu/3 \times (2c_1^2 - a_1^2) + O(y)$	$O(y^2)$
$D_{12}^p + \Phi_{12}$	$O(y)$	$O(y^2)$
Σ_{11}	$O(y)$	$O(y)$
Σ_{22}	$O(y^2)$	$O(y^2)$
Σ_{33}	$O(y)$	$O(y)$
Σ_{12}	$O(y)$	$O(y)$

Ces résultats montrent que le modèle de Gibson & Rodi ne satisfait pas à la condition de somme nulle. Vanhée, en étendant le modèle de Gibson & Rodi aux cas des faibles nombres de Reynolds turbulents, n'a pas pris garde au fait que la constante de retour à l'isotropie C_1 doit tendre obligatoirement vers zéro. Ceci expliquera en partie les bilans médiocres fournis par ce modèle à proximité de la paroi. Comme la somme des termes doit être nulle à la paroi, le modèle ajuste en conséquence les composantes des fluctuations de vitesse. Les prédictions peuvent alors être fortement affectées par ce mauvais comportement asymptotique du modèle. Pour compenser la déficience du modèle de Gibson & Rodi modifié, Vanhée a été contraint d'utiliser une fonction d'amortissement f_3 afin que le modèle donne des niveaux acceptables de la contrainte de cisaillement \overline{uv} . L'utilisation d'une telle fonction est le signe d'un mauvais comportement asymptotique du modèle [87].

Les deux modèles de Shima et d'Hanjalic satisfont effectivement à la condition de somme nulle à la paroi. L'ordre n'est toutefois pas respecté par rapport à l'équation exacte. Par ailleurs, on note que la formulation explicite de l'anisotropie du champ dissipatif dans le modèle d'Hanjalic permet une représentation correcte de la dissipation. On peut donc espérer une meilleure représentation des processus turbulents très près de la paroi par ce modèle.

Les Bilans des quatre corrélations $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour la simulation de Kuroda et les trois modèles sont donnés sur les figures 73 à 76. Sur chaque figure, les bilans près de la paroi fixe et de la paroi mobile sont disposés côte à côte. Comme les trois modèles GR, SL et HJ utilisent les mêmes modélisations à haut Reynolds, il importe d'examiner leurs différences de comportement uniquement dans les régions à faible nombre de Reynolds (c'est-à-dire à proximité des deux parois). Pour la paroi fixe, la distance $(h - y)$ est adimensionnée par la longueur visqueuse ν/u_{τ_2} . Pour la paroi mobile, la distance y est adimensionnée par h étant donnée l'absence de frottement significatif. Les termes des bilans sont adimensionnés par $\nu/u_{\tau_2}^4$ pour les deux parois. Pour la simulation directe, le terme Π_{ij} est décomposé en sa partie redistributive Φ_{ij} et en sa partie diffusive D_{ij}^p , ceci afin de souligner l'importance éventuelle de l'un ou l'autre de ces termes. Il va de soi que, pour l'écoulement établi étudié ici, la distinction entre Π_{ij} et Φ_{ij} n'existe pas pour les deux directions tangentielles à la paroi.

Examinons les résultats du côté de la paroi fixe. Les bilans de la simulation de Kuroda semblent souligner qu'il n'existe pas de différences significatives entre un écoulement de Poiseuille et de type intermédiaire dans cette région de l'écoulement. Afin de s'en convaincre, on pourra se référer à l'article de Mansour & al [66] fournissant les bilans de la simulation directe d'un écoulement de canal plan faite par Kim & al [24]. Le bilan de la corrélation longitudinale montre que la production P_{11} est bien reproduite par les trois modèles. Ceci n'est pas étonnant étant données les bonnes estimations du profil de vitesse moyenne et du profil de la corrélation croisée par les trois modèles. Ce terme est manifestement prédominant à proximité d'une paroi en présence de frottement. Le terme redistributif Π_{11} joue toujours un rôle de

puits. Les termes de transport sont négligeables sauf à proximité immédiate de la paroi. Le modèle simple de Daly & Harlow pour D_{11}^t se comporte correctement dans cette région. Il faut reconnaître que la diffusion turbulente joue un rôle secondaire dans cette région de l'écoulement. Aussi, une mauvaise modélisation de ce processus ne doit pas affecter grandement les prédictions. On note également que le terme Π_{11} se comporte très différemment selon les modèles. GR reproduit mal le comportement de cette quantité. En effet, elle ne s'annule pas à la paroi et semble être largement surestimée dans la région proche paroi ($(h-y)_2^+ \leq 40$). Ceci est à relier au mauvais comportement asymptotique du modèle. Seul HJ reproduit fidèlement cette quantité. Pour Shima, il est plus difficile de conclure dans la mesure où l'anisotropie de la dissipation est prise en compte dans la modélisation de ce terme. C'est la raison pour laquelle ce terme ne s'annule pas à la paroi. Enfin, le comportement de ϵ_{11} est mal reproduit par les trois modèles. La pente négative ainsi que le plateau ($(h-y)_2^+ \simeq 10$) ne sont prédits par SL et HJ. Il faut noter, toutefois, que GR semble reproduire ce comportement. Ceci est trompeur et c'est plus l'effet du mauvais comportement asymptotique de Π_{11} comme on pourra le constater par la suite. Cette mauvaise prédiction du champ dissipatif est souvent présente dans les prédictions obtenues à partir des modèles au second ordre. Une mauvaise modélisation de l'équation de transport de ϵ est supposée à l'origine de ce phénomène. Cette mauvaise prédiction ne se répercute pas nécessairement sur la prédiction du champ turbulent comme le confirment les bonnes prédictions des écoulements de Couette-Poiseuille obtenues dans le présent travail. Ce paradoxe a déjà été relevé par Launder & Tselepidakis [88].

Le bilan de la corrélation normale $\overline{v^2}$ fourni par la simulation indique que les deux processus Φ_{22} (ou Π_{22}) et ϵ_{22} dominent à une certaine distance de la paroi. Le terme Φ_{22} est un terme source; la corrélation longitudinale alimente les autres composantes dans cette région. A proximité immédiate de la paroi ($(h-y)_2^+ \simeq 10$), la diffusion D_{22}^p qui était jusque là négligeable, joue un rôle important de terme source. Ceci justifie à posteriori le fait que cette quantité est négligée dès que le nombre de Reynolds turbulent devient grand. Dans cette région, le terme positif D_{22}^p est essentiellement contrebalancé par le terme redistributif Φ_{22} . Le changement de signe de Φ_{22} est créé par le phénomène de splatting: l'énergie normale $\overline{v^2}$ est redistribuée vers les composantes tangentielles. Pour ce qui est de la diffusion turbulente, on peut raisonnablement penser que celle-ci est assurée par les fluctuations normales pour les écoulements de Couette-Poiseuille établis. Pourtant, le bilan de la corrélation $\overline{v^2}$ montre que, même si celui-ci est plus important dans cette direction, le rôle du terme D_{22}^t reste modeste. On peut remarquer que ce terme joue un rôle de puits dans cette région. Une partie de l'énergie produite est transportée vers la région centrale. Les modèles GR et SL produisent des niveaux de ϵ_{22} et de Π_{22} environ quatre fois supérieurs à la simulation directe. Seul HJ reproduit les bons niveaux des différents processus turbulents. La raison en est la bonne représentation du champ dissipatif à proximité de la paroi. On peut noter que le mauvais comportement asymptotique de GR se traduit par un comportement tout à fait erroné de la dissipation. On observe

des comportements "étranges" pour le modèle HJ au voisinage de $(h - y)_2^+ = 20$. Ceci n'est pas un problème lié à la résolution numérique mais davantage un problème inhérent au modèle. L'origine de ce défaut tient à l'utilisation des deux fonctions suivantes:

$$f = \text{Min} \left((R_t/140)^4; 1 \right)$$

$$C_{2w} = \text{Max} [4/15 - 1/(15C_2); 0]$$

Celles-ci peuvent être avantageusement remplacées par:

$$f = \text{Min} \left((R_t/200)^{7/4}; 1 \right)$$

$$C_{2w} = \text{Max} [A^{7/2}; 0, 13]$$

Ces deux nouvelles fonctions, mises au point sur ce seul cas, demandent à être validées dans d'autres configurations d'écoulements.

Le bilan de la corrélation transversale $\overline{w^2}$ de la simulation indique que les deux processus Π_{33} et ϵ_{33} dominent. Le terme Π_{33} est toujours positif. Que ce soit loin de la paroi ou à proximité, la corrélation transversale reçoit toujours de l'énergie des autres composantes. On constate que seul le modèle HJ prédit des niveaux comparables à ceux de la DNS. La diffusion turbulente joue un rôle mineur dans cette direction. Pour les trois modèles, les observations faites sur ϵ_{11} sont également applicables à ϵ_{33} .

Enfin, le bilan de la corrélation croisée est bien prédit par les trois modèles. En accord avec la DNS, les bilans des équations modélisées traduisent bien que seuls deux processus interviennent de façon significative à savoir Π_{12} et P_{12} . Le transport par les fluctuations de pression ne joue quasiment aucun rôle si ce n'est à la paroi, où celui-ci vient contrebalancer le terme Φ_{12} . Cette corrélation ne subit pratiquement aucune dissipation directe.

En résumé, on peut retenir qu'en présence de frottement, le modèle HJ fournit des bilans en bon accord avec la simulation directe si ce n'est dans la zone de très proche paroi ($(h - y)_2^+ \leq 10$) où les composantes ϵ_{11} et ϵ_{33} sont assez mal reproduites. Ceci se traduit par une sous-estimation importante de la dissipation à la paroi ($\simeq 100\%$). Le modèle de GR modifié est peu performant. Enfin, pour le modèle de Shima, il est difficile de conclure dans la mesure où celui-ci ne modélise pas explicitement l'anisotropie de la dissipation. Mais, il semble qu'une meilleure prédiction avec ce modèle (tout particulièrement du bilan de la corrélation normale) peut être obtenue en représentant mieux la dissipation près de la paroi. C'est précisément

la mauvaise représentation de la dissipation ϵ_{ij} près des parois qui nous a conduit à entreprendre une simulation des écoulements de Couette-Poiseuille avec un modèle utilisant les équations de transport pour les composantes de ce tenseur (modèle de Tagawa & al [83], voir chapitre précédent).

On s'intéresse maintenant aux bilans des corrélations à proximité de la paroi mobile, où le frottement est quasiment nul. Il est très intéressant d'étudier comment évolue la turbulence dans ce contexte. On sait qu'une paroi affecte la turbulence à travers différents mécanismes. Le plus important est, sans conteste, la création de turbulence en présence de cisaillement moyen. D'autres processus plus subtils existent, comme l'action de la paroi sur les fluctuations normales (condition cinématique de blocage) ou l'action de la paroi sur les fluctuations tangentielles (condition visqueuse d'adhérence). Dans le cas particulier d'un écoulement de type intermédiaire, le processus de production, habituellement prédominant pour un écoulement pariétal, est absent dans une certaine zone à proximité de la paroi mobile. Il est alors possible de mettre en lumière certains mécanismes normalement secondaires. Avant de passer à l'examen des différents bilans, on peut, d'ores et déjà, émettre l'hypothèse que les bilans des deux corrélations tangentielles vont être très proches. En effet, étant donnée l'absence de cisaillement significatif près de la paroi mobile, l'action de la paroi sur ces composantes doit être sensiblement la même.

Du fait que cet écoulement est un cas limite, la comparaison entre les différents modèles et la simulation est plus délicate. On a vu, en effet, que la prédiction du profil de vitesse moyenne est sensible au modèle utilisé. Ceci se traduit par un gradient de vitesse moyenne qui n'est pas forcément nul à la paroi. On observe alors la présence d'un terme productif "parasite" dans les bilans fournis par les modèles. Cependant, ce terme étant de faible intensité, on suppose que l'essentiel des processus turbulents n'est pas trop modifié autorisant ainsi la comparaison avec les bilans de la simulation de Kuroda.

Un examen du bilan de la corrélation longitudinale, fourni par la simulation, met en évidence une réorganisation profonde de la turbulence dans cette région de l'écoulement. Les niveaux et donc l'importance du rôle joué par les différents processus turbulents sont fortement modifiés. On peut noter que le transport turbulent joue un rôle plus important à proximité de la paroi mobile que près de la paroi fixe. A la paroi fixe, le terme productif P_{11} est prédominant alors, qu'ici, il est quasiment inexistant. Dans la zone de très proche paroi, la dissipation est essentiellement contrebalancée par la diffusion visqueuse, ces deux termes s'égalant bien sûr à la paroi. Le plateau de ϵ_{11} remarqué à proximité de la paroi fixe n'est plus observable près de la paroi mobile. Son existence paraît intimement liée à la présence de cisaillement. Il est très intéressant de constater que Π_{11} est positif pour $y/h \leq 0,06$ alors qu'il est toujours négatif près de la paroi fixe. En fait, le terme de redistribution possède deux contributions compétitives: une contribution positive due à la paroi et une contribution négative de retour à l'isotropie. En présence de cisaillement significatif, le second terme est prédominant. Le terme Π_{11} est alors

négatif (voir le bilan de cette corrélation à proximité de la paroi fixe). En absence de cisaillement, seule la contribution positive persiste. Le terme Π_{11} est alors positif. On peut supposer qu'en présence d'un léger cisaillement, la contribution réunie de ces deux événements compétitifs est nulle. Dans le cas présent, on constate que l'effet de "splating" a effectivement lieu pour $y/h \leq 0,08$, comme le confirme le bilan de $\overline{v^2}$ où le terme Φ_{22} est négatif dans cette zone. L'énergie normale est alors sensiblement redistribuée de façon égale entre les deux composantes tangentielles. Ceci est tout à fait en accord avec le fait qu'à l'approche d'une paroi et en l'absence de cisaillement, la turbulence doit tendre vers une turbulence bidimensionnelle isotrope i-e égalité entre $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ (cf. chapitre 5). On peut noter qu'il n'y a pas de correspondance parfaite entre la zone où Φ_{11} est positif et la zone où Φ_{22} est négatif. Ceci est lié au fait que le terme P_{11} n'est pas totalement nul dans toute cette région et croît avec l'augmentation de y . Le terme positif Φ_{11} ne permet pas l'obtention d'un pic pour la corrélation longitudinale car, dans cette région, la dissipation et la diffusion visqueuse dominant.

L'examen des bilans de la corrélation longitudinale pour les équations modélisées montre que le transport turbulent joue un rôle important. Toutefois, la présence d'un pic pour ce processus n'est pas souhaitable et provient, en tout état de cause, de l'hypothèse de premier gradient utilisée. Les modèles SL et HJ reproduisent bien l'équilibre entre dissipation et diffusion visqueuse. Il est intéressant de noter que seul GR prédit une production importante de la dissipation à proximité immédiate de la paroi mobile, en accord avec la DNS. La cause se situe au niveau du terme de production de dissipation de Zeman et Lumley [85]. Il autorise la création de cette production même en l'absence de production d'énergie turbulente. Enfin, il est intéressant de constater que les modèles sont incapables de bien représenter le comportement particulier de Π_{11} . On peut donc supposer qu'ils soient incapables de simuler correctement le cas limite d'une turbulence bidimensionnelle isotrope. L'absence de cisaillement à proximité d'une paroi intervient, par exemple, dans les écoulements présentant des points de décollement ou de recollement. Une prédiction correcte de la position de ces points est d'un grand intérêt pratique et passe à priori par l'aptitude des modèles à bien représenter une turbulence bidimensionnelle isotrope.

Le bilan de la corrélation normale $\overline{v^2}$, fourni par la simulation directe, souligne le rôle important que les termes de transport D_{22}^p et D_{22}^t jouent à proximité d'une paroi, en l'absence de cisaillement moyen. Il est clair que le cisaillement moyen affecte profondément le rôle joué par ces deux processus. Un transport important d'énergie est assuré par les fluctuations de vitesse puis de pression. L'énergie turbulente est produite à la paroi fixe, puis est transportée vers la paroi mobile par ces deux processus. Une modélisation correcte de ces deux termes de transport est donc essentielle pour les écoulements où le cisaillement moyen est faible. On remarque l'importance de la redistribution de l'énergie normale vers les composantes tangentielles. Celle-ci prend place sur une zone assez étendue ($\simeq 10\%$ de la hauteur

du canal). Les bilans des équation de transport modélisées montrent que seul HJ reproduit correctement les niveaux des différents processus. Le mauvais comportement asymptotique du modèle GR modifié est clairement visible.

Le bilan de la corrélation transversale, pour la simulation directe, montre que celui-ci est sensiblement équivalent à celui de la corrélation longitudinale (tant que le terme productif P_{11} reste faible). Une comparaison avec celui de la paroi fixe montre que la présence de cisaillement affecte peu les rôles joués par les différents processus turbulents. Leurs niveaux sont bien sûr contrôlés par le niveau de production turbulente dans la direction longitudinale. En effet, le niveau de Π_{33} est fixé par Π_{11} , lui même fixé par P_{11} . On voit donc le rôle très passif joué par cette corrélation lorsque le cisaillement n'est que dans la direction y . Ce bilan est en règle générale bien reproduit par les modèles.

Enfin, la simulation directe montre le rôle important que jouent les termes de transport D_{12}^p et D_{12}^t à proximité de la paroi mobile. Les fluctuations de vitesse, puis de pression, participent activement au transport de cette corrélation, dont la production se situe essentiellement à proximité de la paroi fixe. Les rôles mineurs joués par D_{12}^p et ϵ_{12} près de la paroi fixe sont conservés près de la paroi mobile. Les modèles reproduisent relativement bien l'ensemble de ces processus.

4.7 Conclusion

Trois modèles au second ordre ont été étudiés dans le cadre du présent travail. Les prédictions ont été comparées aux expériences effectuées à l'I.M.F.L et à une simulation numérique directe, le cas échéant. Il ressort de ces comparaisons les différents résultats suivants:

- Le recours aux simulations numériques directes a permis de constater un excellent accord entre les expériences effectuées à l'I.M.F.L et ces simulations tant du point de vue du champ moyen que du champ fluctuant. Il a d'ailleurs confirmé l'influence de la taille de la sonde sur les mesures du champ fluctuant de la paroi fixe. Il reste toutefois certaines interrogations à propos du cas intermédiaire; des écarts au niveau du champ moyen et fluctuant existent et qui ne peuvent être expliqués par un nombre Re_q ou un rapport U_q/V_b légèrement différents.
- Seuls les deux modèles SL et HJ sont performants en tant que modèle à faible nombre de Reynolds turbulent. Les mauvaises prédictions de GR dans les zones pariétales ainsi que son mauvais comportement asymptotique font que ce modèle ne doit pas être utilisé dans les zones à faible nombre de Reynolds turbulent. La voie initiale choisie par les auteurs (utilisation de fonctions de parois) semble préférable. Les meilleures prédictions ont été obtenues avec le modèle HJ. La faible gamme de nombres de Reynolds étudiée n'a pu confirmer

une supériorité évidente du modèle HJ sur le modèle SL pour capturer au mieux l'influence de ce paramètre.

- Les modèles ont confirmé les défauts d'établissement affectant l'écoulement de type intermédiaire et l'écoulement de type Couette à Re_q 10000. Ils sembleraient indiquer également un très léger défaut d'établissement de l'écoulement de type Poiseuille à ce nombre de Reynolds.

Partie III
DISCUSSION

Chapitre 5

Influence du nombre de Reynolds

5.1 Introduction

On s'intéresse maintenant à l'influence du nombre de Reynolds sur les écoulements de Couette-Poiseuille. Le cas des écoulements de Poiseuille pur ne va pas être considéré car il a déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études exhaustives [22], [23]. Les essais disponibles de l'I.M.F.L aux deux nombres de Reynolds ainsi que les essais d'El Telbany & Reynolds vont être utilisés pour cela. L'analyse dimensionnelle montre qu'une comparaison entre des écoulements de Couette-Poiseuille dont les nombres de Reynolds caractéristiques sont différents peut être faite à condition de garder le rapport U_q/V_b constant. Pour l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille réalisés à l'I.M.F.L, le rapport de la vitesse débitante à la vitesse de bande est conservé à moins de 4% près. Des restrictions liées au dispositif expérimental ont conduit à seulement doubler le nombre de Reynolds caractéristique. Toutefois, cette variation relativement faible s'avère suffisante dans la majorité des cas pour mettre en évidence une influence significative de ce paramètre sur les mesures. El Telbany n'a pas sondé d'écoulements de type Poiseuille au même rapport U_q/V_b . Aussi, un de ses essais présentant un rapport pas trop éloigné a été choisi. Les essais 5,7 et 12 de cet auteur [3] sont retenus pour les comparaisons.

Pour les comparaisons, on s'appuiera sur les prédictions numériques des écoulements d'El Telbany obtenues à partir du modèle d'Hanjalic. On ne présente pas ici les prédictions obtenues à l'aide du modèle de Shima, celles-ci étant moins bonnes. En effet, une sous-estimation systématique des corrélations turbulentes $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ a été observée à proximité des parois, ce modèle étant trop dissipatif dans ces régions. En fait, les meilleures prédictions obtenues par HJ tiennent à l'utilisation du facteur d'aplatissement E . Il permet effectivement de situer la zone fortement dissipative de plus en plus près de la paroi avec l'augmentation du nombre de Reynolds global de l'écoulement. Pour les trois cas d'El Telbany, les vitesses de frottement de la paroi fixe sont prédites à $\pm 4\%$. Par contre, des écarts plus significatifs ont été rencontrés sur les vitesses de frottement de la paroi mobile.

5.2 Écoulements de type Poiseuille

Les valeurs de Re_q et de U_q/V_b pour les trois écoulements de type Poiseuille considérés sont regroupées dans le tableau suivant:

	Re_q	U_q/V_b
I.M.F.L	5080	1,28
I.M.F.L	10330	1,34
essai 12	89280	1,57

Les profils de vitesse moyenne sont présentés sur la figure 77. En plus des prédictions de l'écoulement d'El Telbany, on a ajouté les prédictions d'un écoulement au même nombre de Reynolds ($Re_q = 89280$), mais avec un rapport U_q/V_b de 1,31 correspondant à la moyenne des rapports de l'I.M.F.L. L'influence de Re_q sur les deux expériences de l'I.M.F.L se traduit par une légère augmentation du débit près des parois qui s'accompagne d'une diminution correspondante du débit dans la région centrale. Cette influence est comparable à celle que l'on observe pour les écoulements de Poiseuille. Ce gonflement du profil est aussi observable sur le profil de vitesse de l'essai 12. L'augmentation du nombre de Reynolds se traduit donc par une homogénéisation du profil dans la direction y . Les maxima des cinq profils sont indiqués sur la figure par une flèche horizontale. Pour les deux écoulements expérimentaux au même rapport U_q/V_b , aucune influence de Re_q n'est observable quant à la localisation du maximum ($y/h \simeq 0,25$). Pour ce même rapport, le modèle HJ fournit une valeur de $y/h \simeq 0,23$. L'influence de Re_q sur la localisation du maximum paraît donc négligeable pour un rapport U_q/V_b fixé. Pour l'essai 12, El Telbany & Reynolds estiment que celui-ci est situé en $y/h \simeq 0,4$. Le modèle prédit une localisation du maximum qui n'est pas en accord avec l'essai 12 ($y/h \simeq 0,3$). Malgré ces écarts, la tendance qui veut que le maximum soit plus éloigné de la paroi mobile dans ces deux cas que pour les écoulements de l'I.M.F.L, s'explique par un rapport U_q/V_b plus fort (1,57). Une mauvaise évaluation du maximum par ces auteurs est envisageable étant données la dispersion des mesures et la difficulté d'une localisation précise lorsque les gradients de vitesse moyenne sont faibles. Plus grave, on note un écart important entre l'essai 12 et la prédiction correspondante dans la partie inférieure. El Telbany & Reynolds précisent que pour certains écoulements dont celui-ci, la bande se déplace en sens opposé à l'écoulement. C'est donc à la paroi mobile que le frottement est le plus important. Selon eux, la région de recirculation est suffisamment faible ($\leq 0,05h$) pour que l'écoulement ainsi produit soit proche d'un écoulement de type Poiseuille établi. Au vue des écarts relevés, leur écoulement n'a vraisemblablement pas atteint l'établissement. On verra, par la suite, que le champ turbulent présente le même défaut. En conséquence, on s'appuiera essentiellement sur les deux expériences de l'I.M.F.L et les prédictions de HJ pour dégager l'influence de Re_q .

Le profil de vitesse est, ensuite, représenté en coordonnées logarithmiques pour les deux parois. L'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une augmentation significative de l'étendue de la zone logarithmique associée à la paroi fixe. La loi logarithmique $U^+ = 2,5 \ln y^+ + 5$ avec les coefficients "haut Reynolds" est matérialisée par une ligne continue. Le modèle HJ reproduit très bien le profil expérimental d'El Telbany. On note une évolution des coefficients expérimentaux A et B de la loi logarithmique avec l'augmentation de Re_q . A vaut respectivement 2,93, 2,83 et 2,55 pour Re_q 5080, 10330 et 89280. B vaut respectivement 4,85, 4,3 et 5,1 pour Re_q 5080, 10330 et 89280. Du côté de la paroi mobile, les deux profils de l'I.M.F.L ne présentent pas de zone logarithmique voire de zone tampon. Pour l'essai 12 et en accord avec le modèle HJ, les zones universelles sont présentes. L'existence ou non d'une zone logarithmique est importante dans la mesure où c'est dans cette région que la turbulence des écoulements pariétaux est produite pour une grande part. On verra plus loin (chapitre 6), qu'il est possible d'établir un critère d'existence d'une zone logarithmique près de la paroi mobile pour les écoulements de type Poiseuille.

Les profils des corrélations turbulentes sont présentés sur la figure 78. L'influence du nombre de Reynolds sur les trois corrélations normales va être successivement étudiée près de la paroi fixe, dans la région centrale et près de la paroi mobile. Le cas de la corrélation croisée sera traité plus loin. Dans la partie supérieure, l'influence sur la corrélation longitudinale se traduit principalement par une délocalisation du pic vers la paroi avec l'augmentation de Re_q . Le pic pariétal est situé respectivement à 14 et 16 unités de paroi et d'amplitude 3,05 et 2,85 pour Re_q 5000 et Re_q 10000. Cette évolution de l'amplitude des pics ne semble pas être d'origine physique, mais plutôt provenir d'incertitudes expérimentales. Le pic pariétal n'a pas été mesuré par El Telbany, son premier point de sondage étant trop éloigné de la paroi ($(h-y)_2^+ \simeq 300$). Le modèle HJ donne un pic situé à 19 longueurs visqueuses et d'amplitude 2,85. L'influence de Re_q sur l'amplitude du pic et sa localisation (en unités de paroi) semble donc faible. Il n'est pas possible de dégager une influence de Re_q sur $\overline{v^2}$ et sur $\overline{w^2}$ puisque les mesures expérimentales de l'I.M.F.L sont surestimées dans la région proche de la paroi fixe. L'influence de la taille de la sonde sur ces deux corrélations est d'autant plus forte que le nombre de Reynolds est grand. Elle se traduit pour la corrélation $\overline{v^2}$ par une augmentation importante de l'intensité du pic (différence de l'ordre de 50% pour les deux écoulements à faible nombre de Reynolds). Une comparaison des prédictions bas Reynolds et haut Reynolds de cette corrélation montre une légère augmentation du pic ($\simeq 8\%$) et sa délocalisation vers la paroi (avec la variable y/h). Pour la corrélation transversale, l'évolution est comparable avec toutefois une augmentation de l'amplitude plus sensible ($\simeq 20\%$).

Dans la région centrale, on observe une très bonne similitude de forme et de niveau pour la corrélation $\overline{u^2}$ entre les deux écoulements de l'I.M.F.L. Les portions linéaires pour $y/h \in [0,3; 0,8]$ se superposent très bien (figure 78). Le modèle HJ reproduit la même portion linéaire. Pour l'essai 12, le comportement de cette corrélation

est comparable uniquement dans le demi-canal supérieur. Pour les deux autres corrélations normales, la superposition entre les profils de l'I.M.F.L est moins bien vérifiée. Globalement, pour la zone $y/h \in [0,3; 0,8]$, les deux corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ sont inférieures de 7% à Re_q 10000. On ne peut toutefois pas parler d'une influence notable de Re_q entre ces deux écoulements sachant que le rapport U_q/V_b n'est conservé qu'à 4% près. La convexité de $\overline{v^2}$ est plus marquée pour le nombre de Reynolds le plus faible. Pour cette corrélation, on observe une évolution de la pente avec Re_q entre les expériences de l'I.M.F.L et HJ. Il est difficile de conclure sur ce phénomène étant donnée une influence couplée de la taille de sonde et de l'établissement sur les mesures de l'I.M.F.L. Une comparaison des prédictions bas et haut Reynolds indique une influence de Re_q négligeable dans cette région de l'écoulement.

Il reste à examiner l'influence de Re_q dans la partie basse du canal. Des phénomènes intéressants sont observables pour les trois corrélations. Pour la corrélation longitudinale, on observe une délocalisation classique du pic vers la paroi. Plus intéressante est l'augmentation significative de ce pic. Les valeurs obtenues du pic de $\sqrt{u^2}/u_{\tau_1}$ pour les trois nombres de Reynolds sont respectivement de 1,3, 1,6 et 2,6. Le pic est toujours situé approximativement à 16 unités de paroi de la paroi mobile. Il est clair que l'évolution du pic est beaucoup plus importante près de cette paroi que près de la paroi fixe. Pour comprendre pourquoi, il convient de se reporter aux profils de vitesse près de la paroi mobile (figure 77). On a vu, en effet, que l'existence d'une zone logarithmique pour un écoulement donné est étroitement liée à la valeur de Re_q . Pour les écoulements pariétaux habituels, l'essentiel de la production de turbulence ($\simeq 70\%$) prend place dans la zone logarithmique. L'absence cette zone, qui survient lorsque Re_q est faible, est synonyme de production turbulente faible. Il n'est donc pas étonnant d'obtenir des pics faibles pour les deux écoulements de l'I.M.F.L. Finalement, on peut retenir que l'augmentation de Re_q se traduit par l'apparition progressive d'une zone logarithmique qui s'accompagne d'une augmentation correspondante de l'amplitude du pic de $\sqrt{u^2}/u_{\tau_1}$. Le comportement étrange de la corrélation $\overline{u^2}$ de l'essai 12 est clairement visible et explique pourquoi il n'est pas tenu compte des résultats d'El Telbany & Reynolds. Cette homogénéité dans la direction y rappelle celle que l'on a observée lors de l'établissement de la corrélation longitudinale pour l'écoulement de type Poiseuille à Re_q 10000 (cf. chapitre 2). Pour la corrélation $\overline{v^2}$, une évolution notable est observable. L'augmentation de Re_q se traduit par l'apparition d'un plateau dont le niveau augmente avec ce paramètre. Enfin, le comportement de corrélation $\overline{w^2}$ est très similaire à celui de la corrélation $\overline{u^2}$. On observe la délocalisation du pic vers la paroi ainsi que son augmentation lorsque Re_q croît. Comme on l'a remarqué lors de l'examen des budgets (chapitre 4), la corrélation $\overline{w^2}$ est très passive. Son comportement ainsi que son niveau sont dictés par la corrélation longitudinale.

La comparaison des profils de \overline{uv} montre un bon accord général. L'ordonnée où cette corrélation s'annule est située approximativement en $y/h = 0,2$ pour l'ensemble des

profils. La région où \overline{uv} varie linéairement avec l'ordonnée est d'autant plus étendue que le nombre de Reynolds est élevé. Ceci traduit le fait que la viscosité joue un rôle négligeable dans une région de plus en plus étendue lorsque Re_q augmente. De plus, on constate que la zone de production négative de turbulence persiste à haut Reynolds. El Telbany & Reynolds estiment son étendue à 22% de la hauteur du canal. Ce résultat est en contradiction avec le modèle HJ qui donne 7% de la hauteur pour le même rapport U_q/V_b . Les prédictions de HJ pour $U_q/V_b = 0,131$ donnent sensiblement la même étendue. Compte tenu des doutes émis précédemment sur les résultats d'El Telbany & Reynolds, il semble que le nombre de Reynolds influence peu l'étendue de cette zone.

5.3 Ecoulements de type intermédiaire

Les valeurs de Re_q et de U_q/V_b pour les trois écoulements de type intermédiaire sont regroupées dans le tableau suivant:

	Re_q	U_q/V_b
I.M.F.L	4850	0,82
I.M.F.L	9820	0,86
essai 7	98810	0,85

Les profils de vitesse moyenne sont présentés sur la figure 79. Comme l'écoulement précédent, l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par un gonflement des profils près de la paroi fixe. Cette augmentation de débit dans la partie supérieure du canal se répercute nécessairement dans la partie basse. L'augmentation de Re_q se traduit donc par un profil plus uniforme dans la direction y . Cette tendance est bien visible sur les trois écoulements expérimentaux et la prédiction de HJ. Néanmoins, un désaccord assez net survient près de la paroi mobile entre l'essai 7 de El Telbany & Reynolds et les prédictions de HJ. Il y a à cela deux raisons. La première est une tendance systématique du modèle HJ à sous-estimer les gradients de vitesse moyenne près de la paroi mobile (voir prédictions à bas Reynolds de cet écoulement au chapitre 4). La seconde est un problème d'établissement de l'écoulement expérimental.

La représentation logarithmique montre des comportements proches pour les trois écoulements, avec bien sûr une augmentation de la zone logarithmique avec Re_q . La zone logarithmique de la paroi fixe semble s'étendre sur toute la hauteur du canal quelque soit le nombre de Reynolds. Comme précédemment, une évolution des coefficients A et B avec l'augmentation de Re_q est observable. A vaut respectivement 2,9, 2,8 et 2,55 pour Re_q 5080, 10330 et 89280. B vaut respectivement 4, 4,7 et 5,1 pour Re_q 5080, 10330 et 89280.

Pour cet écoulement, on va étudier l'influence de Re_q successivement dans le demi-canal supérieur puis dans le demi-canal inférieur (figure 80). L'influence de Re_q sur

les trois corrélations normales est tout à fait comparable à celle observée pour le cas précédent. Le modèle HJ est en bon accord avec l'essai 7 en ce qui concerne la corrélation longitudinale. Par contre, on remarque des écarts importants ($\geq 15\%$) entre l'essai 7 et les prédictions pour les deux autres corrélations normales. Un défaut d'établissement dans cette région ne peut à priori expliquer cet écart, le profil $\overline{u^2}$ étant en accord avec ceux de l'I.M.F.L et celui de HJ. Si l'on s'intéresse à l'évolution des deux corrélations $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ près de la paroi fixe pour les écoulements de l'I.M.F.L, on constate qu'aucune évolution importante ne survient lorsque le rapport U_q/V_b varie. Ce comportement est en accord avec les simulations directes de Kuroda. Par contre, El Telbany & Reynolds trouvent une diminution de cette corrélation à proximité de la paroi fixe entre l'essai 12 et l'essai 7 de près de 20%. Ceci amène donc à émettre certaines réserves sur la validité des mesures de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ obtenues par ces auteurs. On reviendra sur ce problème dans la conclusion du chapitre.

En faisant abstraction des problèmes d'établissement, l'influence sur la corrélation $\overline{u^2}$ paraît négligeable dans le demi-canal inférieur. On remarque que le profil de HJ suit plus longtemps une variation linéaire avec l'ordonnée que le profil à Re_q 5000. Ceci traduit le fait que la condition d'adhérence sur la turbulence (qui s'applique sur les fluctuations tangentielles) prend place dans une région de plus en plus fine avec Re_q . Mis à part l'essai 7, l'influence de Re_q sur la corrélation $\overline{v^2}$ est également très faible. On remarque que la corrélation $\overline{w^2}$ se comporte comme la corrélation $\overline{u^2}$. Une comparaison des prédictions bas et haut Reynolds indique une influence négligeable de Re_q sur l'ensemble des corrélations. Comme à Re_q 5000, le modèle HJ semble surestimer la corrélation $\overline{w^2}$ dans tout le demi-canal inférieur (voir prédiction de $\overline{w^2}$ au chapitre 4).

Enfin, les profils de la corrélation croisée montrent un bon accord mis à part celui à Re_q 10000, à cause du défaut d'établissement. Comme précédemment, l'étendue de la région où la corrélation \overline{wv} varie linéairement avec l'ordonnée augmente avec Re_q . Paradoxalement, pour un rapport U_q/V_b sensiblement égal entre Re_q 5000 et l'essai 7, l'écoulement est respectivement de type Poiseuille ou de type Couette.

5.4 Ecoulements de type Couette

Les valeurs de Re_q et de U_q/V_b pour les trois écoulements de type Couette sont regroupées dans le tableau suivant:

	Re_q	U_q/V_b
I.M.F.L	4970	0,67
I.M.F.L	9740	0,69
essai 7	39110	0,69

Les profils de vitesse moyenne des écoulements de type Couette sont présentés sur la figure 81. Pour les deux écoulements de l'I.M.F.L, on observe une augmentation du débit près des deux parois avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Elle se traduit nécessairement par une diminution correspondante dans la région centrale. Une plus grande uniformité du profil de vitesse est donc obtenue lorsque Re_q augmente. Cette évolution générale du profil est confirmée par HJ. Par contre, l'essai 5 d'El Telbany ne suit pas cette tendance et montre donc des écarts notables avec HJ.

On a vu que les écoulements de type Couette à faible nombre de Reynolds présentent dans la partie centrale une portion du profil où la pente est sensiblement constante (cf. chapitre 2). Dans ce qui suit, on va s'intéresser à l'évolution de cette pente lorsque Re_q augmente. Pour les deux profils, une régression linéaire sur cette portion du profil a été effectuée (coefficient de régression égal dans les deux cas à 0,999). Les valeurs obtenues pour la pente du profil de vitesse moyenne $S = d(\bar{U}/U_q)/d(y/h)$ sont les suivantes:

$$S = 0,42 \text{ pour } Re_q = 4970$$

$$S = 0,40 \text{ pour } Re_q = 9740$$

La diminution du débit dans la région centrale avec le nombre de Reynolds se traduit par une diminution de la pente d'environ 5%. Pour l'essai 5 et HJ, on trouve respectivement pour S des valeurs de 0,52 et 0,23. Cette dernière valeur est peut-être trop faible. En effet, les prédictions bas Reynolds ont révélé une tendance du modèle HJ à sous-estimer les gradients de vitesse dans la région centrale. Il faut de plus préciser que l'évaluation d'une pente pour HJ est sujette à caution car ce modèle ne fournit pas véritablement de région linéaire dans la région centrale de l'écoulement. Si l'on ne tient pas compte d'El Telbany, on observe une diminution logique de la pente avec Re_q pour U_q/V_b fixé. A ce stade, il est intéressant de voir comment la pente évolue avec une diminution de U_q/V_b pour Re_q fixé. Pour cela, on va utiliser l'écoulement de Couette pur étudié par Corenflos à $Re_q = 4800$ [6]. La variation du rapport U_q/V_b est d'environ 20% entre les deux écoulements de l'I.M.F.L. Etant donnée la symétrie de l'écoulement de Couette pur, la région où la pente du profil est sensiblement constante, est située de part et d'autre de l'axe de symétrie. Une évaluation de S pour l'écoulement de Corenflos donne:

$$S = 0,47 \text{ pour } Re_q = 4800$$

Robertson [36] et Robertson & Johnson [37] ont étudié des écoulements de Couette pur turbulents pour différents nombres de Reynolds, tous inférieurs à 20000. A

partir de leurs expériences, ils donnent une loi d'évolution de la pente S en fonction du nombre de Reynolds:

$$S = \frac{1,56}{\log_{10}(Re_q/2)} \quad (5.1)$$

Ces auteurs précisent que cette loi peut ne pas être valable pour des nombres de Reynolds Re_q sensiblement supérieurs à 20000. L'application de cette loi à l'écoulement de Couette ($Re_q \simeq 4800$) donne $S = 0,46$, valeur en bon accord avec celle déterminée à partir du profil expérimental. Il est certain que cette loi surestime la pente dans le cas des écoulements de type Couette. Une dépendance de la constante 1,56 en fonction de U_q/V_b est souhaitable.

Afin de caractériser la région linéaire des écoulements de type Couette ou de Couette, El Telbany & al introduisent un paramètre S^* différent de S :

$$S^* = \frac{h}{u_{\tau_e}} \frac{d\bar{U}}{dy} \quad (5.2)$$

où $u_{\tau_e} = \sqrt{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}$ est la vitesse de frottement effective qui caractérise l'activité turbulente dans cette région.

Pour l'ensemble de leurs écoulements de type Couette et Couette pur, mis à part les écoulements de type Couette très proches d'un écoulement de type intermédiaire, ces auteurs trouvent une valeur de S^* constante, égale à 7. On peut réécrire le paramètre S en fonction de S^* de la manière suivante:

$$S = S^* \frac{u_{\tau_e}}{U_q} = 7 \frac{u_{\tau_e}}{U_q} \quad (5.3)$$

Un examen de leurs essais a montré que la valeur 7 convenait en réalité mal pour l'essai 5. En effet, si l'on détermine la pente S à partir de l'équation (5.3), on trouve la valeur 0,32 qui n'est pas en accord avec la valeur de 0,53 déterminée par nos soins. A partir de cette même équation, il est possible de déterminer la valeur de S pour les deux écoulements à faible nombre de Reynolds de l'I.M.F.L:

$$S = 0,41 \text{ pour } Re_q = 4970$$

$$S = 0,48 \text{ pour } Re_q = 4800$$

L'accord est très satisfaisant par rapport aux valeurs expérimentales. Il est possible de déterminer S^* à partir des données de Robertson & al. En effet, ces auteurs donnent pour leurs écoulements la loi de frottement suivante:

$$\frac{u_{\tau}^2}{U_q^2} = \frac{0,036}{\log_{10}(Re_q)^2} \quad (5.4)$$

On trouve en combinant les relations (5.1) et (5.4) une valeur de S^* proche de 6 pour les écoulements de Robertson & al. Vue la difficulté à déterminer avec précision la pente de la région linéaire ainsi que la vitesse u_{τ_e} , cette différence entre Robertson et El Telbany n'est probablement pas significative. Le paramètre S^* semble donc être un paramètre universel indépendant de U_q/V_b et de Re_q . La pente S est donc à la fois fonction du rapport U_q/V_b et du nombre de Reynolds Re_q .

La représentation du profil de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques montre que la région logarithmique de la paroi fixe grandit avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La loi logarithmique $U^+ = 2,5 \ln y^+ + 5$ est matérialisée par une ligne continue. Les coefficients A et B semblent converger vers les coefficients 2,5 et 5. En effet, A vaut respectivement 3, 2,8 et 2,55 pour Re_q 4970, 9740 et 39910. B vaut respectivement 4,2, 5,1 et 5,1 pour Re_q 4970, 9740 et 39910. HJ est bon accord avec El Telbany pour des distances modérées de la paroi fixe. Par contre, un écart important survient pour $(h-y)_2^+ \geq 1000$. Près de la paroi mobile, seuls l'écoulement à Re_q 5000 et celui d'El Telbany sont présentés car l'écoulement à Re_q 10000 n'est pas établi. L'écoulement à Re_q 5000 ne présente pas de zone logarithmique à faible nombre de Reynolds. Seules les deux premières zones universelles semblent exister. Par contre, l'écoulement d'El Telbany possède une zone logarithmique qui est de faible étendue. HJ présente également une zone logarithmique mais son étendue est beaucoup plus grande. L'écart important entre HJ et l'essai 5 pour $y_1^+ \geq 100$ et $(h-y)_2^+ \geq 1000$ est lié au manque d'établissement de l'écoulement expérimental dans toute la région centrale. Ceci explique certainement la valeur élevée de la pente de la région linéaire dans cette région ($\simeq 0,53$).

L'influence du nombre de Reynolds sur les trois corrélations normales va être étudiée près de la paroi fixe, au centre du canal et près de la paroi mobile. L'influence de Re_q près de la paroi fixe est du même type que celle des deux écoulements précédents (figure 82). On note le bon accord entre HJ et El Telbany pour $\overline{u^2}$. Par contre, des écarts notables apparaissent pour les deux autres corrélations normales entre El Telbany et HJ. Les mêmes constatations ont été faites pour l'écoulement de type intermédiaire.

Lorsque l'on s'intéresse à la région centrale, des niveaux différents pour $\overline{u^2}$ sont observables. On rappelle que les prédictions des écoulements de type Couette à faible nombre de Reynolds ont montré que l'écoulement de type Couette à Re_q 5000 semble établi, alors que le même écoulement à Re_q 10000 présente un sérieux défaut d'établissement. Ce problème d'établissement est clairement visible sur la figure et affecte également l'écoulement d'El Telbany & Reynolds. Les écarts observables entre l'expérience à Re_q 5000 et les prédictions de HJ pour $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ ne sont pas imputables à la différence de Reynolds. Ils sont du même ordre que ceux observés au chapitre précédent. En fait, le modèle HJ n'indique pas d'influence significative de Re_q sur les trois corrélations normales dans la région centrale de l'écoulement.

Le manque d'établissement important de l'écoulement d'El Telbany est confirmé par le comportement de $\overline{u^2}$ près de la paroi mobile. Il est, en effet, curieux que cette

corrélation soit sensiblement homogène dans la direction y dans toute cette région, alors que l'on pourrait raisonnablement espérer l'existence d'un pic significatif. Pour les deux autres corrélations normales de l'essai 5, les valeurs étonnamment basses sont visibles dans cette région. Une comparaison du profil de $\overline{u^2}$ à Re_q 5000 et des prédictions de HJ ne montre pratiquement aucune évolution de l'intensité du pic avec Re_q . Ce comportement du pic est très éloigné de celui de l'écoulement de type Poiseuille dont l'intensité est directement liée à la présence d'une zone logarithmique près de la paroi mobile. Un examen des termes de production fournis par HJ montre effectivement que le terme de production adimensionné $\nu P_{11}/u_{\tau_1}^4$ augmente sensiblement avec Re_q pour les écoulements de type Poiseuille contrairement aux écoulements de type Couette. On peut observer également que la corrélation longitudinale est plus homogène dans la direction y pour un écoulement de type Couette que pour un écoulement de type Poiseuille. Le comportement des deux corrélations $\overline{v^2}$ et de $\overline{w^2}$ près de la paroi mobile est également très différent de celui observé pour les écoulements de type Poiseuille. Ces différences de comportement pour les trois corrélations normales sont certainement liées à la nature profondément différente des écoulements de type Poiseuille et de type Couette. En effet, le terme de production turbulente est toujours strictement positif pour les écoulements de type Couette. On peut espérer aussi une augmentation du transport d'énergie par les fluctuations de vitesse et de pression au sein de cet écoulement. En effet, le couplage entre les différentes régions de l'écoulement de type Couette étant certainement beaucoup plus fort que pour l'écoulement de type Poiseuille, (le signe de la vorticit   est partout le m  me), on peut esp  rer des transports d'  nergie d'un tout autre niveau que ceux observ  s lorsque la vorticit   associ  e    chacune des deux parois est de signe contraire. L'examen des budgets de la simulation directe d'un   coulement de type interm  diaire a, d'ailleurs, montr   l'importance des termes de transport tels que D_{ij}^p et D_{ij}^t dans le cas o   l'une des parois joue un r  le "neutre".

Enfin, le probl  me d'  tablissement mentionn   est nettement visible sur la cor  lation crois  e pour l'  coulement    Re_q 10000 et l'essai 5. Une comparaison entre le profil exp  rimental    Re_q 5000 et les pr  dictiones    haut Reynolds montre que la r  gion o   \overline{uv} varie lin  airement avec y/h est plus   tendue    Reynolds   lev  . Le mod  le HJ indique une l  g  re augmentation de la pente lorsque Re_q augmente pour un rapport U_q/V_b fix  .

Remarque

Dans le cadre id  al de la turbulence homog  ne, il y a invariance des corr  lations turbulentes par translation. Si l'on regarde les   quations de Reynolds, on constate que le champ moyen est totalement d  coupl   du champ fluctuant pour ce cas particulier. Par ailleurs, les   quations de transport des tensions de Reynolds s'  crivent, en faisant l'hypoth  se de stationnarit  :

$$\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = 0 \quad (5.5)$$

Lorsque l'on examine ces équations, on constate que l'homogénéité spatiale doit se traduire par la constance du gradient de vitesse moyenne. Dans le cas des écoulements purement cisailés de Couette-Poiseuille, une homogénéité approchée (c'est-à-dire suffisamment loin des parois, l'homogénéité parfaite suppose un domaine illimité) exige la constance de $d\bar{U}/dy$ dans une certaine zone du canal. Au vue des mesures concernant l'écoulement de type Couette aux deux nombres de Reynolds ainsi que des prédictions de HJ, la constance du gradient de vitesse moyenne n'est qu'une condition nécessaire pour l'obtention d'une turbulence homogène. En effet, les corrélations normales et croisées loin d'être constantes dans la partie où le gradient de vitesse moyenne est constant, varient largement avec l'ordonnée. C'est la proximité de la paroi mobile qui en est à la cause.

5.5 Etats de la turbulence

Au chapitre 2, le champ turbulent a été caractérisé à l'aide du tenseur d'anisotropie qui s'écrit en notation cartésienne: $a_{ij} = \overline{u_i u_j} / k - 2/3 \delta_{ij}$. On a vu que des zones d'équilibre existaient pour l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille. Celles-ci sont caractérisées par un rapport de la corrélation croisée \overline{uv} à l'énergie turbulente k sensiblement constant de l'ordre de 0,3. Le tenseur a_{ij} est un tenseur du second ordre auquel on peut associer trois invariants (quantités indépendantes par un changement de base) indépendants en vertu du théorème de Cayley-Hamilton. Différentes possibilités existent pour définir ces invariants. Dans le cadre de la présente étude, les traces des puissances successives du tenseur a_{ij} sont utilisées. Pour rester fidèle à Lumley & Newman [90], on construit les différents invariants à partir du tenseur b_{ij} égal à la moitié du tenseur a_{ij} . Du fait de la définition même du tenseur b_{ij} , seuls deux invariants sont non nuls:

$$B_2 = b_{ij} b_{ij} = tr(b_{ij}^2)$$

$$B_3 = b_{ik} b_{kj} b_{ji} = tr(b_{ij}^3)$$

La turbulence peut être caractérisée par ces deux invariants. Des conditions de réalisabilité (Schumann [77]), se traduisant essentiellement par la nécessité de toujours obtenir des énergies positives ou nulles, permettent de déterminer les valeurs de ces deux invariants pour des états limites de la turbulence. Sur la figure 83, chaque côté du triangle curviligne correspond à un état limite de la turbulence. Pour la turbulence isotrope, on a évidemment les deux invariants nuls. Pour une turbulence axisymétrique, deux possibilités existent: soit la composante axiale est atténuée au profit des deux autres, soit ces deux composantes sont atténuées au profit de la composante axiale. La droite (partie supérieure du triangle) correspond à l'état limite où la turbulence est bidimensionnelle. L'intersection de cette droite avec les deux courbes de la turbulence axisymétrique définit les états limites de turbulence

bidimensionnelle isotrope et de turbulence unidimensionnelle. Tout écoulement turbulent a un état qui est nécessairement délimité par les frontières du triangle.

Les deux invariants B_2 et B_3 ont été déterminés pour chacun des écoulements de Couette-Poiseuille en chacun des points de sondage. Pour les écoulements présentant un sérieux défaut d'établissement, on a vérifié que le tenseur b_{ij} ne variait plus entre les deux dernières stations permettant, on le suppose, une bonne évaluation des deux invariants. Les cartes des invariants pour chacun des écoulements au nombre de Reynolds le plus faible sont présentées en premier lieu.

Sur la figure 83, on présente l'évolution de l'état de la turbulence en fonction de l'ordonnée pour l'écoulement de Poiseuille. La courbe obtenue est symétrique. Le point le plus proche de l'état de turbulence isotrope est situé à mi-canal. Ceci était prévisible dans la mesure où les gradients de vitesse moyenne responsables de l'anisotropie de la turbulence sont faibles dans cette région et nuls à mi-canal. Par contre, on constate clairement que plus l'on s'approche de la paroi, plus l'écoulement devient anisotrope. De plus, la courbe est proche de la courbe délimitant le triangle correspondant au cas d'une turbulence axisymétrique. Ceci traduit le fait que l'une des composantes (en l'occurrence la corrélation $\overline{u^2}$) est nettement plus forte que les deux autres corrélations qui sont sensiblement égales. On sait que la turbulence tend vers un état bidimensionnel à l'approche de la paroi fixe. Les mesures ne mettent pas en évidence ce phénomène étant donnée l'impossibilité de s'approcher suffisamment près de la paroi.

L'évolution de l'état de la turbulence pour l'écoulement de type Poiseuille est présentée sur la figure 83. La courbe n'est plus symétrique et possède une forme caractéristique en V . Les conditions dissymétriques imposées à l'écoulement se traduisent par une turbulence dont l'état est asymétrique. On constate que la turbulence tend effectivement vers un état bidimensionnel à l'approche de la paroi mobile. Le creux du V correspond au maximum du profil de vitesse moyenne ($y/h = 0,25$). Il est, semble-t-il, plus éloigné d'un état de turbulence isotrope que le point équivalent de l'écoulement de Poiseuille. La raison s'explique par la proximité de la paroi mobile qui inhibe le rôle du retour à l'isotropie que joue le terme de corrélation pression-déformation dans les équations de transports des corrélations turbulentes. Lors de l'examen des budgets, on a vu que le terme Φ_{11} possède deux contributions: une contribution négative de retour à l'isotropie et une contribution positive due à la paroi. Un examen des budgets des équations de transport pour l'écoulement de type Poiseuille [47] montre que ces deux événements compétitifs s'annulent sensiblement dans toute la région proche de la paroi mobile. Il n'est donc pas étonnant d'obtenir pour le creux du V un état plus éloigné de la turbulence isotrope que le point équivalent de l'écoulement de Poiseuille. Enfin, on observe une forte concentration de points dans une zone très limitée du plan (B_2, B_3). L'étendue de celle-ci en coordonnée y/h est donnée sur la figure. Cette région correspond approximativement à la région où \overline{uv}/k est constant. La turbulence est en équilibre: la production d'énergie turbulente est localement équilibrée par la dissipation. Les deux branches

du V doivent nécessairement croiser la droite correspondant à l'état de turbulence bidimensionnelle. Les points d'intersection sont manifestement distincts. Ceci est lié aux différences de gradient de vitesse moyenne à l'approche de chacune des deux parois. En effet, la production d'énergie responsable de l'anisotropie n'a pas le même niveau à proximité des deux parois.

Le diagramme pour l'écoulement de type intermédiaire est donné sur la figure 83. La courbe caractéristique en forme de "V" est à nouveau observée, mais les branches sont beaucoup plus écartées que dans le cas précédent. Il existe donc une différence très importante de l'état de la turbulence près de chacune des deux parois. Vue l'allure générale de la courbe, la turbulence tend vers un état bidimensionnel isotrope à l'approche de la paroi mobile. L'absence de gradient de vitesse moyenne et, par conséquent de terme productif, en est la cause. Ainsi, pour un nombre de Reynolds débitant donné, le déplacement de la paroi mobile, en diminuant les gradients de vitesse près de la paroi mobile, "isotropise" l'écoulement dans tout le canal inférieur. Ici, le point de rebroussement du V est confondu avec la zone à forte concentration de points. Ceci s'explique par l'absence d'un maximum du profil de vitesse au sein de l'écoulement.

Pour l'écoulement de type Couette, la courbe en forme de V est toujours présente, mais se trouve beaucoup plus fermée que celle de l'écoulement de type Poiseuille (figure 84). Ceci est inattendu dans la mesure où les vitesses de frottement entre ces deux écoulements sont comparables. En fait, il faut relier cette évolution à celle du terme de production d'énergie turbulente. On sait qu'à ce nombre de Reynolds, le terme de production pour l'écoulement de type Couette est sensiblement plus élevé que celui de l'écoulement de type Poiseuille. Or, celui-ci est responsable de l'anisotropie de l'écoulement. Il n'est donc pas étonnant que la forme de V soit plus fermée pour un écoulement de type Couette. La zone d'équilibre est à nouveau présente pour cet écoulement.

Pour l'écoulement de Couette pur (figure 84), on observe un comportement très proche du cas précédent. Un examen des données a permis de constater que les branches de la courbe sont inversées; la branche correspondant au demi-canal supérieur se trouve le plus à gauche du diagramme. Ceci s'explique par le fait que l'écoulement de Couette de Corenflos est légèrement asymétrique ($U_q/V_b \simeq 0,47$). A cause du gradient de pression légèrement positif, il est normal de trouver une inversion des deux branches du V . Il va de soi que dans le cas d'un écoulement de Couette pur, la courbe est symétrique.

Les branches droites des différentes courbes en V se superposent bien indiquant que l'état de la turbulence dans la partie supérieure du canal est peu affecté par le déplacement de la paroi mobile.

Sur la figure 85, on présente les courbes des écoulements à plus grand nombre de Reynolds. Pour l'écoulement de Poiseuille pur, on observe une zone d'équilibre pour Re_q 10000. A Re_q 5000, l'absence de celle-ci s'explique par la faiblesse du nombre de

Reynolds. En effet, le profil de \overline{uv}/k ne présente qu'une zone constante très réduite. Mis à part le cas de l'écoulement de type Poiseuille, la courbe en forme de V est peu affectée par l'augmentation du nombre de Reynolds. A notre avis, cette évolution sensible pour l'écoulement de type Poiseuille est directement reliée à l'évolution de la production près de la paroi mobile avec Re_q .

La zone d'équilibre évolue peu dans le plan des invariants avec le paramètre Re_q ou le rapport U_q/V_b . On peut la situer en: $B_2 \simeq 0,01$ et $B_3 \simeq 0,007$.

On peut construire un autre type d'invariant à partir du tenseur de Reynolds et du double du tenseur de déformation pour caractériser l'écoulement:

$$P = -\overline{u_i u_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

Cet invariant n'est autre que la production de turbulence. Les gradients de vitesse moyenne $\frac{d\overline{U}}{dy}$ n'ont pas été mesurés dans cette étude. Ils ont été évalués à partir des profils de vitesse. La précision est médiocre à proximité des parois. L'allure générale des quatre profils de la production pour les écoulements établis à Re_q 5000 est présentée sur la figure 86. La production est adimensionnée par la quantité $\nu/u_{\tau_2}^4$. Dans la partie centrale, on observe une hausse de la production avec la diminution du rapport U_q/V_b . Du côté de la paroi mobile, on observe des pics pour l'écoulement de type Poiseuille et l'écoulement de type Couette. Le niveau de la production est sensiblement différent pour ces deux écoulements dans cette région. La zone de production négative de turbulence est réduite ($\simeq 0,05h$) et d'une intensité quasi nulle. Du côté de la paroi fixe, on observe une forte disparité quant à l'intensité du pic de production. Ceci est typiquement lié aux méthodes utilisées pour évaluer les gradients de vitesse. On peut facilement montrer que le pic turbulent ne peut dépasser la valeur asymptotique de 0,25 quelque soit l'écoulement de Couette-Poiseuille. Pour démontrer cela, on écrit l'équation de quantité de mouvement par rapport à la paroi fixe adimensionnée par la vitesse de frottement u_{τ_2} :

$$-\frac{\overline{uv}}{u_{\tau_2}^2} - \frac{d\overline{U}_2^+}{d(h-y)_2^+} = -1 + \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} (h-y) \right)_2^+ \quad (5.6)$$

Le sigle $)_2^+$ signifie que la quantité est adimensionnée par les variables de la paroi fixe. Lorsque Re_q tend vers l'infini, le deuxième terme du membre de droite devient négligeable devant 1 (cf. chapitre 6). On a alors:

$$-\frac{\overline{uv}}{u_{\tau_2}^2} - \frac{d\overline{U}_2^+}{d(h-y)_2^+} = -1 \quad \text{quand } Re_q \rightarrow \infty \quad (5.7)$$

La production de turbulence adimensionnée peut s'écrire:

$$P_2^+ = \frac{\overline{uv}}{u_{\tau_2}^2} \frac{d\overline{U}_2^+}{d(h-y)_2^+} \quad (5.8)$$

En reportant l'expression de la corrélation croisée obtenue à partir de l'équation (5.7) dans l'équation (5.8), on obtient:

$$P_2^+ = \left(1 - \frac{d\bar{U}_2^+}{d(h-y)_2^+}\right) \frac{d\bar{U}_2^+}{d(h-y)_2^+} \quad (5.9)$$

En dérivant l'équation ci-dessus par rapport à l'inconnue $\frac{d\bar{U}_2^+}{d(h-y)_2^+}$, on trouve:

$$\frac{dP_2^+}{d\left(\frac{d\bar{U}_2^+}{d(h-y)_2^+}\right)} = 0 \quad \text{pour} \quad \frac{d\bar{U}_2^+}{d(h-y)_2^+} = \frac{1}{2} \quad (5.10)$$

Finalement, en utilisant (5.7) et (5.8), on obtient:

$$P_{2 \max}^+ = \frac{1}{4} \quad \text{pour} \quad \frac{d\bar{U}_2^+}{d(h-y)_2^+} = \frac{\bar{u}\bar{v}}{u_{\tau_2}^2} = \frac{1}{2} \quad (5.11)$$

A fort nombre de Reynolds, lorsque les contraintes turbulentes et visqueuses sont égales, la production P_2^+ est maximale et vaut 0,25 .

5.6 Conclusion

Il convient de faire un certain nombre de remarques quant aux résultats d'El Telbany & Reynolds. On a déjà évoqué le fait que ces deux auteurs ont mis en évidence un saut d'énergie entre un écoulement de type intermédiaire légèrement type Poiseuille (essais 10) et un écoulement de type intermédiaire légèrement type Couette (essai 9) au même Re_q . Les nombreux défauts d'établissement affectant leurs écoulements ne peuvent à priori expliquer un saut d'énergie; ils peuvent, tout au plus, se traduire par de mauvaises estimations du niveau de k . Dans le tableau suivant, on donne les caractéristiques des deux essais:

	Re_q	U_q/V_b
essai 9	52940	0,91
essai 10	55070	0,97

On constate que le nombre de Reynolds est très proche entre ces deux écoulements et que le rapport U_q/V_b diffère de 5 %. Sur les figures 87 et 88, on présente les profils de k et des corrélations normales pour ces deux essais. On constate que le niveau de k de l'écoulement de type Poiseuille est notablement plus fort que celui de l'écoulement de type Couette. Ceci contredit les résultats obtenus à l'I.M.F.L pour deux nombres de Reynolds qui montrent une augmentation monotone de k avec la diminution de U_q/V_b . Sur la figure 88, on constate que le niveau de \bar{u}^2 de l'essai 9, principale contribution à l'énergie turbulente k , est effectivement inférieur

à celui de l'essai 10. lors de l'étude bibliographique (chapitre 2), on a vu que l'installation utilisée par El Telbany & Reynolds offre la possibilité de faire varier la hauteur du canal (configuration 1 ou 2). Contrairement à l'essai 10 utilisant la configuration 1 ($h = 6,6 \text{ cm}$), l'essai 9 utilise la configuration 2 ($h = 10,1 \text{ cm}$). Un changement de configuration peut entraîner un sérieux problème d'établissement. La longueur d'établissement qu'autorise l'installation d'El Telbany diminue de 40 % entre la configuration 1 et la configuration 2. Connaissant l'importance de la longueur d'établissement pour les écoulements de Couette-Poiseuille, sa diminution peut expliquer l'écart de niveau pour $\overline{u^2}$ existant entre les deux essais. Par contre, la différence pour les deux autres corrélations normales demeure inexplicée. L'ensemble des essais de type Couette d'El Telbany (essais 1 à 9) est affecté par des mesures de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ étonnamment basses. On rappelle que les prédictions de HJ pour l'essai 5 et 7 ont montré que les mesures de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ par El Telbany étaient probablement sous-estimées.

On a vu que le nombre de Reynolds affectait les coefficients A et B de la loi logarithmique. On regroupe dans le tableau suivant l'ensemble des valeurs de ces deux coefficients pour les écoulements étudiés à l'I.M.F.L et ceux d'El Telbany:

	P5	P10	TP5	TP10	TI5	TI10	TC5	TC10	El Telbany
A	2,69	2,9	2,93	2,83	2,9	2,8	3	2,8	2,55
B	5,23	4,7	4,85	4,3	4	4,7	4,2	5,1	5,1

Mis à part l'écoulement de Poiseuille pur de Corenflos, l'ensemble des coefficients A présente des valeurs notablement plus élevées que la valeur classique (2,5). Le coefficient B présente une évolution assez chaotique avec Re_q . Une mauvaise estimation de la vitesse de frottement de la paroi fixe ne peut à elle seule expliquer les écarts existant entre les valeurs expérimentales et les valeurs classiques. En fait, une influence du nombre de Reynolds peut être envisagée, les valeurs mesurées convergeant vers les valeurs classiques avec une augmentation de Re_q . Le problème ne semble pas pour autant résolu. En effet, l'étude bibliographique portant sur les écoulements de Poiseuille pur a indiqué des écarts notables pour ces deux coefficients entre certains auteurs, même à des nombres de Reynolds élevés.

Après une étude détaillée de l'influence du nombre de Reynolds sur l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille dont on dispose, on résume les conclusions les plus importantes auxquelles on aboutit.

1. La longueur nécessaire pour l'établissement complet de l'écoulement est largement fonction du type de l'écoulement et du nombre de Reynolds. Il a été établi qu'un écoulement de type Couette nécessite une longueur plus grande qu'un écoulement de type Poiseuille pour un nombre Re_q donné. Cela s'imagine aisément dans la mesure où l'écoulement de Poiseuille pur en début de paroi mobile est d'autant plus perturbé que la vitesse de la bande est élevée. De

plus, on a constaté que la longueur nécessaire pour établir l'écoulement de type Couette est plus grande lorsque le nombre de Reynolds est plus élevé (phénomène rencontré pour l'écoulement de type intermédiaire mais dans une moindre mesure).

2. L'influence est forte sur le profil de vitesse moyenne. L'augmentation de ce paramètre se traduit par un gonflement du profil à proximité des parois (en présence de cisaillement) et par une uniformité grandissante dans la zone centrale. L'existence d'une zone logarithmique associée à la paroi fixe existe quelque soit l'écoulement de Couette-Poiseuille, même pour des nombres de Reynolds faibles comme ceux étudiés à l'I.M.F.L. Une sensibilité des coefficients A et B à l'évolution de Re_q a été observée. Du côté de la paroi mobile, l'existence de la zone logarithmique est à priori possible mais elle est soumise à deux conditions: l'écoulement ne doit pas être de type intermédiaire et doit présenter un nombre de Reynolds élevé.
3. L'influence de Re_q est faible sur la turbulence de la zone centrale. Son influence se fait principalement sentir dans les zones soumises à un gradient de vitesse important. L'évolution est plus importante près de la paroi mobile. A proximité de cette paroi, les trois corrélations normales évoluent différemment avec Re_q pour un écoulement de type Poiseuille et pour un écoulement de type Couette.
4. La localisation du pic pariétal de la corrélation longitudinales ainsi que son intensité (exprimées en variables de paroi) ne semblent pas varier de façon significative avec le type d'écoulement et le nombre de Reynolds pour la paroi fixe. Pour la paroi mobile, les pics de la corrélation $\overline{u^2}$, lorsqu'ils existent, sont également localisés à la même distance que dans le cas de la paroi fixe. Par contre, l'intensité du pic pariétal de la paroi mobile évolue sensiblement entre un écoulement de type Poiseuille et un écoulement de type Couette lorsque le nombre de Reynolds est modéré. Pour un nombre de Reynolds élevé, ces différences semblent ne plus exister.

Chapitre 6

Développements asymptotiques

6.1 Introduction

La méthode des développements asymptotiques va être appliquée dans un premier temps aux écoulements de Poiseuille et de type Poiseuille. Une extension de la démarche suivie sera ensuite faite aux écoulements de type Couette et de Couette. Une approche à deux couches est utilisée i-e une couche à proximité de la paroi où la viscosité intervient directement et une couche externe où l'influence de celle-ci est secondaire. Habituellement, lorsque cette approche est appliquée aux écoulements de Poiseuille, seule une moitié de canal est considérée étant donnée la symétrie de l'écoulement. Pour les écoulements étudiés ici, cette symétrie n'existant plus, trois zones sont à considérer: la région visqueuse à proximité de la paroi mobile (désignée dans la suite du développement par région 1), la région à proximité de la paroi fixe (désignée par région 2) et la région centrale (désignée par région 3). La méthodologie proposée par Panton [91] va être suivie. On ne va considérer par la suite que la vitesse \bar{U} et la corrélation croisée \overline{uv} , principalement parce que l'on dispose de l'équation longitudinale de quantité de mouvement qui relie ces deux quantités. La masse volumique du fluide n'intervenant pas de façon indépendante, on peut réduire le problème à un problème cinématique (cf. l'analyse dimensionnelle ci-après). Finalement, on sera amené à rechercher une vitesse et une longueur caractéristiques pour chacune des trois régions. Habituellement, pour déterminer ces grandeurs dans les zones visqueuses (région 1 et 2), deux quantités s'imposent naturellement: la viscosité du fluide et la vitesse de frottement de la paroi considérée. Les grandeurs caractéristiques régissant la région centrale seront définies par la suite. On montrera que dans la région 3, deux vitesses caractéristiques coexistent pour les écoulements dissymétriques de Couette-Poiseuille contrairement aux écoulements symétriques de Couette pur ou de Poiseuille pur où une seule vitesse caractéristique est suffisante.

6.2 Analyse

Une étude par similitude des écoulements de Couette-Poiseuille, lorsque ceux-ci sont établis, est riche en enseignement et introduit différents paramètres sans dimension caractéristiques de ces écoulements. Un inventaire des données intervenant dans le problème se fait sans difficultés.

Pour l'écoulement établi, il faut considérer :

1. Les équations régissant le problème. Celles-ci introduisent deux constantes physiques: la viscosité dynamique μ et la masse volumique du fluide ρ .
2. La vitesse débitante U_q imposée à l'entrée du canal ainsi que la vitesse de la paroi mobile V_b .
3. L'ordonnée y et la hauteur h du canal. L'abscisse x n'intervient pas car le mouvement est établi.
4. Le régime hydrauliquement lisse, c'est-à-dire qu'il ne sera pas tenu compte des aspérités, le nombre de Reynolds caractéristique construit à partir de leur hauteur étant très faible.

Pour faciliter la suite de l'exposé, on considère une variable ϕ qui peut être \bar{U} ou $\bar{u}\bar{v}$. Aussi, d'après cet inventaire, la variable ϕ est fonction des différentes grandeurs répertoriées. La formulation mathématique traduisant la relation existante entre cette variable ϕ et les différentes grandeurs répertoriées s'écrit:

$$\phi = F(y; h, \rho, \mu, U_q, V_b) \quad (6.1)$$

L'équation (6.1) peut s'écrire sous d'autres formes. En effet, on sait que lorsque l'expérimentateur se donne les deux vitesses U_q et V_b , il se donne indirectement les deux contraintes pariétales $\tau_1 = \mu \left(\frac{d\bar{U}}{dy} \right)$ à la paroi mobile et $\tau_2 = \mu \left(\frac{d\bar{U}}{dy} \right)$ à la paroi fixe. Le problème se reformule donc de la façon suivante:

$$\phi = F(y; h, \rho, \mu, \tau_1, \tau_2) \quad (6.2)$$

En introduisant $\nu = \mu/\rho$, $u_{\tau_1}^2 = |\tau_1|/\rho$ et $u_{\tau_2}^2 = |\tau_2|/\rho$, le problème se réduit au problème cinématique suivant:

$$\phi = F(y; h, \nu, u_{\tau_1}, u_{\tau_2}) \quad (6.3)$$

A ce stade, rien n'empêche de remplacer l'une ou l'autre des vitesses de frottement par le gradient de pression régnant dans le canal. Par ailleurs, selon que l'on considère la région 1 ou la région 2, on fait intervenir respectivement dans l'inventaire ci-dessus (y, u_{τ_1}) ou $((h - y), u_{\tau_2})$. Finalement, on peut écrire l'expression générale

de la vitesse \bar{U} et de la corrélation croisée \bar{uv} de deux façons différentes selon la région où l'on se situe. On écrit:

région 1:

$$\bar{U} = F_m(y; \nu, h, \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}, u_{\tau_1})$$

$$\bar{uv} = G_m(y; \nu, h, \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}, u_{\tau_1})$$

région 2:

$$\bar{U} = F_f((h-y); \nu, h, \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}, u_{\tau_2})$$

$$\bar{uv} = G_f((h-y); \nu, h, \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}, u_{\tau_2})$$

Ces relations font intervenir deux grandeurs caractéristiques qui définissent l'écoulement:

- Une vitesse de frottement.
- Le gradient de pression existant dans le canal.

6.2.1 Ecoulements de type Poiseuille

Lorsque l'on considère les écoulements de Couette-Poiseuille établis, les équations de quantité de mouvement se réduisent à la seule équation longitudinale. Cette dernière s'écrit sous la forme très simple:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dy} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \text{constante}$$

Pour les écoulements de Poiseuille ou de type Poiseuille, le gradient de pression s'exprime de la manière suivante en fonction des deux vitesses de frottement:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = - \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h} \tag{6.4}$$

On écrit alors pour les deux formulations précédentes:

région 1:

$$\bar{U} = f^1(y; \nu, h, \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h}, u_{\tau_1})$$

$$\overline{wv} = g^1(y; \nu, h, \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h}, u_{\tau_1})$$

région 2:

$$\bar{U} = f^2((h-y); \nu, h, \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h}, u_{\tau_2})$$

$$\overline{wv} = g^2((h-y); \nu, h, \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h}, u_{\tau_2})$$

On peut remplacer la hauteur h par la somme $u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2$ dans les expressions ci-dessus sans en réduire la généralité. Si l'on choisit comme grandeurs primaires la vitesse de frottement et la viscosité, on obtient les relations réduites suivantes:

région 1:

$$\frac{\bar{U} - V_b}{u_{\tau_1}} = f^1\left(\frac{yu_{\tau_1}}{\nu}, \frac{u_{\tau_1}^3 h}{\nu(u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2)}, \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2}\right)$$

$$\frac{\overline{wv}}{u_{\tau_1}^2} = g^1\left(\frac{yu_{\tau_1}}{\nu}, \frac{u_{\tau_1}^3 h}{\nu(u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2)}, \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2}\right)$$

région 2:

$$\frac{\bar{U}}{u_{\tau_2}} = f^2\left(\frac{(h-y)u_{\tau_2}}{\nu}, \frac{u_{\tau_2}^3 h}{\nu(u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2)}, \frac{u_{\tau_2}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2}\right)$$

$$\frac{\overline{wv}}{u_{\tau_2}^2} = g^2\left(\frac{(h-y)u_{\tau_2}}{\nu}, \frac{u_{\tau_2}^3 h}{\nu(u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2)}, \frac{u_{\tau_2}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2}\right)$$

La vitesse de bande V_b a été introduite dans la formulation de \bar{U} près de la paroi mobile car $\bar{U} = V_b$ en $y/h = 0$. On introduit pour la suite les notations suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{ll} y_1^+ = \frac{yu_{\tau_1}}{\nu} & y_2^+ = \frac{(h-y)u_{\tau_2}}{\nu} \\ U_1^+ = \frac{\bar{U} - V_b}{u_{\tau_1}} & U_2^+ = \frac{\bar{U}}{u_{\tau_2}} \\ \overline{wv}_1^+ = \frac{\overline{wv}}{u_{\tau_1}^2} & \overline{wv}_2^+ = \frac{\overline{wv}}{u_{\tau_2}^2} \\ \Gamma_1 = \frac{u_{\tau_1}^3 h}{\nu(u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2)} & \Gamma_2 = \frac{u_{\tau_2}^3 h}{\nu(u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2)} \end{array} \right.$$

On définit également les deux facteurs de dissymétrie α_1 et α_2 de la façon suivante:

$$\alpha_1 = \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2}$$

$$\alpha_2 = \frac{u_{\tau_2}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2}$$
(6.5)

Ces deux coefficients sont d'ordre de 1 à condition que l'écoulement ne soit pas de type intermédiaire. Finalement, les expressions s'écrivent sous la forme synthétique suivante:

région 1:

$$U_1^+ = f^1(y_1^+; \Gamma_1, \alpha_1)$$

$$\overline{uv}_1^+ = g^1(y_1^+; \Gamma_1, \alpha_1)$$
(6.6)

région 2:

$$U_2^+ = f^2(y_2^+; \Gamma_2, \alpha_2)$$

$$\overline{uv}_2^+ = g^2(y_2^+; \Gamma_2, \alpha_2)$$
(6.7)

Les groupements sans dimension Γ_1 et Γ_2 peuvent être écrits sous la forme d'un nombre de Reynolds:

$$\Gamma_1 = \frac{u_{\tau_1}}{\nu} \frac{u_{\tau_1}^2 h}{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2} = \frac{u_{\tau_1} h_1}{\nu}$$
(6.8)

$$(6.9)$$

$$\Gamma_2 = \frac{u_{\tau_2}}{\nu} \frac{u_{\tau_2}^2 h}{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2} = \frac{u_{\tau_2} h_2}{\nu}$$
(6.10)

Le paramètre Γ_1 est donc le rapport entre une longueur caractéristique h_1 et la longueur visqueuse ν/u_{τ_1} . De même, le paramètre Γ_2 est le rapport entre une longueur caractéristique h_2 et la longueur visqueuse ν/u_{τ_2} . On donnera un peu plus loin un sens physique à ces deux longueurs. D'ores et déjà, on peut remarquer que $h_1 + h_2 = h$ dans le cas général et que $h_1 = h_2 = h/2$ dans le cas particulier d'un écoulement symétrique de Poiseuille pur. Pour les écoulements de Poiseuille pur, les paramètres Γ sont alors égaux au nombre de Reynolds $Re_\tau = hu_\tau/2\nu$.

Lorsque l'on observe les relations ci-dessus, valides dans les régions 1 ou 2, on constate que le problème cinématique ainsi écrit se réduit à un problème de perturbation singulière où le paramètre de perturbation est le groupement sans dimension Γ . Lorsque Γ_1 et Γ_2 tendent vers l'infini, on fait un développement asymptotique de \overline{U} et de \overline{uv} dans les deux régions. On écrit:

région 1:

$$U_1^+ = f_0^1(y_1^+) + f_1^1(y_1^+)\delta_1(\Gamma_1) + \dots \quad (6.11)$$

$$\overline{uv}_1^+ = g_0^1(y_1^+) + g_1^1(y_1^+)\delta_2(\Gamma_1) + \dots$$

région 2:

$$U_2^+ = f_0^2(y_2^+) + f_1^2(y_2^+)\delta_3(\Gamma_2) + \dots \quad (6.12)$$

$$\overline{uv}_2^+ = g_0^1(y_2^+) + g_1^2(y_2^+)\delta_4(\Gamma_2) + \dots$$

Les différentes fonctions $f_0^1, g_0^1, f_0^2, g_0^2, \dots$ peuvent à priori dépendre des deux facteurs de dissymétries α_1 et α_2 . On constatera plus loin que ce n'est pas le cas, tout du moins pour l'ordre des développements asymptotiques considéré ici. Les différentes jauges δ sont toutes asymptotiquement égales. Elles tendent vers zéro lorsque Γ tend vers l'infini. Elles peuvent être différentes les unes des autres et seront définies par la suite. Pour les écoulements étudiés, il est toujours possible de faire tendre le paramètre Γ_2 vers l'infini. Par contre, le paramètre Γ_1 peut ne pas tendre vers l'infini lorsque l'écoulement est proche un écoulement de type intermédiaire. Il n'est alors plus possible de procéder comme ci dessus. Le cas des écoulements de type intermédiaire est pour le moment hors du propos de la présente analyse.

Considérons l'équation de quantité de mouvement longitudinale qui s'écrit pour la région 1 (i-e la distance est évaluée à partir de la paroi mobile) :

$$-\overline{uv}_1^+ + \frac{dU_1^+}{dy_1^+} = 1 - \frac{y_1^+}{\Gamma_1} \quad (6.13)$$

et pour la région 2:

$$-\overline{uv}_2^+ - \frac{dU_2^+}{dy_2^+} = -1 + \frac{y_2^+}{\Gamma_2} \quad (6.14)$$

Dans ces deux régions, les contraintes turbulentes et visqueuses doivent coexister. En reportant les développements asymptotiques (6.11) et (6.12) dans les équations longitudinales correspondantes (6.13) et (6.14), on trouve en égalant les termes du même ordre de grandeur :

$$-g_0^1 + \frac{df_0^1}{dy_1^+} = 1 \quad (6.15)$$

$$-g_1^1 + \frac{df_1^1}{dy_1^+} = -y_1^+$$

et

$$\begin{aligned}
 -g_0^2 - \frac{df_0^2}{dy_2^+} &= -1 \\
 -g_1^2 + \frac{df_1^2}{dy_2^+} &= y_2^+
 \end{aligned}
 \tag{6.16}$$

On aura pris soin de prendre les différentes jauges (δ_1, δ_2) et (δ_3, δ_4) égales respectivement à $1/\Gamma_1$ et $1/\Gamma_2$.

Les premières équations des deux systèmes (6.15) et (6.16) traduisent le fait que la somme de la contrainte visqueuse et de la contrainte turbulente est une constante. C'est le plus souvent à partir de l'hypothèse heuristique ($\tau = cte$) que l'on démontre les lois logarithmiques valables pour les écoulements à proximité d'une paroi. Dans le cas présent, ceci est vérifié mais uniquement pour le terme d'ordre zéro des développements asymptotiques.

Dans la région centrale, le profil de la corrélation turbulente \overline{uv} s'annule en point qui n'est pas sur l'axe de symétrie du canal sauf pour l'écoulement de Poiseuille. De plus, on sait que la corrélation croisée possède deux pics pariétaux. Dans les régions 1 et 2, la vitesse caractéristique choisie pour cette corrélation est la vitesse de frottement. On sait que cette corrélation s'annule à la paroi, augmente jusqu'à un maximum, pour ensuite s'annuler de nouveau plus loin de la paroi. Il est donc normal d'utiliser la même vitesse caractéristique dans la zone de proche paroi et dans une zone plus éloignée de la paroi où la viscosité joue un rôle secondaire. Ainsi, dans toute la partie où \overline{uv} est positivement corrélée, la vitesse caractéristique qui s'impose naturellement est la vitesse de frottement de la paroi fixe u_{τ_2} . Dans toute la partie inférieure du canal où \overline{uv} est négativement corrélée, c'est la vitesse de frottement de la paroi mobile u_{τ_1} qui s'impose comme grandeur caractéristique.

Comme précédemment, on dispose de deux formulations pour \overline{U} ou \overline{uv} selon que l'on considère $((h - y), u_{\tau_2})$ ou (y, u_{τ_1}) . Dans la région centrale de l'écoulement, la viscosité jouant un rôle secondaire, elle ne peut servir de paramètre d'adimensionnement. On choisit alors comme grandeurs primaires la vitesse de frottement et le gradient de pression. Un choix plus habituel aurait été de prendre la vitesse de frottement et la hauteur géométrique h . Mais, on verra que le présent choix est le choix adapté. Implicitement, ceci traduit le fait, comme dans les deux régions 1 et 2, que la hauteur h n'est pas une grandeur caractéristique du phénomène. Elle n'intervient que pour fixer le niveau du gradient de cisaillement total.

Dans la suite, on appelle région 1*, la région centrale où u_{τ_1} est la vitesse caractéristique et région 2* celle où u_{τ_2} est la vitesse caractéristique. Il va de soi que la région 1* ajoutée à la région 2* redonne la totalité de la région centrale c'est-à-dire la région 3. Les équations réduites s'écrivent:

région 1*:

$$\begin{aligned}\bar{U}_1^+ &= F^{1*}(y/h_1; \Gamma_1, \alpha_1) \\ \bar{wv}_1^+ &= G^{2*}(y/h_1; \Gamma_1, \alpha_1)\end{aligned}\tag{6.17}$$

région 2*:

$$\begin{aligned}U_2^+ &= F^{2*}((h-y)/h_2; \Gamma_2, \alpha_2) \\ \bar{wv}_2^+ &= G^{2*}((h-y)/h_2; \Gamma_2, \alpha_2)\end{aligned}\tag{6.18}$$

On voit que les deux hauteurs h_1 et h_2 qui interviennent dans les paramètres Γ_1 et Γ_2 (voir équation (6.9)) s'introduisent naturellement comme longueurs caractéristiques des deux régions 1* et 2*.

On introduit les variables Y_1 et Y_2 définies par:

$$\begin{aligned}Y_1 &= \frac{y}{h_1} \\ Y_2 &= \frac{h-y}{h_2}\end{aligned}$$

Dans les deux régions internes 1 et 2, la vitesse caractéristique est la même pour la vitesse moyenne et la corrélation croisée. Cependant, dans la région centrale, celle-ci est différente entre \bar{U} et \bar{wv} . En effet, on sait expérimentalement que les rapports U_2^+ et U_1^+ ne sont pas d'ordre 1. Il convient donc de trouver une autre grandeur caractéristique pour \bar{U} . Dans la région centrale de l'écoulement, le profil possède un maximum de vitesse U_{max} . La vitesse U_{max} est naturellement plus indiquée pour adimensionner \bar{U} . Cette vitesse dépend du type de l'écoulement ainsi que du nombre de Reynolds. Ceci peut s'écrire indifféremment sous les deux formes suivantes:

$$\begin{aligned}U_{max} &= f(u_{\tau_1}; \nu, \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h}, h) \\ U_{max} &= f(u_{\tau_2}; \nu, \frac{u_{\tau_1}^2 + u_{\tau_2}^2}{h}, h)\end{aligned}$$

Finalement, on peut réécrire les deux systèmes (6.17) et (6.18) de la manière suivante:

région 1*:

$$\begin{aligned}\frac{\bar{U}}{U_{max}} &= F^{1*}(Y_1; \Gamma_1, \alpha_1) \\ \overline{uv}_1^+ &= G^{1*}(Y_1; \Gamma_1, \alpha_1)\end{aligned}\tag{6.19}$$

région 2*:

$$\begin{aligned}\frac{\bar{U}}{U_{max}} &= F^{2*}(Y_2; \Gamma_2, \alpha_2) \\ \overline{uv}_2^+ &= G^{2*}(Y_2; \Gamma_2, \alpha_2)\end{aligned}\tag{6.20}$$

On construit deux développements asymptotiques pour ces deux régions lorsque Γ_1 et Γ_2 tendent vers l'infini:

région 1*:

$$\begin{aligned}\frac{\bar{U}}{U_{max}} &= F_0^{1*}(Y_1) + F_1^{1*}(Y_1)\Delta_1(\Gamma_1) + \dots \\ \overline{uv}_1^+ &= G_0^{1*}(Y_1) + G_1^{1*}(Y_1)\Delta_2(\Gamma_1) + \dots\end{aligned}\tag{6.21}$$

région 2*:

$$\begin{aligned}\frac{\bar{U}}{U_{max}} &= F_0^{2*}(Y_2) + F_1^{2*}(Y_2)\Delta_3(\Gamma_2) + \dots \\ \overline{uv}_2^+ &= G_0^{2*}(Y_2) + G_1^{2*}(Y_2)\Delta_4(\Gamma_2) + \dots\end{aligned}\tag{6.22}$$

Comme précédemment, les différentes fonctions F_0^{1*} , G_0^{1*} , F_0^{2*} , G_0^{2*} , \dots peuvent a priori dépendre des deux facteurs de dissymétries α_1 et α_2 . On constatera plus loin que ce n'est pas le cas, tout du moins pour l'ordre des développements asymptotiques considéré ici. On utilise maintenant l'équation de quantité de mouvement longitudinale écrite en variables externes. Elle s'écrit:

région 1*:

$$-\overline{uv}_1^+ + \frac{U_{max}^2}{u_{\tau_1}^2} \frac{1}{Re_{max1}} \frac{d\bar{U}/U_{max}}{dY_1} = 1 - Y_1\tag{6.23}$$

région 2*:

$$-\overline{uv}_2^+ - \frac{U_{max}^2}{u_{\tau_2}^2} \frac{1}{Re_{max2}} \frac{d\overline{U}/U_{max}}{dY_2} = -1 + Y_2 \quad (6.24)$$

avec:

$$Re_{max1} = \frac{U_{max} h_1}{\nu}$$

$$Re_{max2} = \frac{U_{max} h_2}{\nu}$$

Les deux rapports $u_{\tau_1}^2/U_{max}^2$ et $u_{\tau_2}^2/U_{max}^2$ sont des coefficients de frottement valables pour chacune des deux parois. Ils tendent tous les deux vers zéro lorsque le paramètre associé Γ tend vers l'infini. Il est certain qu'à des nombres de Reynolds très grands une autre physique des phénomènes entre en jeu à savoir la rugosité des parois. Ceci ne rentre pas dans le cadre de l'analyse poursuivie ici. On suppose que la diminution des coefficients de frottement avec l'augmentation du nombre de Reynolds est suffisamment lente pour que:

$$\begin{aligned} \frac{U_{max}^2}{u_{\tau_1}^2} \frac{1}{Re_{max1}} &\longrightarrow 0 \\ Re_{max1} &\longrightarrow \infty \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{U_{max}^2}{u_{\tau_2}^2} \frac{1}{Re_{max2}} &\longrightarrow 0 \\ Re_{max2} &\longrightarrow \infty \end{aligned}$$

Ces hypothèses sont nécessaires pour la suite et traduisent le fait que les termes visqueux jouent un rôle secondaire dans les régions 1* et 2*. On a évidemment l'équivalence:

$$\begin{aligned} Re_{max1} &\longrightarrow \infty \\ \Gamma_1 &\longrightarrow \infty \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Re_{max2} &\longrightarrow \infty \\ \Gamma_2 &\longrightarrow \infty \end{aligned}$$

En reportant, les développements asymptotiques (6.21) et (6.22) dans les équations longitudinales ci-dessus, on trouve

région 1*:

$$G_0^{1*} = -1 + Y_1$$

région 2*:

$$G_0^{2*} = 1 - Y_2$$

On a pu déterminer ainsi exactement le premier terme de G^{1*} et de G^{2*} . Il traduit le fait que dans ces régions la corrélation croisée \overline{uv} varie linéairement avec l'ordonnée Y_2 ou Y_1 . Il est très intéressant de constater que sous la représentation externe Y_2 (ou Y_1), tous les profils de la corrélation croisée pour les écoulements de Poiseuille et de type Poiseuille se superposent en une courbe unique indépendante de l'écoulement. On rappelle que ceci n'est pas du tout le cas avec la variable y/h . On verra lors de l'analyse des écoulements de type Couette et de Couette pur qu'une superposition de l'ensemble des profils de la corrélation croisée en une courbe unique n'est plus possible. Il est possible maintenant de donner un sens "plus physique" aux deux longueurs h_1 et h_2 introduites au début de l'analyse. Si l'on cherche l'ordonnée pour laquelle G_0^{1*} et G_0^{2*} s'annulent, on trouve alors:

$$y = h_1$$

$$h - y = h_2$$

h_1 et h_2 sont donc respectivement les distances par rapport à la paroi mobile et par rapport à fixe du point où la corrélation croisée s'annule. L'écoulement peut donc être découpé en quatre zones distinctes régies par des longueurs et des vitesses caractéristiques différentes.

Les équations de quantité de mouvement écrites ci-dessus n'apportent plus de renseignements supplémentaires. Considérons l'équation pour l'énergie turbulente k dans les deux régions 1* et 2*. On écrit l'équation de transport pour k adimensionnée par la vitesse caractéristique de la turbulence à savoir la vitesse de frottement.

région 1*:

$$0 = -\overline{uv}_1^+ \frac{d\overline{U}/U_{max}}{dY_1} - \frac{u_{\tau_1}}{U_{max}} \frac{d}{dY_1} \left[\frac{\overline{vk'}}{u_{\tau_1}^3} + \frac{\overline{vp/\rho}}{u_{\tau_1}^3} \right] + \frac{1}{Re_{max1}} \frac{d^2}{dY_1^2} \left[\frac{k}{u_{\tau_1}^2} \right] - \epsilon_1^+$$

région 2*:

$$0 = \frac{1}{u v_2^+} \frac{d\bar{U}/U_{max}}{dY_2} + \frac{u_{\tau_2}}{U_{max}} \frac{d}{dY_2} \left[\frac{\overline{v k'}}{u_{\tau_2}^3} + \frac{\overline{v p/\rho}}{u_{\tau_2}^3} \right] + \frac{1}{Re_{max2}} \frac{d^2}{dY_2^2} \left[\frac{k}{u_{\tau_2}^2} \right] - \epsilon_2^+$$

En reportant les développements asymptotiques (6.21) et (6.22) dans les équations ci-dessus, on trouve pour les premiers termes des deux développements:

$$G_0^{1*} \frac{dF_0^{1*}}{dY_1} = 0$$

$$G_0^{2*} \frac{dF_0^{2*}}{dY_2} = 0$$

On connaît exactement les premiers termes des développements G_0^{1*} et G_0^{2*} qui ne sont pas nuls. En conséquence, les deux fonctions F_0^{1*} et F_0^{2*} sont constantes et égales à un car la vitesse \bar{U} atteint le maximum U_{max} dans la région centrale 3. Ceci traduit que le profil est uniforme dans la direction y pour des paramètres Γ infini. Les constatations faites au chapitre précédent vont dans ce sens. Il est clair qu'un développement à un ordre supérieur est nécessaire car la vitesse n'est pas une constante égale à U_{max} dans toute la région centrale pour des nombres Γ finis. Dans les deux expressions de l'équation de transport de k , afin de fournir une équation non triviale pour les seconds termes des développements F_1^{1*} et F_1^{2*} , il est nécessaire de fixer les jauges Δ_1 et Δ_3 respectivement à u_{τ_1}/U_{max} et u_{τ_2}/U_{max} . On trouve pour la vitesse:

région 1*:

$$\frac{\bar{U}}{U_{max}} = 1 + \frac{u_{\tau_1}}{U_{max}} F_1^{1*}(Y_1) \tag{6.25}$$

$$F_1^{1*}(Y_1) = \frac{\bar{U} - U_{max}}{u_{\tau_1}}$$

région 2*:

$$\frac{\bar{U}}{U_{max}} = 1 + \frac{u_{\tau_2}}{U_{max}} F_1^{2*}(Y_2) \tag{6.26}$$

$$F_1^{2*}(Y_2) = \frac{\bar{U} - U_{max}}{u_{\tau_2}}$$

L'expression de la vitesse a été réarrangée dans les deux régions afin de faire apparaître une formulation classique de loi déficitaire. Pour la présente analyse, les résultats les plus intéressants proviennent du raccord des solutions distales et proximales. Pour les deux paramètres Γ_1 et Γ_2 fixés, on fait tendre les variables internes vers l'infini et les variables externes vers zéro. On écrit:

$$\begin{aligned} F^{1*} &\longrightarrow F^{1*r} \\ Y_1 &\longrightarrow 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f^1 &\longrightarrow f^{1r} \\ y_1^+ &\longrightarrow \infty \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} F^{2*} &\longrightarrow F^{2*r} \\ Y_2 &\longrightarrow 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f^2 &\longrightarrow f^{2r} \\ y_2^+ &\longrightarrow \infty \end{aligned}$$

Lorsque l'on ne retient que les termes au premier ordre, on obtient pour les deux régions de raccordement:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{u_{\tau_1}}{U_{max}} F_1^{1*r} &= \frac{u_{\tau_1}}{U_{max}} \left(f_0^{1r} + \frac{V_b}{u_{\tau_1}} \right) \\ 1 + \frac{u_{\tau_2}}{U_{max}} F_1^{2*r} &= \frac{u_{\tau_2}}{U_{max}} f_0^{2r} \end{aligned}$$

On peut de plus raccorder les pentes dans ces deux régions. On dérive alors le système précédent. On écrit:

$$\begin{aligned} \frac{u_{\tau_1}}{U_{max}} \frac{dF^{1*r}}{dY_1} &= \frac{u_{\tau_1}}{U_{max}} \frac{df_0^{1r}}{dy_1^+} \frac{dy_1^+}{dY_1} \\ \frac{u_{\tau_2}}{U_{max}} \frac{dF^{2*r}}{dY_2} &= \frac{u_{\tau_2}}{U_{max}} \frac{df_0^{2r}}{dy_2^+} \frac{dy_2^+}{dY_2} \end{aligned}$$

Le système ci-dessus peut se réécrire de la manière suivante:

$$\begin{aligned} Y_1 \frac{dF^{1*r}}{dY_1} &= y_1^+ \frac{df_0^{1r}}{dy_1^+} \\ Y_2 \frac{dF^{2*r}}{dY_2} &= y_2^+ \frac{df_0^{2r}}{dy_2^+} \end{aligned}$$

Les membres de gauche et de droite des deux équations ci-dessus étant des fonctions de variables indépendantes, chacun des membres est égal à une constante qui peut à priori dépendre de l'une ou l'autre des régions de raccordement.

$$Y_1 \frac{dF^{1*r}}{dY_1} = y_1^+ \frac{df_0^{1r}}{dy_1^+} = A_1$$

$$Y_2 \frac{dF^{2*r}}{dY_2} = y_2^+ \frac{df_0^{2r}}{dy_2^+} = A_2$$

En réalité, ces deux constantes sont égales (on a supposé les développements indépendants de α_1 et α_2). Finalement, ces deux constantes A_1 et A_2 sont égales à une constante A (qui expérimentalement vaut 2,5). En intégrant les équations du système ci-dessus, on obtient les lois logarithmiques suivantes:

$$U_1^+ = A \ln y_1^+ + B$$

$$\frac{\bar{U} - U_{max}}{u_{\tau_1}} = A \ln Y_1 + C$$

et :

$$U_2^+ = A \ln y_2^+ + B$$

$$\frac{\bar{U} - U_{max}}{u_{\tau_2}} = A \ln Y_2 + C$$

Les constantes des deux régions de raccordement sont données égales pour les mêmes raisons que précédemment. Il faut savoir qu'en théorie, elle peuvent dépendre des facteurs de dissymétrie α_1 et α_2 . Toutefois, on constatera par la suite qu'à l'ordre 1 des développements, aucune influence significative de ces deux paramètres ne sera relevée. B vaut habituellement 5. Pour les écoulements symétriques, la constante C est une constante qui est quasiment nulle, traduisant le fait que les lois logarithmiques sont valables pratiquement jusqu'à l'ordonnée du point où la vitesse est maximum. Au vue des expériences faites à l'I.M.F.L, il semble qu'il en soit de même pour les écoulements de type Poiseuille. Des lois logarithmiques écrites en variables internes ou externes, on peut dériver les lois suivantes:

$$\frac{U_{max} - V_b}{u_{\tau_1}} = A \ln \Gamma_1 + B - C$$

$$\frac{U_{max}}{u_{\tau_2}} = A \ln \Gamma_2 + B - C$$

Enfin, en combinant ces deux lois, on trouve:

$$U_{max} \left(\frac{u_{\tau_1} - u_{\tau_2}}{u_{\tau_1} u_{\tau_2}} \right) + \frac{V_b}{u_{\tau_1}} = A \ln \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right) \quad (6.27)$$

Cette relation est une loi de frottement analogue à la loi de Prandtl-Karman pour les écoulements symétriques. Elle présente l'inconvénient de ne pas établir une relation explicite entre les vitesses de frottement et la vitesse de bande ainsi que la vitesse maximum.

Il est possible de construire une solution composite à partir des développements internes des régions 1 et 2 et des régions externes 1* et 2*. On construit facilement une solution composite de premier ordre pour une variable Φ valable sur les deux sous-domaines $(1 \cup 1^*)$ et $(2 \cup 2^*)$ de la manière suivante:

$$\Phi_{composite} = \Phi_{interne} + \Phi_{externe} - \Phi_{raccord} \quad (6.28)$$

En effet, lorsque l'on se situe dans le domaine de la variable interne, la variable externe est très faible; les deux derniers termes du membre de droite s'annulent entre eux. Lorsque l'on se situe dans le domaine de la variable externe, les premier et troisième termes du membre de droite s'annulent.

Les développements internes ou externes ne sont pas forcément connus. Mais, dans le cas de la corrélation croisée, on connaît exactement le comportement de la solution distale pour 1* et 2*. On connaît donc le comportement de la solution raccordée:

$$\begin{aligned} G_0^{1*} &\longrightarrow G^{1*r} = -1 \\ Y_1 &\longrightarrow 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_0^{2*} &\longrightarrow G^{1*r} = 1 \\ Y_2 &\longrightarrow 0 \end{aligned}$$

De plus, on peut remarquer que les deux solutions G_0^{1*} et G_0^{2*} se déduisent l'une de l'autre par un simple facteur multiplicatif. Aussi, il est possible de construire une solution pour \overline{uv} valable sur l'ensemble du domaine (i-e $1 \cup 1^* \cup 2^* \cup 2$). Elle s'écrit:

$$\overline{uv}_2^+ = g_0^2 - Y_2 + \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2} (g_0^1 + 1) \quad (6.29)$$

Les fonctions g_0^1 et g_0^2 ne sont pas connues. Néanmoins, on a démontré les relations suivantes:

$$\begin{aligned} g_0^1 &= -1 + \frac{df_0^1}{dy_1^+} \\ g_0^2 &= 1 - \frac{df_0^2}{dy_2^+} \end{aligned}$$

Pour un écoulement à proximité d'une paroi, on sait expérimentalement que la zone logarithmique débute à une trentaine de longueurs visqueuses de la paroi. Ici, pour des nombres Γ_1 et Γ_2 suffisamment élevés, on peut écrire:

$$f_0^1 = f_0^{1r} \quad \text{pour } y_1^+ \geq 30$$

$$f_0^2 = f_0^{2r} \quad \text{pour } y_2^+ \geq 30$$

On peut réécrire l'équation (6.29) pour le domaine $y_1^+ \geq 30$ et $y_2^+ \geq 30$:

$$\overline{uv}_2^+ = 1 - \frac{A}{y_2^+} - Y_2 + \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2} \frac{A}{y_1^+} \quad (6.30)$$

Sur la figure 89, on compare le profil obtenu à partir de la relation ci-dessus avec le profil expérimental de l'écoulement de type Poiseuille obtenu à Re_q 10000. Dans la partie supérieur du canal, l'accord est bon. La région centrale est bien évidemment en accord étant donnée la méthode utilisée pour déterminer les vitesses de frottement. L'amplitude du maximum est correctement prédite. La théorie prédit toutefois un pic légèrement plus proche de la paroi fixe que celui de l'expérience. Par contre, un écart important apparaît entre la théorie et l'expérience dans la partie basse du canal. Ceci est typiquement lié au fait que la relation théorique n'est valable que pour des valeurs de Γ_1 et Γ_2 élevées. Or dans le cas présent, la diminution du frottement pariétal à la paroi mobile ainsi que le nombre de Reynolds Re_q modéré se traduisent par une valeur de Γ_1 faible (=86). La formule (6.30) suppose l'existence de zones logarithmiques pour chaque paroi. En l'occurrence, la valeur trop faible du paramètre Γ_1 ne permet pas l'obtention d'une telle zone près de la paroi mobile. L'examen du profil de vitesse expérimental près de la paroi mobile (cf. chapitre 2 et 5) a effectivement montré l'absence d'une zone logarithmique pour cet écoulement. Pour les écoulements symétriques de Poiseuille, on a vu que cette zone existe pour des nombres de Reynolds Γ de 150. Une valeur comparable pour Γ_1 doit permettre l'obtention d'une zone logarithmique à proximité de la paroi mobile pour un écoulement de type Poiseuille.

On a préalablement précisé que les cas d'écoulements de type intermédiaire ne pouvaient être traités car le paramètre Γ_1 ne serait jamais suffisamment élevé pour permettre un développement asymptotique. Il est possible de contourner aisément ce problème en considérant que seules les grandeurs caractéristiques associées à la paroi fixe sont à prendre en compte: u_{τ_2} et h_2 ($\simeq h$). Ceci est compréhensible dans la mesure où seule la turbulence produite par la paroi fixe est significative dans l'écoulement. Elle impose alors la seule vitesse caractéristique u_{τ_2} pour la turbulence dans tout l'écoulement. Toutefois, cette approche simplificatrice a des limites. En effet, la procédure décrite revient en définitive à considérer un écoulement de type intermédiaire quasiment comme un "demi" écoulement de Poiseuille pur. Ceci peut

être acceptable pour \bar{U} et \overline{uv} mais pas pour les autres corrélations turbulentes. Pour illustrer cela, on compare les demi-profils de l'écoulement de Poiseuille pur étudié au chapitre 2 avec l'écoulement de type intermédiaire de Kuroda pour une même valeur du paramètre Γ ($\simeq 300$). On constate que l'analogie peut effectivement être faite pour les profils de la vitesse moyenne et de la corrélation croisée. Par contre, pour les profils de corrélations normales, ceci est peu satisfaisant près de la paroi mobile même si plus loin l'accord est bon. L'action d'une paroi (même lorsque le gradient de vitesse est nul à la paroi ainsi que la valeur de la corrélation croisée) modifie profondément la structure de la turbulence (conditions cinématique et visqueuse).

Il est possible à partir de la formule (6.30) d'évaluer et de situer le maximum de la corrélation croisée pour les deux parois. Près de la paroi fixe, la relation (6.30) se réduit à la relation composite:

$$\overline{uv}_2^+ = 1 - \frac{A}{y_2^+} - Y_2 \quad (6.31)$$

Finalement, on obtient pour le maximum :

$$y_{2max}^+ = \sqrt{A\Gamma_2} \quad (6.32)$$

$$(6.33)$$

$$\overline{uv}_{2max}^+ = 1 - 2\sqrt{\frac{A}{\Gamma_2}} \quad (6.34)$$

L'influence du paramètre Γ_2 est clairement mise en évidence dans les deux équations ci-dessus. On constate que le maximum s'éloigne de la paroi avec l'augmentation de Γ_2 . Lorsque Γ_2 tend vers l'infini, le maximum \overline{uv}_{2max}^+ tend vers 1. Des formules tout à fait analogues existent pour la paroi mobile:

$$y_{1max}^+ = \sqrt{A\Gamma_1} \quad (6.35)$$

$$(6.36)$$

$$\overline{uv}_{1max}^+ = -1 + 2\sqrt{\frac{A}{\Gamma_1}} \quad (6.37)$$

Les expériences ne permettent pas de retracer ces tendances étant donnée la grande difficulté à obtenir des mesures précises de la corrélation croisée à proximité de la paroi. A cela, il faut ajouter l'influence de la taille de sonde sur les mesures. Les comparaisons faites auparavant entre les expériences à l'I.M.F.L et les différentes simulations numériques directes (Kuroda et Kim) ont permis de valider ces dernières. Aussi, va-t-on les utiliser afin de constater si les différentes tendances fournies par la théorie concordent avec celles des simulations directes. On dispose pour les comparaisons des cinq simulations directes suivantes: deux simulations d'écoulements de Poiseuille pur (celle de Kuroda à Re_q 5000 et celle de Kim à Re_q 14000) et

trois simulations d'écoulements de Couette-Poiseuille (celles de Kuroda à Re_q 5000). On donne les valeurs des deux paramètres caractéristiques Γ_1 et Γ_2 dans le tableau suivant:

	Γ_1	Γ_2
p5	150	150
tp5 ₁	35	230
tp5 ₂	9	275
ti5	0,5	304
p14	395	395

Seul le cas de la paroi fixe va être considéré, les faibles valeurs de Γ_1 pour les écoulements de Couette-Poiseuille ne permettant pas d'utiliser la théorie développée ci-dessus. Sur la figure 91, on compare les profils de la corrélation croisée provenant des cinq DNS. La tendance générale est bien reproduite par les différentes simulations numériques directes à savoir: une augmentation et un éloignement du maximum de la corrélation croisée avec l'augmentation de Γ_2 . Dans le tableau qui suit, on donne la position et l'amplitude du maximum fournies par la simulation directe et la théorie:

	y_{2max}^+	$\sqrt{A\Gamma_2}$	\overline{uv}_{2max}^+	$1 - 2\sqrt{A/\Gamma_2}$
p5	29	20	0,68	0,74
tp5 ₁	32	24	0,76	0,79
tp5 ₂	34	26	0,79	0,81
ti5	35	28	0,8	0,82
p14	37	32	0,83	0,84

Des écarts significatifs sont observables entre les résultats numériques et théoriques, surtout en ce qui concerne la localisation du pic. La raison essentielle vient du fait que la théorie n'est valable que pour des nombres Γ_2 tendant vers l'infini. Or ici, du fait de la faible valeur Re_q des simulations, les valeurs de Γ_2 sont faibles. On peut remarquer que ces différences diminuent avec l'augmentation de Γ_2 . Aussi, un bon accord entre calcul et théorie peut être espéré pour des nombres Re_q élevés.

Il est intéressant de constater que si la localisation et l'amplitude du maximum de cette corrélation sont très sensibles au paramètre Γ_2 , ce n'est pas le cas pour la corrélation longitudinale (cf. chapitre 2). Ceci est certainement lié au fait que la production d'énergie turbulente est peu sensible à ce paramètre; c'est elle qui contrôle le niveau de $\overline{u^2}$.

Dans la région associée à la paroi fixe, on écrit la solution générale composite (6.29) qui se simplifie ($g_0^1 \rightarrow -1$ quand $y_1^+ \rightarrow \infty$):

$$\overline{uv}_2^+ = g_0^2 - \frac{y_2^+}{\Gamma_2} \quad (6.38)$$

Cette équation traduit le fait que la corrélation croisée est la somme d'une fonction inconnue de y_2^+ et d'une fonction connue de y_2^+ et Γ_2 . Lorsque l'on trace le profil de la corrélation croisée en fonction de y_2^+ près de la paroi fixe pour différents Γ_2 , on doit donc nécessairement observer une évolution de celui-ci du fait de la présence du second terme (sauf bien sûr pour des valeurs Γ_2 très grandes ou des valeurs de y_2^+ très petites). C'est ce que traduit la figure 91. Disposant de \overline{wv}_2^+ à partir des DNS, il est possible de déterminer la solution interne g_0^2 . La théorie veut qu'elle soit universelle i-e qu'elle ne dépende ni du nombre de Reynolds, ni de l'écoulement. L'équation ci-dessus se réécrit:

$$g_0^2 = \overline{wv}_2^+ + \frac{y_2^+}{\Gamma_2} \quad (6.39)$$

Sur la figure 92, on compare les profils de g_0^2 en fonction de y_2^+ obtenus à partir des cinq simulations. Un profil universel est manifestement obtenu. La fonction universelle g_0^2 tend bien vers 1 pour des valeurs élevées de $(h-y)_2^+$ comme le veut la théorie. Il est possible de trouver empiriquement une fonction reproduisant ce profil universel. Celle-ci doit avoir un comportement en $O(y^3)$ près de la paroi. On peut alors déterminer la corrélation \overline{wv} sur l'ensemble de la hauteur du canal. On verra lors de l'analyse des écoulements de type Couette que le second terme du membre de droite de l'équation (6.38) disparaît naturellement pour un écoulement de Couette pur. Dans ce cas particulier, il y a égalité entre la corrélation croisée \overline{wv}_2^+ et la solution interne universelle g_0^2 . Aussi, les profils donnés sur la figure 92 représentent le comportement de la corrélation croisée d'un écoulement de Couette pur.

6.2.2 Ecoulements de type Couette

L'analyse précédente a conduit à adopter une démarche très similaire pour les écoulements de type Couette. Aussi, seules les grandes lignes de l'analyse vont être retracées, cette dernière ne différant de la précédente que par certains points. On considère comme précédemment la vitesse et la corrélation croisée dans les deux régions 1 et 2. Elles sont fonctions des arguments suivants:

région 1:

$$\begin{aligned} U_1^{+*} &= f^1(y_1^+; \Gamma_1, \alpha_1^*) \\ \overline{wv}_1^+ &= g^1(y_1^+; \Gamma_1, \alpha_1^*) \end{aligned} \quad (6.40)$$

région 2:

$$\begin{aligned}
 U_2^+ &= f^2(y_2^+; \Gamma_2, \alpha_2^*) \\
 \overline{wv}_2^+ &= g^2(y_2^+; \Gamma_2, \alpha_2^*)
 \end{aligned}
 \tag{6.41}$$

où la quantité U_1^{+*} ($= (V_b - \overline{U})/u_{\tau_1}$) a été introduite pour tenir compte du changement de signe du gradient de vitesse à la paroi. Les deux facteurs de dissymétrie sont modifiés pour les mêmes raisons:

$$\begin{aligned}
 \alpha_1^* &= \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2} \\
 \alpha_2^* &= \frac{u_{\tau_2}^2}{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}
 \end{aligned}
 \tag{6.42}$$

Les deux équations de quantité de mouvement longitudinales (6.13) et (6.14) s'écrivent de façon légèrement différente:

$$-\overline{wv}_1^+ - \frac{dU_1^{+*}}{dy_1^+} = -1 - \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} \frac{y_1^+}{\Gamma_1}
 \tag{6.43}$$

et pour la région 2:

$$-\overline{wv}_2^+ - \frac{dU_2^+}{dy_2^+} = -1 + \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} \frac{y_2^+}{\Gamma_2}
 \tag{6.44}$$

On voit que celles-ci font intervenir un facteur multiplicatif supplémentaire. Il peut varier de la valeur 0,5 pour un écoulement de type intermédiaire à la valeur 0 pour un écoulement de Couette pur. Par conséquent, le second terme du membre de droite de ces deux équations reste toujours petit devant le terme d'ordre 1. On verra ci-dessous que la présence de ce terme multiplicatif traduit la nature très différente d'un écoulement de type Couette en comparaison d'un écoulement de type Poiseuille. Lorsque Γ_1 et Γ_2 tendent vers l'infini, on fait donc un développement asymptotique de \overline{U} et de \overline{wv} pour ces deux régions comme pour les écoulements de type Poiseuille.

Le rapport de la vitesse \overline{U} à l'une ou l'autre des deux vitesses de frottement u_{τ_1} ou u_{τ_2} n'étant pas d'ordre 1, il convient de trouver une autre vitesse caractéristique pour la vitesse moyenne. On ne peut prendre comme vitesse de référence une vitesse maximum, le profil de vitesse d'un écoulement de type Couette n'en possédant pas. Pour un écoulement de type Poiseuille, l'ordonnée du point de vitesse maximum correspond au point où la valeur absolue de la vorticité de l'écoulement est un minimum (valeur nulle). Pour les écoulements de type Couette, on introduit, de façon équivalente, U_i la vitesse du point où la valeur absolue de la vorticité de

l'écoulement est un minimum (point d'inflexion). On sait que pour un écoulement de Couette pur, ce point est situé sur l'axe de symétrie du canal et possède une vitesse égale à $V_b/2$. Pour les écoulements de type Couette étudiés dans la présente étude, celui-ci se situe approximativement en $y/h \simeq 0,3$. Finalement, on donne les principaux résultats:

Développements externes exacts de \overline{uv} :

région 1*:

$$G_0^{1*} = 1 + \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} Y_1$$

région 2*:

$$G_0^{2*} = 1 - \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} Y_2$$

Lois logarithmiques:

$$\frac{V_b - \overline{U}}{u_{\tau_1}} = A \ln y_1^+ + B$$

$$\frac{U_i - \overline{U}}{u_{\tau_1}} = A \ln Y_1 + C$$

et:

$$U_2^+ = A \ln y_2^+ + B$$

$$\frac{\overline{U} - U_i}{u_{\tau_2}} = A \ln Y_2 + C$$

Lois de frottement:

$$\frac{V_b - U_i}{u_{\tau_1}} = A \ln \Gamma_1 + B - C$$

$$\frac{U_i}{u_{\tau_2}} = A \ln \Gamma_2 + B - C$$

$$U_i \left(\frac{u_{\tau_1} + u_{\tau_2}}{u_{\tau_1} u_{\tau_2}} \right) - \frac{V_b}{u_{\tau_1}} = A \ln \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right)$$

Solution de \overline{uv} valable: sur l'ensemble du canal:

$$\overline{uv}_2^+ = g_0^2 - \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} Y_2 + \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2} (g_0^1 - 1) \quad (6.45)$$

Les fonctions g_0^1 et g_0^2 ne sont pas connues. Mais, on dispose des relations suivantes:

$$g_0^1 = 1 - \frac{df_0^1}{dy_1^+}$$

$$g_0^2 = 1 - \frac{df_0^2}{dy_2^+}$$

Pour un écoulement à proximité d'une paroi, on sait expérimentalement que la zone logarithmique débute à une trentaine de longueurs visqueuses de la paroi. Ici, pour des nombres Γ_1 et Γ_2 suffisamment élevés, on peut écrire:

$$f_0^1 = f_0^{1r} \quad \text{pour } y_1^+ \geq 30$$

$$f_0^2 = f_0^{2r} \quad \text{pour } y_2^+ \geq 30$$

On réécrit l'équation (6.29) pour le domaine $y_1^+ \geq 30$ et $y_2^+ \geq 30$:

$$\frac{\overline{uv}}{u_{\tau_2}^2} = 1 - \frac{A}{y_2^+} - \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} Y_2 - \frac{u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2} \frac{A}{y_1^+} \quad (6.46)$$

Il faut noter que les développements externes G_0^{1*} et G_0^{2*} diffèrent de ceux obtenus pour les écoulements de type Poiseuille par l'introduction d'un terme multiplicatif qui dépend de l'écoulement. Aussi, il n'est pas possible de trouver une représentation où tous les profils d'écoulements de type Couette puissent se superposer.

Les deux analyses précédentes concernant les écoulements de type Poiseuille et de type Couette reposent sur l'introduction des nombres de Reynolds Γ_1 et Γ_2 que l'on fait tendre vers l'infini. Ces deux paramètres introduisent les deux longueurs externes h_1 et h_2 . On a vu que le profil de vitesse pouvait s'exprimer sous forme déficitaire. Sur la figure 93, on donne les profils de vitesse moyenne exprimés sous forme déficitaire pour la paroi fixe (i-e avec la variable Y_2) pour les quatre écoulements établis à Re_q 5000 auxquels on ajoute un profil d'un écoulement de Poiseuille pur à haut Reynolds (Hussain & Reynolds [17]). On fait de même sur la figure 94 pour les simulations numériques de Kuroda.

L'utilisation de la longueur h_2 permet manifestement l'obtention d'une région de similitude ce que n'aurait pas permis l'utilisation de la longueur géométrique h . h_1 et h_2 sont bien les longueurs externes associées à chacune des deux parois. Elles représentent en quelque sorte les domaines d'influences des parois. Leur réunion redonne la totalité de la hauteur du canal. Elles sont égales à $h/2$ pour les écoulements symétriques de Poiseuille et de Couette.

6.3 Conclusion

L'analyse dimensionnelle a permis d'introduire deux groupements sans dimension Γ_1 et Γ_2 . A l'aide d'une méthode de développements asymptotiques, on a pu montrer l'existence de zones logarithmiques associées à chacune des parois. Cette existence est soumise au fait que Γ_1 et Γ_2 soient suffisamment élevés. Pour les nombres de Reynolds modérés étudiés à l'I.M.F.L, des valeurs faibles de Γ_1 ont été rencontrées pour les écoulements de type Poiseuille et de type Couette. L'existence de la zone logarithmique à proximité de la paroi mobile est donc à priori impossible. En accord avec la théorie, les mesures ont effectivement montré l'absence d'une telle zone pour ces deux écoulements. La théorie développée a également montré que l'amplitude et la localisation du pic de la corrélation croisée à proximité de la paroi fixe sont très dépendantes du nombre de Reynolds et de l'écoulement (ce comportement est très éloigné de celui de la corrélation longitudinale). Pour les écoulements de type Poiseuille, ceci est également valable pour le pic de la paroi mobile. A l'aide de solutions composites, des formulations mathématiques assez simples rendant compte de ces tendances ont été obtenues.

Des résultats très intéressants ont été obtenus pour la corrélation croisée. En se restreignant aux écoulements de type Poiseuille, on rappelle ici la solution composite (6.38) valable près de la paroi fixe:

$$\overline{uv}_2^+ = g_0^2(y_2^+) - \frac{y_2^+}{\Gamma_2} \quad (6.47)$$

Dans cette équation, l'influence du paramètre Γ_2 est clairement isolée. Si l'on n'en tient pas compte, une évolution des profils est forcément remarquée lorsque l'on trace la corrélation \overline{uv} en fonction de y_2^+ pour différents nombres de Reynolds. On peut supposer qu'il en soit de même pour les autres corrélations turbulentes. Ceci expliquerait alors pourquoi des expérimentateurs [22], [23] ont observé une évolution de leurs profils turbulents, comme celui de $\sqrt{u^2}/u_\tau$, lorsqu'ils les tracent en fonction de y^+ pour différents nombres de Reynolds. En fait, les corrélations turbulentes doivent être repensées en termes de solutions composites comme pour la corrélation croisée. Pour les écoulements traités ici, on peut donc écrire la solution composite suivante pour la paroi fixe i-e dès que l'on se situe suffisamment loin de la paroi mobile:

$$\frac{\sqrt{u^2}}{u_{\tau_2}} = q(y_2^+) + Q(Y_2) - Q_{raccord} \quad (6.48)$$

Les fonctions q et Q ne sont pas connues à priori. Mais, il est toujours possible de les déterminer de façon empirique. Pour l'instant, on peut supposer que ces fonctions dépendent de l'écoulement. Pour un écoulement de Poiseuille pur, on peut approcher avec une bonne précision la fonction Q par une relation linéaire:

$$Q = 2 - 1,3Y_2 \quad (6.49)$$

Cette loi de corrélation a été déterminée à partir de l'écoulement de Poiseuille pur à Re_q 10000, des écoulements d'Antonia & al [23] et des écoulements de Laufer [14]. Cette loi n'est pas valable pour $Y_2 \simeq 1$. On a vu que pour tous les écoulements de type Poiseuille (voire de type intermédiaire), la solution externe de la corrélation croisée est la même. Par contre, on a vu que cette solution dépend de l'écoulement pour tous les écoulements de type Couette du fait de l'introduction du terme multiplicatif $(u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2)/(u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2)$. Si l'on admet une analogie pour la corrélation longitudinale, l'équation (6.49) est conservée pour tous les écoulements de type Poiseuille mais se réécrit de la façon suivante pour tous les écoulements de type Couette:

$$Q = 2 - 1,3 \frac{u_{\tau_2}^2 - u_{\tau_1}^2}{u_{\tau_2}^2 + u_{\tau_1}^2} Y_2 \quad (6.50)$$

Les profils de cette corrélation en fonction de Y_2 sont présentés sur la figure 95 pour les écoulements expérimentaux de Poiseuille pur, de type Poiseuille, de type intermédiaire et de type Couette à Re_q 5000. Sur la même figure, les relations (6.49) et (6.50) sont matérialisées par deux lignes continues. On observe un bon accord entre l'expérience et la théorie accréditant la démarche suivie. Néanmoins, des écarts existent pour $Y_2 \simeq 1$ qui doivent être dûs en partie à la relation linéaire utilisée pour décrire les solutions externes de la corrélation longitudinale.

Connaissant $\sqrt{u^2}/u_{\tau_2}$ et Q , il est possible de déterminer le comportement de la solution interne q en utilisant l'équation (6.48). Les imprécisions expérimentales à proximité de la paroi conduisent à utiliser les profils de la corrélation longitudinale obtenus par simulation numérique directe comme on l'a fait pour la corrélation croisée. Sur la figure 96, on représente le comportement de la solution interne q pour les cinq simulations numériques précédemment utilisées. En accord avec la théorie, un profil universel est obtenu. La solution tend bien vers la valeur 2 ($= Q_{raccord}$) pour des valeurs élevées de y_2^+ . Dans le cas particulier d'un écoulement symétrique de Couette pur, l'équation (6.48) se simplifie:

$$\frac{\sqrt{u^2}}{u_{\tau}} = q(y^+) \quad (6.51)$$

On obtient ainsi le résultat très intéressant qu'il y a équivalence entre le profil de la corrélation et la solution interne q pour le cas particulier d'un écoulement de Couette pur. La figure 96 décrit donc également le comportement de la corrélation longitudinale d'un écoulement de Couette pur. Si l'on suppose qu'il en est de même pour les deux corrélations normales $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$, l'étude d'un écoulement de Couette pur permettrait de déterminer directement toutes les solutions internes pour l'ensemble des corrélations turbulentes.

La démarche entreprise ici souligne l'intérêt qu'il y a à considérer les profils turbulents en terme de solutions composites. Mais, des investigations supplémentaires sont nécessaires pour mieux en cerner les limitations, surtout en ce qui concerne le raccordement des solutions composites de la paroi fixe et de la paroi mobile.

Chapitre 7

Conclusion générale

L'étude faisant l'objet de ce mémoire a porté sur les écoulements de Couette-Poiseuille. Expérimentalement, on s'est intéressé à quatre écoulements ayant un nombre de Reynolds proche de 10000 et un écoulement ayant un nombre de Reynolds proche de 5000. Ces résultats viennent compléter ceux obtenus par Corenflos [6]. La presque totalité des écoulements au nombre de Reynolds le plus élevé est affectée par des problèmes d'établissement. Les mêmes écoulements à un nombre de Reynolds de moitié sont par contre tous sensiblement établis. On a pu ainsi constater que la longueur nécessaire pour qu'un écoulement de Couette-Poiseuille soit établi est fortement dépendante du nombre de Reynolds Re_q . Elle est également fortement dépendante du rapport U_q/V_b . Aussi, pour éviter ces problèmes, un allongement de l'installation serait souhaitable afin d'obtenir des écoulements établis à Re_q 10000. Cette modification de l'installation permettrait, de plus, l'étude d'un écoulement de Couette pur établi, écoulement présentant un grand intérêt du point de vue fondamental. Cette étude a également montré une augmentation monotone de l'énergie turbulente au centre de l'écoulement avec la diminution du rapport U_q/V_b pour les deux nombres de Reynolds étudiés à l'I.M.F.L.

Le recours à des résultats de simulations numériques directes, effectuées à des nombres de Reynolds comparables, a souligné la qualité des résultats expérimentaux obtenus à l'I.M.F.L. Il a permis du même coup la validation des différentes simulations directes. Des écarts systématiques ont toutefois été repérés sur les profils turbulents à proximité de la paroi fixe. En accord avec Corenflos [6], la cause en a été attribuée à la taille trop importante des sondes à fils croisés utilisées. Les influences les plus significatives causées par ce surdimensionnement sont une surestimation de l'amplitude des pics de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ et leur localisation trop près de la paroi. La corrélation \overline{uv} est également surestimée. Ces surestimations sont d'autant plus importantes que le nombre de Reynolds est élevé. De ce point de vue, Antonia & al [23] ont observé la présence de pic de plus en plus marqués pour la corrélation $\overline{v^2}$ à mesure que le nombre de Reynolds de leur écoulement augmentait. Ils n'ont pas été capables à l'époque d'expliquer ce phénomène mais il semble que le surdimensionnement de la sonde à fils croisés utilisée lors de leurs mesures en

soit la cause. L'utilisation d'une sonde de taille moitié devrait permettre de réduire notablement cette source d'erreur, au moins à Re_q 5000. Par contre, à Re_q 10000, la dimension δh^+ de cette nouvelle sonde ($\simeq 10$) serait identique à celle obtenue à Re_q 5000 avec la sonde actuellement utilisée. Aussi un réaménagement de l'installation, déjà nécessaire pour l'obtention d'écoulements établis, devrait prendre en compte également une augmentation de la hauteur de la veine d'essai pour s'affranchir de cet effet de taille de sonde.

Pour l'écoulement de type intermédiaire à Re_q 5000, des écarts entre l'expérience et la simulation numérique directe correspondante ont été également repérés à proximité de la paroi mobile sur le profil de vitesse et sur celui de l'énergie turbulente. La raison n'en a pas été élucidée, les légères variations de Re_q et de U_q/V_b entre l'expérience et la simulation ne pouvant à priori expliquer la totalité de ces écarts.

L'acquisition des mesures telle qu'elle se fait à l'I.M.F.L ne permet d'accéder qu'aux moments statistiques d'ordre 1 et 2. Aussi, une acquisition directe serait souhaitable car elle offrirait la possibilité de mesurer des moments d'ordre supérieur comme les corrélations triples de vitesse. Une comparaison entre les corrélations triples venant de l'expérience, d'une simulation directe et de prédictions obtenues à partir de modèles du type de Daly & Harlow [64] serait alors envisageable. Une évaluation des termes de transport turbulent serait également possible. Le terme de production dans l'équation de l'énergie turbulente a été déterminé pour plusieurs écoulements de Couette-Poiseuille en estimant le gradient de vitesse à partir des profils de la vitesse moyenne \bar{U} . Cette méthode n'a cependant donné que l'allure générale des profils, l'estimation du gradient étant médiocre à proximité des parois. Une mesure directe du gradient de vitesse devrait permettre de s'affranchir des problèmes rencontrés ici.

Trois modèles aux tensions de Reynolds de Gibson & al (GR [55]), Shima & al (SL [56]) et Hanjalic & al (HJ [57]) ont été testés sur l'ensemble des écoulements de Couette-Poiseuille étudiés à l'I.M.F.L. De la confrontation des résultats provenant de l'expérience, des simulations et des trois modèles, il est ressorti que le modèle de Hanjalic est le plus performant. La différence par rapport au modèle de Shima s'est fait surtout sentir pour les nombres de Reynolds proches de 5000 ou les nombres de Reynolds élevés d'El Telbany. Cette différence de comportement entre les deux modèles est en grande partie liée à l'introduction du facteur d'aplatissement E , construit sur les échelles dissipatives, et à une meilleure représentation du processus dissipatif dans les zones à faible nombre de Reynolds turbulent. L'introduction des invariants et le bon comportement asymptotique des deux modèles SL et HJ ont permis une bien meilleure représentation de la turbulence dans les zones à faible nombre de Reynolds turbulent que celle obtenue à partir du modèle GR. La modélisation du terme redistributif ne peut pas être à l'origine de ces écarts, celle-ci étant la même pour les trois modèles présentés. La comparaison des bilans fournis par la simulation directe d'un écoulement de type intermédiaire et par les modèles a mis en évidence quelques déficiences des modèles. La plus importante est une incapacité à prédire une turbulence bidimensionnelle isotrope. On note aussi

que l'hypothèse de Daly & Harlow est peu performante près de la paroi mobile lorsque le cisaillement est absent. En présence de cisaillement, les simulations directes montrent l'existence d'un plateau pour la dissipation ϵ à proximité de la paroi. Celui-ci n'est pas représenté par les modèles mais ceci semble peu affecter les prédictions. Aussi, le recours à des équations de transport pour les composantes du tenseur de dissipation ϵ_{ij} pour une meilleure représentation du champ dissipatif ne semble pas être une nécessité. En fait, une amélioration de la modélisation du terme de production dans l'équation pour ϵ (qui relie généralement la production de dissipation à la production de turbulence) semble préférable. En effet, un examen du bilan de l'équation exacte pour ϵ , fourni par la simulation directe d'un écoulement de type intermédiaire de Kuroda [47], montre que la production de dissipation est composée de quatre termes dont certains ne sont pas négligeables à proximité immédiate de la paroi fixe, comme le supposent habituellement les modélisations. Ceci se traduit, pour les modèles, par une sous-estimation de la production de dissipation qui peut probablement expliquer l'absence d'un plateau pour ϵ . On peut noter aussi que les bonnes prédictions obtenues par SL et HJ indiquent que le recours aux modèles multi-échelles n'est pas utile pour les écoulements proches de l'établissement étudiés ici qui sont en équilibre spectral.

Le modèle HJ a ensuite été utilisé pour prédire certains écoulements à haut nombre de Reynolds d'El Telbany & Reynolds [3], [4], [5]. Ce modèle indique que les essais 5, 7 et 12 de ces auteurs semblent affectés par des problèmes d'établissement. De plus, l'ensemble de leurs mesures de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ pour les écoulements de type Couette semblent sous-estimées. Il semblerait qu'une influence couplée du défaut d'établissement et des mauvaises mesures de $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ soit à l'origine du saut d'énergie mis en évidence par ces deux auteurs aux grands nombres de Reynolds.

En s'appuyant sur les mesures de l'I.M.F.L et sur les prédictions de HJ à haut nombre de Reynolds, on a montré que l'influence de Re_q sur le profil de vitesse moyenne se traduit essentiellement par son gonflement dans les régions à gradient de vitesse important et par son uniformisation dans la direction y dans les régions à faible gradient de vitesse. L'influence de Re_q sur les profils turbulents est faible dans la région centrale de l'écoulement. On a constaté aussi que la zone de production négative de turbulence, présente au sein d'un écoulement de type Poiseuille, semble exister quelque soit le nombre de Reynolds. HJ indique que son étendue est quasiment indépendante de ce paramètre. Une représentation de $\sqrt{u^2}/u_{\tau_2}$ en fonction de $(h-y)_2^+$ montre que la localisation et l'amplitude du pic de cette corrélation varient peu avec Re_q et avec U_q/V_b . Dans cette représentation, une comparaison (non effectuée) des profils à plusieurs nombres de Reynolds en conservant le rapport U_q/V_b constant, montrerait, par contre, une augmentation du niveau de cette corrélation dans une zone plus éloignée de la paroi lorsque Re_q augmente. On peut donc envisager l'existence d'un profil universel près de la paroi fixe ($(h-y)_2^+ \leq 15$). Les différentes incertitudes expérimentales qui existent dans cette zone de proche paroi ne peuvent pour le moment garantir ce résultat. Cette évolution des profils avec Re_q

dans cette région de l'écoulement est très similaire à celle observée par Antonia & al [23] et Wei & Willmarth [22] pour un écoulement de Poiseuille pur. L'influence la plus importante du nombre de Reynolds sur les profils turbulents se situe à proximité de la paroi mobile. Une évolution différente des profils des trois corrélations normales avec Re_q a été mise en évidence selon que l'on considère un écoulement de type Poiseuille ou de type Couette. Pour l'écoulement de type Poiseuille, une évolution sensible des profils a été observée: augmentation significative, voire apparition d'un pic pariétal, pour les deux composantes tangentielles et apparition d'un plateau pour la composante normale. Par contre, peu d'influence a été remarquée pour les écoulements de type Couette. L'analyse a conduit à relier ces écarts à la nature très différente de ces deux écoulements. En fait, pour un écoulement de type Poiseuille, ces évolutions sont liées à l'apparition d'une zone logarithmique avec l'augmentation de Re_q . L'apparition de cette zone est alors le signe d'une production significative de turbulence à proximité de la paroi mobile. Par contre, la nature différente d'un écoulement de type Couette permet, semble-t-il, un niveau de production significatif même en l'absence d'une zone logarithmique associée à la paroi mobile. Ceci trouve probablement son origine dans le fait que la production ne s'annule pas au sein de l'écoulement. De plus, on a supposé que des transports turbulents d'un niveau supérieur à ceux rencontrés au sein d'un écoulement de type Poiseuille pouvaient être également une raison à ces différences de comportement. Une simulation numérique directe d'un écoulement de type Couette permettrait de clarifier ce point. Etant donnée l'influence non négligeable de Re_q à proximité des parois, des réserves doivent donc être émises quant à extrapoler les résultats des simulations numériques directes à des nombres de Reynolds élevés. On signale ici la difficulté rencontrée pour dégager les différentes tendances du fait que les comparaisons reposent uniquement sur des prédictions numériques, des résultats expérimentaux fiables à haut Reynolds n'étant, semble-t-il, pas disponibles. Ces résultats expérimentaux ou ceux de simulations numériques (ex: simulation des grandes échelles) seraient nécessaires pour conforter les conclusions auxquelles on a abouti ici.

L'analyse dimensionnelle faite dans le chapitre 6 a permis d'introduire deux groupements sans dimension Γ_1 et Γ_2 . Ces derniers semblent être plus propices pour caractériser un écoulement de Couette-Poiseuille que les deux paramètres habituellement utilisés Re_q et U_q/V_b . A l'aide d'une méthode de développements asymptotiques au premier ordre, on a pu montrer l'existence de zones logarithmiques associées à chacune des deux parois pour tous les écoulements de Couette-Poiseuille sauf ceux de type intermédiaire près de la paroi mobile. Cette existence est soumise au fait que Γ_1 et Γ_2 soient suffisamment élevés. Pour les nombres de Reynolds modérés étudiés à l'I.M.F.L, des valeurs faibles de Γ_1 ont été rencontrées pour les écoulements de type Poiseuille et de type Couette. L'existence de la zone logarithmique à proximité de la paroi mobile est donc a priori impossible. En accord avec la théorie, les mesures ont effectivement montré l'absence d'une telle zone pour ces deux écoulements. La théorie a montré aussi que l'amplitude et la localisation du pic de la corrélation croisée à proximité de la paroi fixe sont très dépendantes du nombre de Reynolds

et de l'écoulement (ce comportement est très éloigné de celui de la corrélation longitudinale). Pour les écoulements de type Poiseuille, ceci est également valable pour le pic de la paroi mobile. Cette tendance générale est, d'ailleurs, tout à fait en accord avec celle observée à partir des simulations numériques directes. A l'aide de solutions composites, des formulations mathématiques assez simples, rendant compte de ces tendances, ont été obtenues. Elles font uniquement intervenir le paramètre Γ_2 (voire Γ_1 pour les écoulements de type Poiseuille) et la constante universelle A qui est la pente de la loi logarithmique. Lors de l'analyse asymptotique, des différences entre les écoulements de type Poiseuille et les écoulements de type Couette ont été observées qui, de nouveau, mettent en lumière la différence de nature qui existent entre ces deux écoulements. Cette analyse a également précisé l'intérêt qu'il pouvait y avoir à considérer les profils turbulents en terme de solutions composites. Cette approche permet d'avancer une explication à l'évolution des profils à proximité de la paroi lorsque le nombre de Reynolds augmente. Elle permet surtout de mettre en évidence l'existence de solutions internes pour $\overline{u^2}$ et \overline{uv} (et probablement pour $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$) qui sont universelles au même titre que les lois pour la vitesse \overline{U} qui régissent la zone visqueuse et la zone tampon pour un écoulement pariétal. L'analyse a précisé également que la détermination de ces solutions internes doit pouvoir se faire directement en étudiant un écoulement de Couette pur. Leur détermination présente, outre un intérêt fondamental, certains intérêts pratiques. En effet, ces solutions peuvent, par exemple, servir de cas de référence pour la validation d'un modèle statistique. Enfin, une perspective au travail d'analyse poursuivi ici consisterait à pousser les développements asymptotiques à un ordre plus élevé. Ceci pourrait peut-être expliquer en partie les écarts rencontrés entre les valeurs expérimentales des coefficients de la loi logarithmique obtenues à l'I.M.F.L et les valeurs classiques. Une étude près de la paroi mobile doit également être envisagée.

Bibliographie

- [1] J.C. Monnier, "Hydrodynamique des écoulements turbulents dans les cellules d'électrodéposition", Thèse de doctorat, n° 358, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Villeneuve d'Ascq, Mai 1989.
- [2] L. Vanhée, "Contribution à l'étude du comportement hydrodynamique des cellules d'électrodéposition," Thèse de doctorat, n° 814, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Villeneuve d'Ascq, Novembre 1991.
- [3] M.M.M. El Telbany, " Generalized turbulent channel flow," Thesis Submitted for the Degree of Doctor of Philosophy in the Mechanical Engineering Department, Brunel University, October 1980.
- [4] M.M.M. El Telbany, A.J. Reynolds, " Velocity Distributions in Plane Turbulent Channel Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol.100, 1980, pp. 1-29.
- [5] M.M.M. El Telbany, A.J. Reynolds, " Turbulence in Plane Channel Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 111, 1981, pp. 283-318.
- [6] K. Corenflos, "Etude expérimentale d'écoulements de Couette-Poiseuille turbulents à faible nombre de Reynolds," Thèse de doctorat, n° 1103, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Villeneuve d'Ascq, Mars 1993.
- [7] R. Schiestel, "Modélisation des écoulements turbulents," Traité des nouvelles technologies, Hermès, 1993
- [8] A.E. Perry, "Hot-wire Anemometry", *Oxford Science Publications*, Clarendon Press Oxford, 1982.
- [9] M-C. Hoyez, "Etude des caractéristiques instationnaires d'une couche-limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression" Thèse de doctorat, n° 610, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Novembre 1990.
- [10] F.D. Johnson, H. Eckelmann, "A Variable Method of Calibration for X-Probes Applied to Wall-Bounded Turbulent Shear Flow" *Experiments in Fluids*, vol. 2, 1984, pp. 121-130.

- [11] P.M. Ligrani, P. Bradshaw, "Spatial Resolution and Measurement of Turbulence in the Viscous Sublayer Using Subminiature Hot-Wire Probes," *Experiments in Fluids*, vol. 5, 1987, pp. 407-417.
- [12] J.C Bhatia, F. Durst, J. Jovanovic, "Corrections of Hot-Wire Anemometer Measurements Near Walls," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 122, 1982, pp. 411-431.
- [13] J. Laufer, "Some Recent Measurements in a Two-Dimensional Turbulent Channel," *Journal of Aeronautical Science*, vol. 17, 1950, n° 5, pp.277-287.
- [14] J. Laufer, "Investigation of Turbulent Flow in a Two-Dimensional Channel," *NACA Report* 1951, n° 1053.
- [15] G. Comte-Bellot, "Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles," *Publications Scientifiques du Ministère de l'Air*, 1965, n° 419.
- [16] J.A. Clark, "A Study of Incompressible Turbulent Boundary Layers in Channel Flow," *Journal of Basic Engineering, ASME*, vol. 90, 1968, pp. 455-468.
- [17] A.K.M.F. Hussain, W.C. Reynolds, "Measurements in Fully Developed Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 97, 1975, pp. 568-580.
- [18] H. Eckelmann, "The Structure of the Viscous Sublayer and the Adjacent Wall Region in a Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 65, 1974, pp. 439-459.
- [19] H.P. Kreplin, H. Eckelmann, "Behavior of the Three Fluctuating Velocity Components in the Wall Region of a Turbulent Channel Flow", *Physic of Fluids*, vol. 22, 1979, n° 7, pp.1233-1239.
- [20] M.A. Niederschulte, R.J. Adrian and T.J. Hanratty, "Measurements of Turbulent Flow in a Channel at Low Reynolds Numbers," *Experiments in Fluids*, vol. 9, 1990, pp. 222-230.
- [21] A.V. Johansson, P.H. Alfredsson, "On the Structure of Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 122, 1982, pp. 295-314.
- [22] T. Wei, W.W. Willmarth, "Reynolds-Number Effects on the Structure of a Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 204, 1989, pp. 57-95.
- [23] R.A. Antonia, M. Teitel, J. Kim, L.W.B. Browne, "Low-Reynolds-Number Effects in a Fully Developed Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 236, 1992, pp. 579-605.

- [24] J. Kim, P. Moin and R. Moser, "Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, 1987, pp. 133-166.
- [25] V.C. Patel, M.R. Head, "Some Observations on Skin Friction and Velocity Profiles in Fully Developed Pipe and Channel Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 38, 1969, pp. 181-201.
- [26] G.D. Huffman, P. Bradshaw, "A note of Von Karman's Constant in Low Reynolds Number Turbulent Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 53, 1972, pp. 45-60.
- [27] Y. Nagano, M. Tagawa, T. Tsuji, "Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a turbulent boundary layer" *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, Septembre 1991, pp. 2.3.1-2.3.6.
- [28] J.G.M. Eggels, F. Unger, M.H. Weiss, J. Westerweel, R.J. Adrian, R. Friedrich, F.T.M. Nieuwstadt, "Fully Developed Turbulent Pipe Flow: a Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 268, 1994, pp. 175-209.
- [29] J. Kampé de Fériet, "Sur l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible entre deux plaques parallèles indéfinies," *La Houille Blanche*, Nov-Dec, 1948, pp. 509-517.
- [30] A.E. Perry, C.J. Abell, "Scaling laws for pipe flow turbulence" *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 67, 1975, pp. 257-271.
- [31] R.B. Dean, P. Bradshaw, "Measurements of Interacting Turbulent Shear Layers in a Duct," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 78, 1976, pp. 641-676.
- [32] R.A. Antonia, J. Kim, "Low-Reynolds-Number Effects on near wall turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 276, 1994, pp. 61-80.
- [33] H.J. Leutheusser, V.H. Chu, "Experiments on Plane Couette Flow" *Journal of Hydraulics Division*, vol. 97 HY9, 1971, pp. 1269,1284.
- [34] H.O. Reichardt, "Über die Geschwindigkeitsverteilung in einer Geradlinigen Turbulenten Couettestromung" *Z Angew Math Mech*, 1956, pp. s26-s29.
- [35] H.O. Reichardt, "Gesetzmässigkeiten der Geradlinigen Turbulenten Couettestromung," *Mitteilungen aus dem, Max Planck Institut für Stromungsforschung, and der Aerodynamischen Versuchsanstalt, Goettingen*, n°22, 1259.

- [36] J.M. Robertson, "On Turbulent Plane-Couette Flow," *Proceeding sixth Midurstern Conference on Fluid Mechanics*, Austin Texas, Septembre 1959, pp. 169-182.
- [37] J.M. Robertson, H.F. Johnson, "Turbulence Structure in Plane Couette Flow," *Journal of Engineering Mech Division*, vol. 96 EM6, 1970, pp. 1171-1182.
- [38] H.J. Leutheusser, V.H. Chu, "Experiments on Plane Couette Flow," *Journal of the Hydraulics Division*, vol. 97, 1971, pp. 1269-1284.
- [39] M.M.M. El Telbany, A.J. Reynolds, "The Structure of Turbulent Plane Couette Flow," *Journal of Fluids Engineering ASME*, vol. 104, 1982, pp. 367-372.
- [40] E.M. Aydin, H.J. Leutheusser, "Experimental Investigation of Turbulent Plane Couette Flow", *Forum in Turbulent Flows*, Cincinnati, Ontario Hydro, June 14-17, 1987, pp. 51-54.
- [41] K. Bech, N. Tillmark, P.H. Alfredsson, H.I. Andersson, "An Investigation of Turbulent Plane Couette Flow at Low Reynolds Numbers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 283, 1994, pp. 1-35.
- [42] A.C. Cheung, J.F. Thorpe, "An Experimental and Numerical Study of the Combined Couette and Poiseuille Flow," *Developments in Theoretical and Applied Mechanics*, vol. 9, 1978, pp. 103-112.
- [43] M.J. Lee, J. Kim, "The Structure of Turbulence in a Simulated Plane Couette Flow" *8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, September 9-11, part 5-3, 1991.
- [44] T. Von Karman, "The Fundamentals of the Statistical Theory of Turbulence," *Journal of Aeronautical Sciences*, vol. 4, 1937, pp. 131-138.
- [45] L.J. Huey, J.W. Williamson, "Plane Turbulent Couette Flow with Zero Net Flow," *Journal of Applied Mechanics*, A.S.M.E., 1974, pp. 885-890.
- [46] S. Rida, K. Dang Tran, "Etude numérique de la turbulence en présence de parois" *Rapport de synthèse final n° 21/3419 AY*, Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Châtillon, 1991.
- [47] A. Kuroda, N. Kasagi, M. Hirata, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Plane Couette-Poiseuille Flows: Effect of Mean Shear on the Near Wall Turbulence Structures," *Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows"*, Kyoto, Japon, Août 1993, pp. 8.4.1-8.4.6.
- [48] R.P. Patel, "A Note on Fully Developed Turbulent Flow Down a Circular Pipe," *Aeronautical Journal*, vol. 78, 1974, pp. 93-97.

- [49] R.B. Dean , "Reynolds Number Dependence of Skin Friction and Other Bulk variables in a Two-Dimensional Rectangular Duct Flow," *Journal of Fluids Engineering ASME*, vol. 100, 1978.
- [50] K. Dang Tran, V. Deschamps, "Simulations numériques d'écoulements turbulents de canal plan," AGARD, Paper reprinted from Conference Proceedings n° 438, 27-1 to 27-16, 1988.
- [51] A. Tailland, J. Mathieu, "Jet Pariétal" *Journal de Mécanique*, vol. 6, 1967
- [52] M.C. Béguier, "Mesure des Tensions de Reynolds dans un Ecoulement Dissymétrique en Régime Turbulent Incompressible" *Journal de Mécanique*, vol. 6, 1967
- [53] K. Hanjalic, B.E. Launder, "Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 51, 1972, pp. 301-335.
- [54] P. Bradshaw, D.H. Ferriss, N.P. Atwell, "Calculation of Turbulent Boundary Layer Using the Turbulent Energy Equation," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 28, 1967, pp. 593-616.
- [55] M.M. Gibson, W. Rodi, "Simulation of Free Surface Effects on Turbulence with a Reynolds-Stress Model" *Journal of Hydraulic Research*, vol. 27, n° 2, 1989, pp. 233-244.
- [56] B.E Launder, N. Shima, "Second Moment Closure for the Near Wall Sublayer: Development and Application," *AIAA Journal*, vol. 27, 1989, pp. 1319-1325.
- [57] S. Jakirlic, K. Hanjalic, F. Durst, "Computation of Accelerating 3-D Turbulent Boundary Layers by a Second Moment Closure," *Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, 1993, pp. 57-64.
- [58] N. Shima, "A Reynolds-Stress Model for Near-Wall and Low-Reynolds-Number Regions," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 110, 1988, pp. 38-44.
- [59] N. Shima, "Prediction of Turbulent Boundary Layers With a Second-Moment Closure: Part I-Effects of Periodic Pressure Gradient, Wall Transpiration, and Free-Stream Turbulence," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 115, 1993, pp. 56-63.
- [60] N. Shima, "Prediction of Turbulent Boundary Layers With a Second-Moment Closure: Part II-Effects of Streamline Curvature and Spanwise Rotation," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 115, 1993, pp. 64-69.
- [61] N. Shima, "Prediction of Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers Using a Second-Moment Closure," *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, Septembre 1991, pp. 8.2.1-8.2.6.

- [62] J.L. Lumley, "Computational Modeling of Turbulent Flows," *Advances in Applied Mechanics*, vol. 18, pp. 123-176.
- [63] Soong Kee Kim, Myung Kyoong Chung, "Spatial Transport of Reynolds Stresses by Pressure Fluctuations," *The Physics of Fluids*, vol. 6, 1994, pp. 3507-3509.
- [64] B.J. Daly, F.H. Harlow, "Transport Equations in Turbulence," *The Physics of Fluids*, vol. 13, 1970, pp. 2634-2649.
- [65] K. Hanjalic, B.E. Launder, "Contribution Towards a Reynolds-Stress Closure for Low-Reynolds-Number Turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 74, 1976, pp. 593-610.
- [66] N.N. Mansour, J. Kim, P. Moin, "Reynolds-Stress and Dissipation-Rate Budgets in a Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 191, 1988, pp. 15-44.
- [67] N. Gilbert, L. Kleiser, "Turbulence Model Testing with the Aid of Direct Numerical Simulation Results," *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, Septembre 1991, pp. 26.1.1-29.1.6.
- [68] J.C. Rotta, "Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow"
- [69] T.H. Shih, J.L. Lumley, "Second-Order Modeling of Near-Wall Turbulence," *The Physics of Fluids*, vol. 29, 1986, pp. 971-975.
- [70] B.E. Launder, "Second-Moment Closure and its Use in Modelling Turbulent Industrial Flows," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 9, 1989, pp. 963-985.
- [71] P. Moin, J. Kim, "Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 118, 1982, pp. 341-377.
- [72] C.C. Shir, "A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flows in the idealized planetary boundary layer," *Journal of Atmospheric Science*, vol. 30, 1973, pp. 1327-1339.
- [73] M.M. Gibson, B.E. Launder, "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 86, 1978, pp. 491-511.
- [74] B.E. Launder, G.J. Reece, W. Rodi, "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 68, 1975, pp. 537-566.
- [75] M. Teitel, R.A. Antonia, "The Interaction Region of a Turbulent Duct Flow," *The Physics of Fluids*, vol. 2, 1990, pp. 808-813.

- [76] T.J. Craft, B.E. Launder, "Computation of Impinging Flows Using a Second Moment Closure," *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, September 1991, pp. 8.5.1-8.5.6.
- [77] U. Schumann, "Realizability of Reynolds-Stress Turbulence Models," *The Physics of Fluids*, vol. 20, 1977, pp. 721-725.
- [78] A.V. Johansson, M. Hallback, "Modelling of Rapid Pressure-Strain in Reynolds-Stress Closures," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 269, 1994, pp. 143-168.
- [79] W.C. Reynolds, "Effects of Rotation on Homogeneous Turbulence," *Proceedings of the 10th Australian Fluid Mechanics Conference*, University of Melbourne, Australia, 1989.
- [80] R.M.C. So, G.J. Yoo, "Low Reynolds Number Modeling of Turbulent Flows with or without Wall Transpiration", *AIAA Journal*, vol. 25, n° 12, 1987, pp. 1556-1564.
- [81] P.A. Durbin, C.G. Speziale, "Local Anisotropy in Strained Turbulence at High Reynolds Numbers," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 113, 1991, pp. 707-709.
- [82] B.E. Launder, W.C. Reynolds, "Asymptotic Near-Wall Stress Dissipation Rates in a Turbulent Flow," *The Physics of Fluids*, vol. 26, 1983, pp. 1157-1158.
- [83] M. Tagawa, Y. Nagano, T. Tsuji, "Turbulence Model for the Dissipation Components of Reynolds Stresses," *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, September 1991, pp. 29.3.1-29.3.6.
- [84] H. Tennekes, J.L. Lumley, "A first course in turbulence," *MIT press cambridge Massachusetts*, 1976.
- [85] O. Zeman, J.L. Lumley, "Modelling buoyancy-driven mixed layers," *Journal of Atmospheric Science*, vol 33, 1976, pp. 1974-1986.
- [86] R.M.C. So, Y.G. Lai, H.S. Zhang, B.C. Hwang "Second-Order Near-Wall Turbulence Closures: a Review," *AIAA Journal*, vol. 29, 1991, pp. 1819-1835.
- [87] Y.G. Lai, R.M.C. So, "On Near-Wall Turbulent Flow Modelling," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 221, 1990, pp. 641-673.
- [88] B.E. Launder, D.P. Tselepidakis, "Progress and Paradoxes in Modelling Near-Wall Turbulence," *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Technical University of Munich, September 1991, pp. 29.1.1-29.1.6.
- [89] S.V. Patankar "Numerical Heat Transfert and Fluids Flows," *Mc Graw Hill*, 1980.

- [90] J.L. Lumley, G.R. Newman, "The Return to Isotropy of Homogeneous Turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 82, 1977, pp. 161-178.
- [91] R.L. Panton, "Scaling Turbulent Wall Layers," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 112, 1990, pp.425-432.
- [92] J.O. Hinze, "Turbulence, an Introduction to its Mechanism and Theory" New-York, Mc. Graw Hill, 1959. Nouvelle édition , 1975.
- [93] F.H Champagne, C.A. Sleicher, O.H. Wehrmann, "Turbulence Measurements with Inclined Hot-Wires - Part 1," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 28, 1967, pp. 153-175.

Annexe

Les lois déterminées pour la sonde à fil simple et les sondes à fils croisés supposent un taux de turbulence suffisamment faible. En effet, la détermination des différentes corrélations s'est faite en différenciant les différentes lois statiques. Or à proximité du pic pariétal de la corrélation longitudinale $\overline{u^2}$, le taux de turbulence vaut approximativement 30%. Ces perturbations de grandes amplitudes peuvent engendrer différents types de non-linéarités.

Aussi, une prise en compte des termes d'ordre supérieur peut s'avérer nécessaire. Si l'on considère le cas de la sonde à fil simple, on a vu que celle-ci n'est sensible en première approximation qu'aux fluctuations longitudinales. Dans le cas de larges perturbations, les autres composantes (tout particulièrement l'autre composante normale au fil) peuvent refroidir le fil de façon non négligeable. Selon Hinze [92], les non-linéarités liées à la dépendance en température des propriétés du fluide et du fil, qui se trouvent augmentées dans le cas d'un taux de turbulence élevé, sont négligeables pour le type d'anémomètre utilisé ici.

Si l'on se restreint à l'étude du fil simple, un développement où l'on retient les termes d'ordre deux peut permettre d'évaluer l'erreur faite sur la mesure de la vitesse \overline{U} et la corrélation $\overline{u^2}$. La loi statique pour le fil simple s'écrit:

$$E^2 = E_0^2 + B_0.U_r^n \quad (7.1)$$

Si l'on suit Champagne, Sleicher et Wehrmann [93], on peut écrire que la vitesse effective de refroidissement du fil s'écrit:

$$U_r = \sqrt{(\overline{U} + u)^2 + v^2 + k^2 w^2} \quad (7.2)$$

où $k \simeq 0, 2$.

Si l'on développe l'équation ci-dessus en ne retenant que les termes d'ordre deux tout en faisant l'hypothèse que l'on tend vers une turbulence "unidimensionnelle" près de la paroi (en effet, les fluctuations normales v sont fortement atténuées par la paroi et les fluctuations tangentielles w ne refroidissent pratiquement pas le fil), on obtient:

$$U_r^n = \overline{U}^n \left[1 + n(n-1) \frac{\overline{u^2}}{2\overline{U}^2} \right] \quad (7.3)$$

Si l'on suppose que:

$$\overline{E^2} = \overline{E}^2 \quad (7.4)$$

alors

$$E^2 - \overline{E}^2 = \frac{nBu}{\overline{U}^{1-n}} + \frac{n(n-1)B}{2} \left(\frac{u^2}{\overline{U}^{2-n}} - \frac{\overline{u^2}}{\overline{U}^{2-n}} \right) \quad (7.5)$$

Si l'on introduit

$$e^2 = (E - \bar{E})^2 \quad (7.6)$$

On peut montrer en utilisant (7.5)

$$e^2 = \left[\frac{nBu}{2\bar{E}\bar{U}^{1-n}} + \frac{nB}{4\bar{E}} \left(n - 1 - \frac{nB}{2} \right) \frac{u^2}{\bar{U}^{2-n}} - \frac{n(n-1)B}{4\bar{E}} \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^{2-n}} \right]^2 \quad (7.7)$$

Par ailleurs, on admet une répartition gaussienne pour les fluctuations longitudinales:

$$\begin{aligned} \overline{u^3} &= 0 \\ \overline{u^4} &= 3\overline{u^2} \end{aligned}$$

Cette hypothèse qui va simplifier notablement l'équation (7.7) est relativement valable près du pic de la corrélation \bar{u}^2 (situé à une quinzaine de longueur visqueuse de la paroi) comme le confirment les mesures de moments d'ordre supérieur de Ligrani & Bradshaw [11]. Avec ces hypothèses, l'équation (7.7) s'écrit après moyennage:

$$\bar{e}^2 = \frac{n^2 B^2}{4\bar{E}^2} \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^{2-n}} \left[1 + 2A \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^2} \right] \quad (7.8)$$

où

$$A = \frac{2(n-1)^2 + 3n^2 B^2/4 - 2n(n-1)B}{8} \quad (7.9)$$

A partir de l'ensemble des étalonnages dont on dispose, A est évalué à 0,1. Finalement, en introduisant les valeurs \bar{U}_m et $\sqrt{\bar{u}^2}_m$ obtenues en ne retenant seulement que les termes d'ordre 1, on peut écrire que :

$$\sqrt{\bar{u}^2} = \left(\frac{\bar{U}}{\bar{U}_m} \right)^{1-n} \left[1 - A \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^2} \right] \sqrt{\bar{u}^2}_m \quad (7.10)$$

Sur l'ensemble des mesures dont on dispose, on peut conclure que le fait de ne retenir que les termes du premier ordre dans les régions où le taux de turbulence est supérieur à 20% se traduit par une sous-estimation de \bar{U} d'au plus 1,5% et par une surestimation de $\sqrt{\bar{u}^2}$ d'au plus 3%. Ainsi, les écarts existant entre les différentes simulations numériques (DNS et modèles aux tensions de Reynolds) concernant le pic de la corrélation longitudinale ne peuvent être expliqués uniquement par une influence des termes quadratiques sur les mesures. Une explication probable serait le cumul des facteurs suivants:

- L'influence des termes quadratiques,
- Une légère sous-estimation du paramètre d'adimensionnement u_τ ,
- L'utilisation de l'hypothèse (7.4),
- Un refroidissement par les fluctuations v et w ,
- Une imprécision de l'étalonnage aux faibles vitesses.

Tableau

niveau de lauge

Dénomination	N°	x (mm)	h (mm)	V_b (m/s)	U_q (m/s)	U_{max} (m/s)	u_{τ_1} (m/s)	u_{τ_2} (m/s)	Re_b	Re_q	Re_{max}
Poiseuille pur	1	2955	29.6	0.	5.264	6.08	0.291	0.291	0	10460	12090
Type Poiseuille	2	2955	29.6	4.	5.34	6.13	0.169	0.283	7740	10330	11860
Type intermédiaire	3	2955	29.6	6.	5.14	6.12	0.093	0.259	11460	9820	11680
Type Couette	4	2955	29.6	7.5	5.18	7.5	?	0.252	14100	9740	14100
Type Couette Re=5000	5	2955	29.6	3.75	2.52	3.75	0.064	0.131	7400	4970	7400

? = indétermination car défaut d'établissement

Tableau : Paramètres des écoulements étudiés

Figures

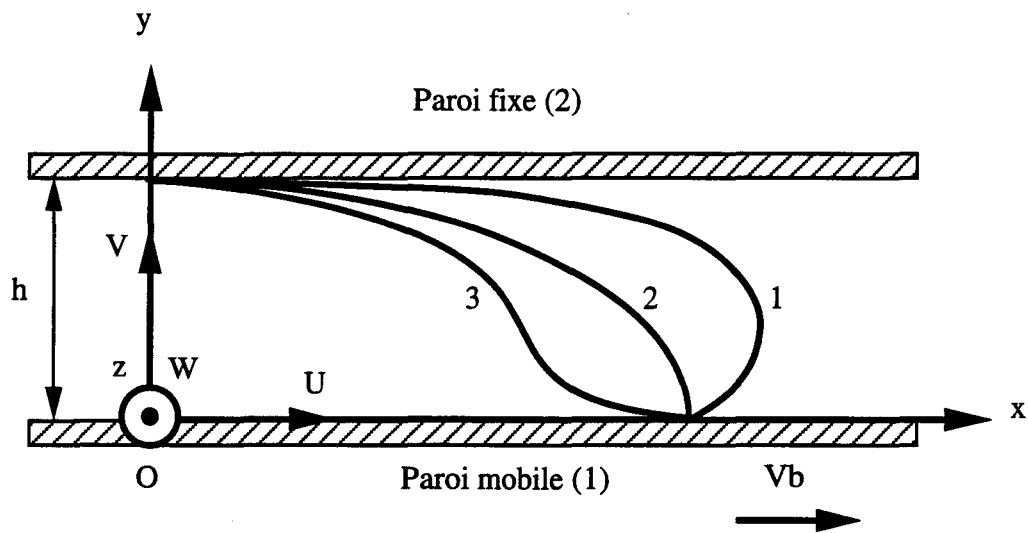
Liste des figures

- Figure 1 : Différents types d'écoulements de Couette-Poiseuille.
Figure 2 : Schéma de l'installation.
Figure 3 : Référentiel et déplacements.
Figure 4 : Convention angulaire.
Figure 5 : Evolution de la pression statique pour les quatre types d'écoulements.
Figure 6 : Spectres d'énergie unidimensionnels.
Figure 7 : Spectres d'énergie unidimensionnels.
Figure 8 : Spectres d'énergie unidimensionnels.
Figure 9 : Evolution du profil de la vitesse moyenne avec le nombre de Reynolds.
Figure 10 : Evolution du profil d'énergie turbulente avec le nombre de Reynolds.
Figure 11 : Installation expérimentale utilisée par El Telbany et Reynolds.
Figure 12 : Comparaison des profils de vitesse et d'énergie turbulente entre El Telbany et Kuroda.
Figure 13 : Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille.
Figure 14 : Profils de vitesse moyenne pour les trois sondes.
Figure 15 : Profils de la corrélation longitudinale pour les trois sondes.
Figure 16 : Profils de la vitesse moyenne dans la partie supérieure du canal.
Figure 17 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de Poiseuille.
Figure 18 : Profil de la corrélation croisée pour l'écoulement de Poiseuille.
Figure 19a : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille (stations 1-5).
Figure 19b : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille (stations 5-9).
Figure 20a : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille (stations 1-5).
Figure 20b : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille (stations 5-9).
Figure 21 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille.
Figure 22 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (paroi fixe).
Figure 23 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (paroi mobile).
Figure 24 : Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type Poiseuille.
Figure 25 : Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Poiseuille.
Figure 26a : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire (stations 1-5).
Figure 26b : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire (stations 5-9).

- Figure 27a : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire (stations 1-5).
- Figure 27b : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire (stations 5-9).
- Figure 28 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 29 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (paroi fixe).
- Figure 30 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (paroi mobile).
- Figure 31 : Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 32 : Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 33a : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Couette (stations 1-5).
- Figure 33b : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Couette (stations 5-9).
- Figure 34a : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Couette (stations 1-5).
- Figure 34b : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Couette (stations 5-9).
- Figure 35 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 36 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette (paroi fixe).
- Figure 37 : Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 38 : Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 39 : Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques (paroi fixe).
- Figure 40 : Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques (paroi mobile).
- Figure 41 : Profils de la corrélation longitudinale pour les quatre types d'écoulement.
- Figure 42 : Profils d'énergie turbulente pour les quatre types d'écoulement.
- Figure 43 : Rapport de la corrélation croisée pour les quatre types d'écoulement.
- Figure 44 : Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de Poiseuille pur.
- Figure 45 : Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de type Poiseuille.
- Figure 46 : Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 47 : Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 48 : Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds.
- Figure 49 : Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds.
- Figure 50 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds.
- Figure 51 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette

- à faible nombre de Reynolds (paroi fixe).
- Figure 52: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds (paroi mobile).
- Figure 53: Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds.
- Figure 54: Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds.
- Figure 55: Profils de la corrélation longitudinale pour cinq types d'écoulements à faible nombre de Reynolds.
- Figure 56: Profils d'énergie turbulente pour cinq types d'écoulements à faible nombre de Reynolds.
- Figure 57: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de Poiseuille pur à Req 5000.
- Figure 58: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de Poiseuille pur à Req 10000.
- Figure 59: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de Poiseuille pur à Req 5000.
- Figure 60: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de Poiseuille pur à Req 10000.
- Figure 61: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de type Poiseuille à Req 5000.
- Figure 62: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de type Poiseuille à Req 10000.
- Figure 63: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Poiseuille à Req 5000.
- Figure 64: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Poiseuille à Req 10000.
- Figure 65: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de type intermédiaire à Req 5000.
- Figure 66: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de type intermédiaire à Req 10000.
- Figure 67: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type intermédiaire à Req 5000.
- Figure 68: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type intermédiaire à Req 10000.
- Figure 69: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de type Couette à Req 5000.
- Figure 70: Prédiction de \overline{U} et de k pour l'écoulement de type Couette à Req 10000.
- Figure 71: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Couette à Req 5000.
- Figure 72: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Couette à Req 10000.
- Figure 73: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour la simulation directe de Kuroda.
- Figure 74: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour le modèle GR.
- Figure 75: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour le modèle SL.
- Figure 76: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour le modèle HJ.
- Figure 77: Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type Poiseuille à trois nombres de Reynolds.
- Figure 78: Profils des corrélations turbulentes pour l'écoulement de type Poiseuille à trois nombres de Reynolds.
- Figure 79: Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type intermédiaire à trois nombres de Reynolds.

- Figure 80 : Profils des corrélations turbulentes pour l'écoulement de type intermédiaire à trois nombres de Reynolds.
- Figure 81 : Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type Couette à trois nombres de Reynolds.
- Figure 82 : Profils des corrélations turbulentes pour l'écoulement de type Couette à trois nombres de Reynolds.
- Figure 83 : Etat de la turbulence à Re_q 5000.
- Figure 84 : Etat de la turbulence à Re_q 5000.
- Figure 85 : Etat de la turbulence à Re_q 10000.
- Figure 86 : Production turbulente à nombres de Reynolds.
- Figure 87 : Profils d'énergie turbulente pour les écoulements de type intermédiaire d'El Telbany & Reynolds.
- Figure 88 : Profils des corrélations turbulentes pour les écoulements de type intermédiaire d'El Telbany & Reynolds.
- Figure 89 : Profils expérimental et théorique de la corrélation croisée pour l'écoulements de type Poiseuille à Re_q 10000.
- Figure 90 : Comparaison entre un écoulement de Poiseuille pur et un écoulement de type intermédiaire.
- Figure 91 : Profils de la corrélation croisée pour cinq simulations numériques directes.
- Figure 92 : Profils de la fonction universelle g_0^2 près de la paroi fixe pour cinq simulations directes.
- Figure 93 : Profils de vitesse moyenne sous forme déficitaire.
- Figure 94 : Profils de vitesse moyenne sous forme déficitaire.
- Figure 95 : Profils de la corrélation longitudinale en fonction de Y_2 .
- Figure 96 : Profils de la fonction universelle q près de la paroi fixe pour cinq simulations directes.



1: Type Poiseuille

2: Type intermédiaire

3: Type Couette

Figure 1: Ecoulements de Couette-Poiseuille

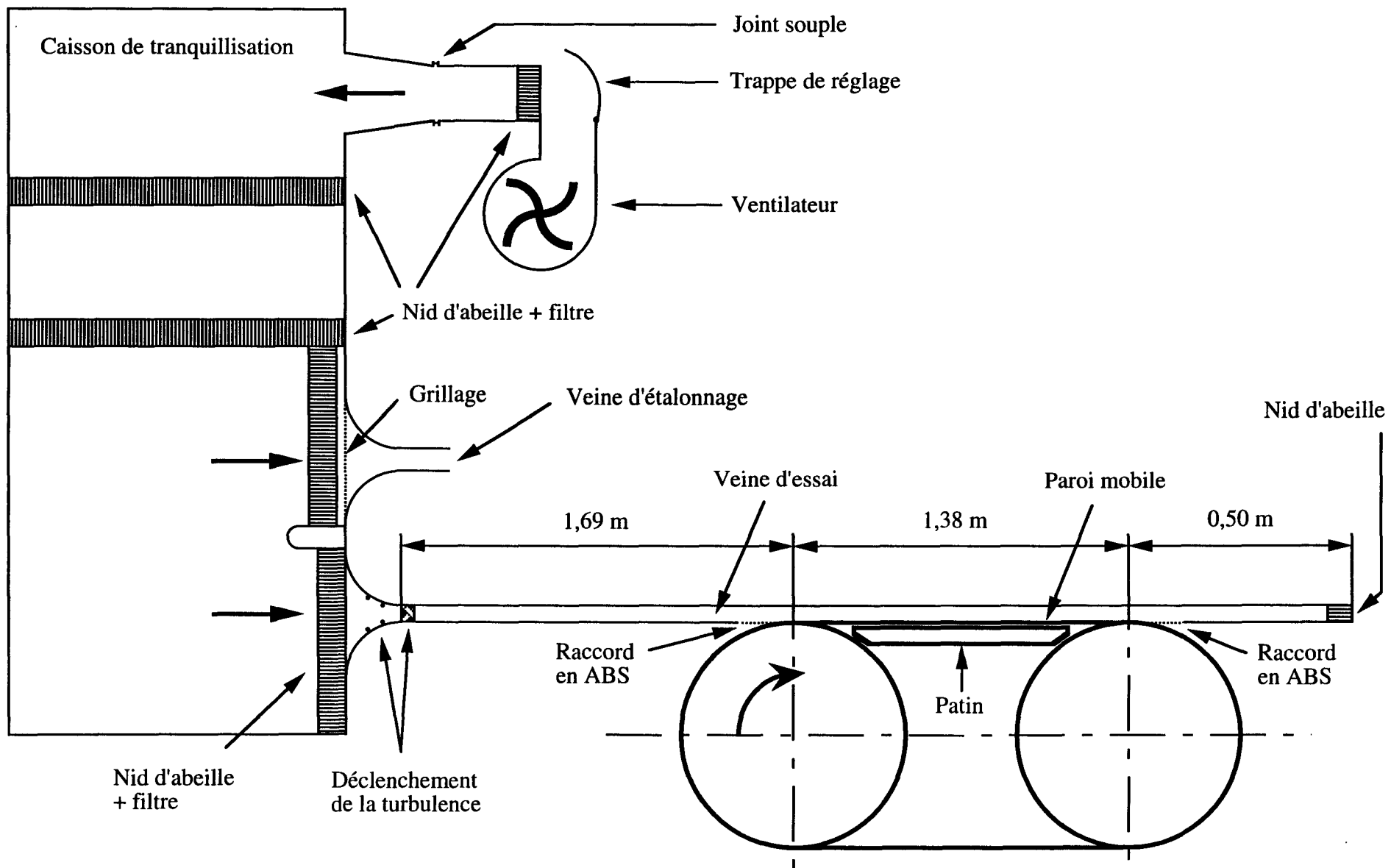


Figure 2: Schéma de l'installation

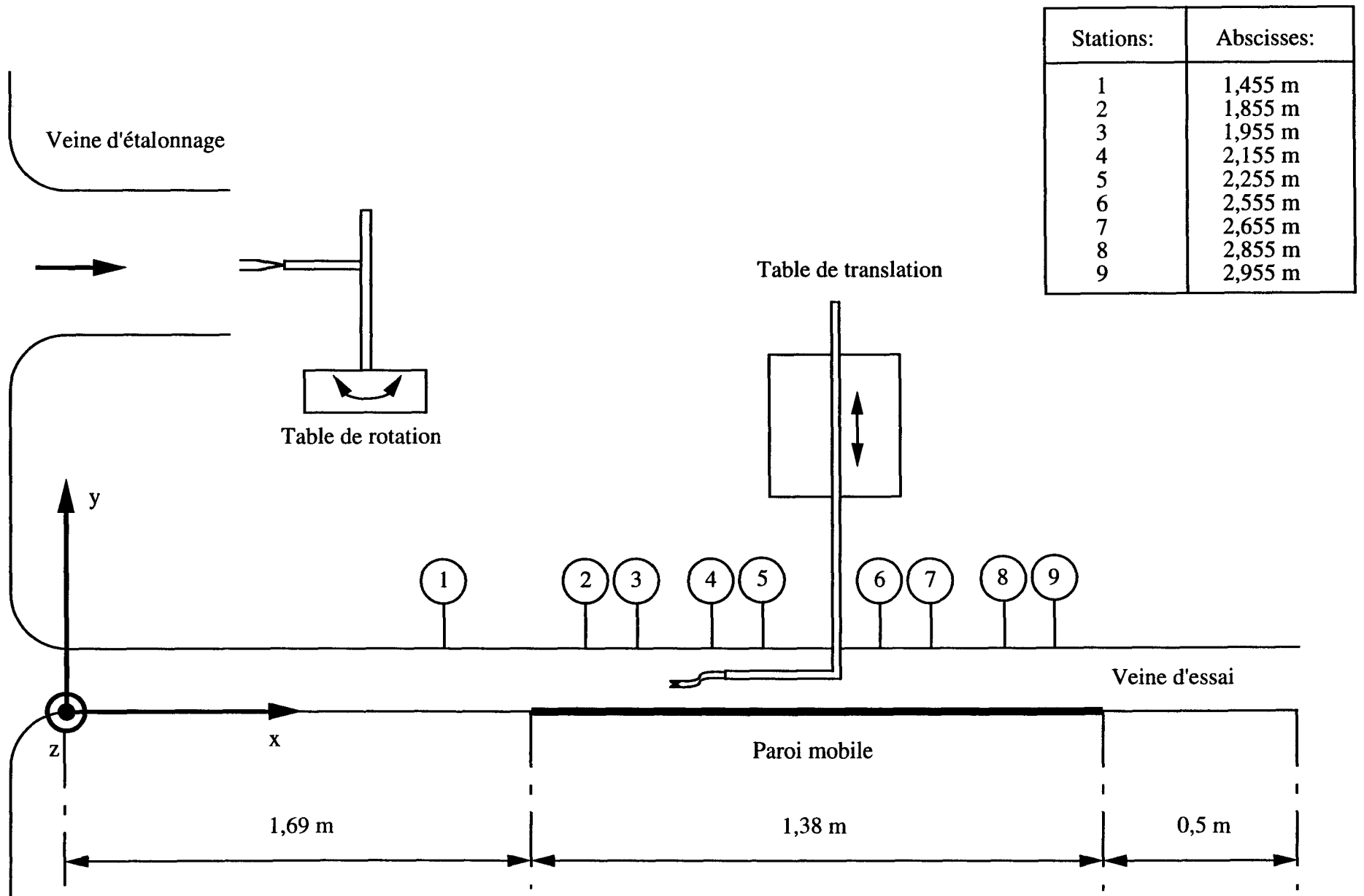


Figure 3 : Référentiel et déplacements

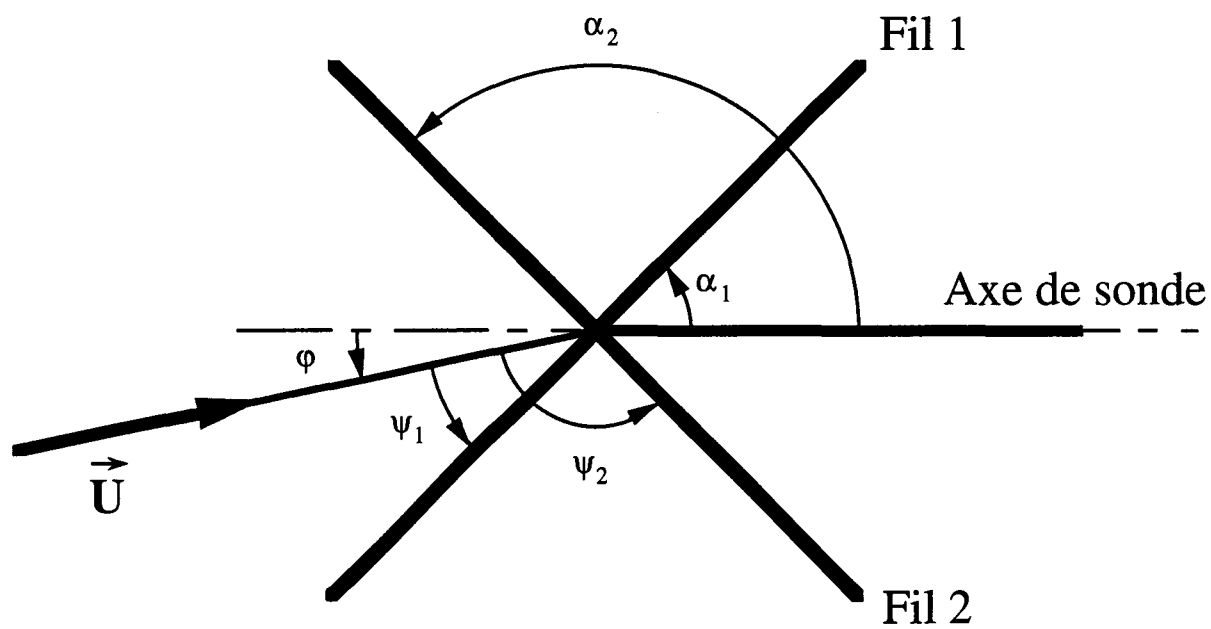
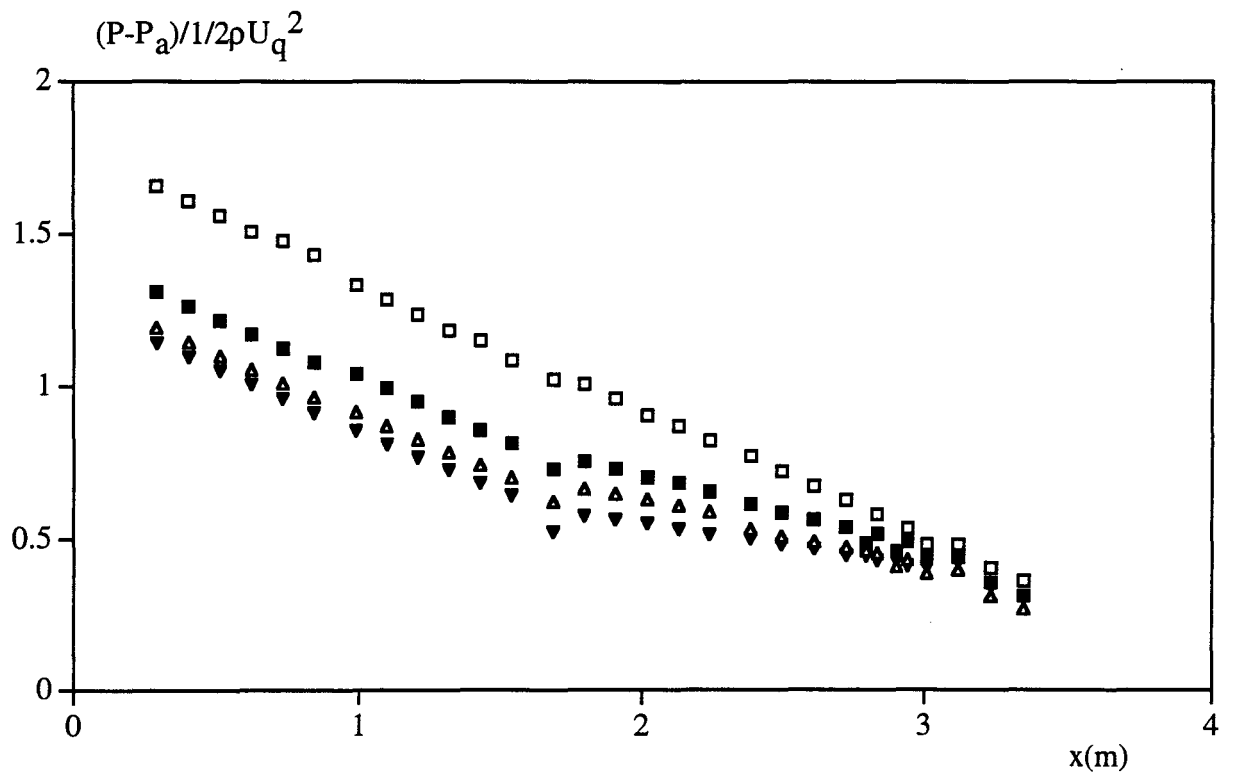


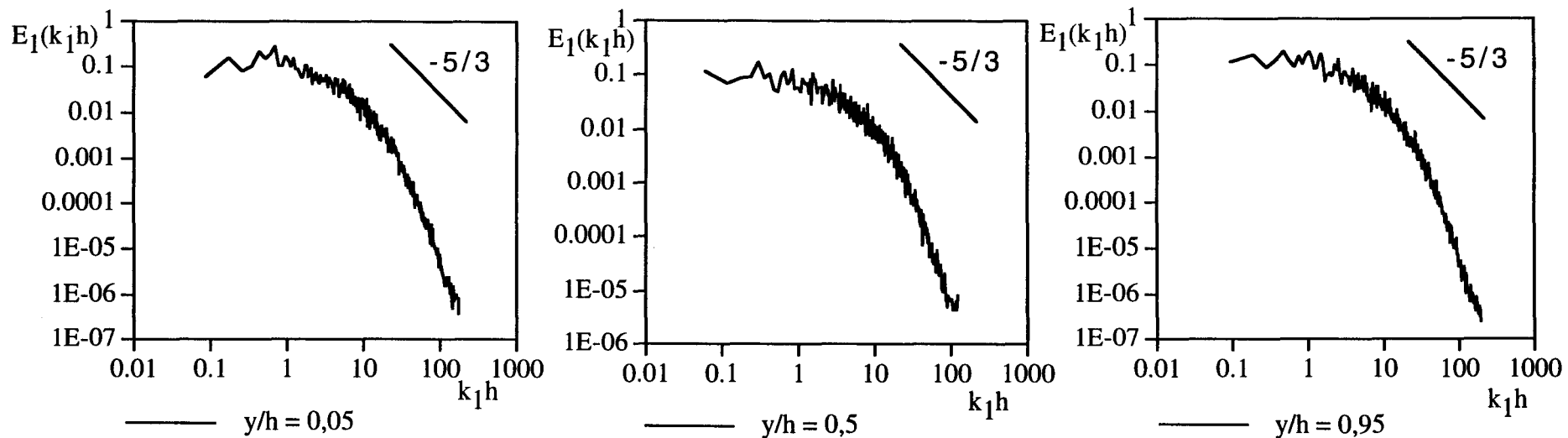
Figure 4: Convention angulaire



- Ecoulement de Poiseuille pur
- Ecoulement de type Poiseuille
- ▲ Ecoulement de type intermédiaire
- ▼ Ecoulement de type Couette

Figure 5 : Evolution de la pression statique pour les quatre types d'écoulements

Écoulement de Poiseuille pur



Écoulement de type Poiseuille

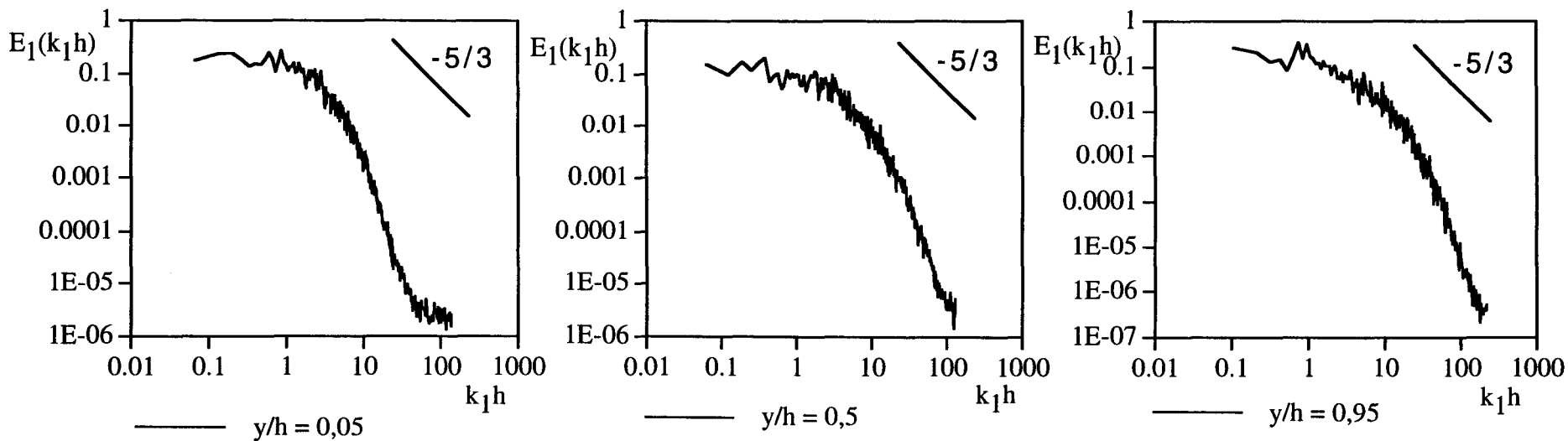
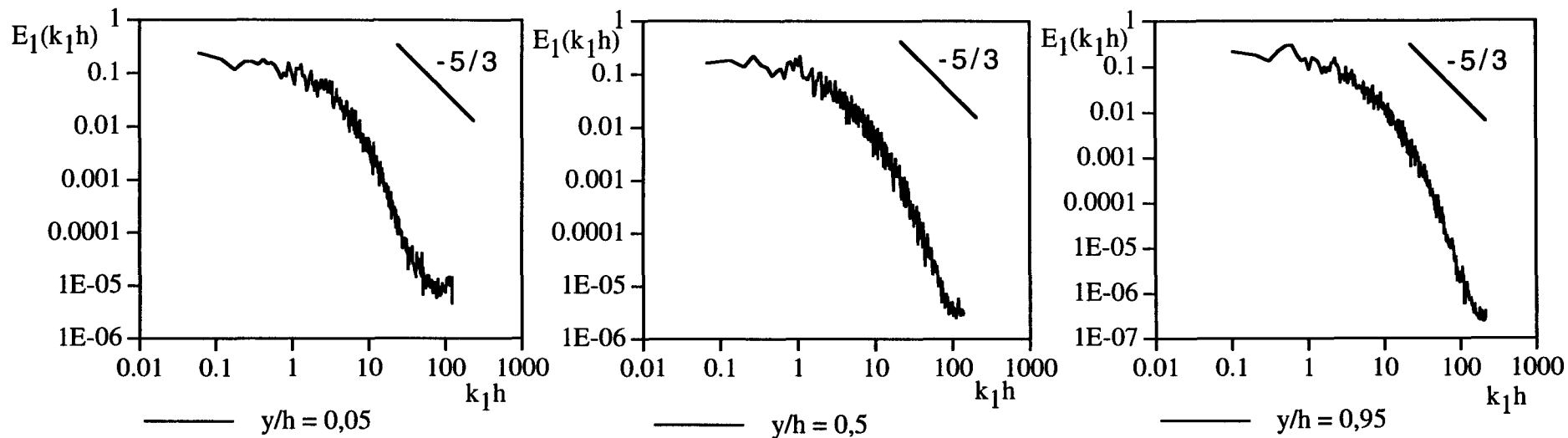


Figure 6 : Spectres d'énergie unidimensionnels

Écoulement de type intermédiaire



Écoulement de type Couette

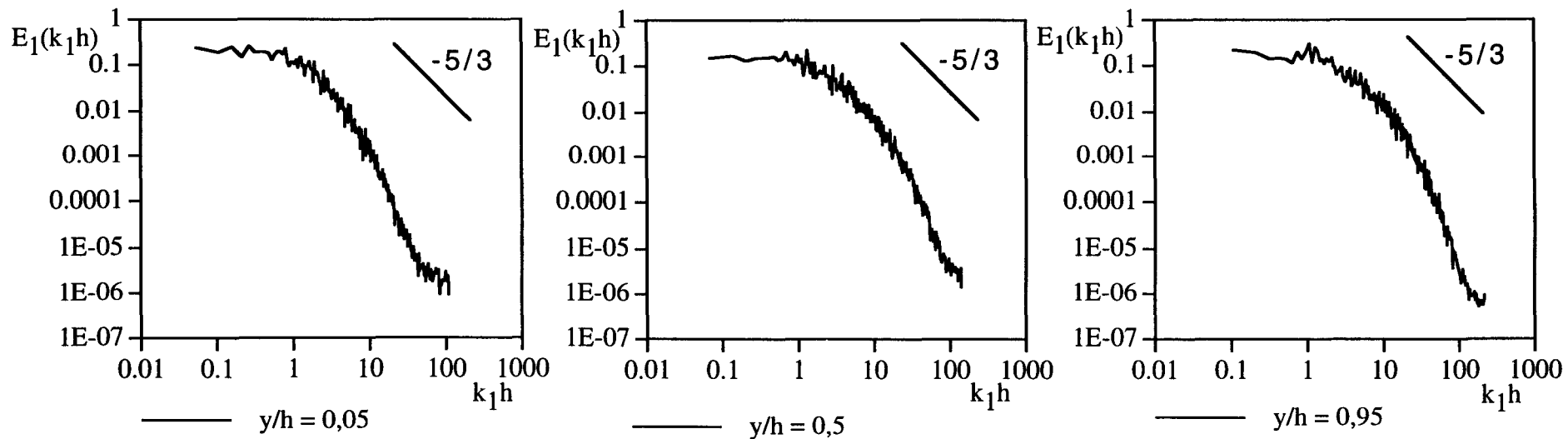


Figure 7 : Spectres d'énergie unidimensionnels

**Ecoulement de type Couette
à faible nombre de Reynolds**

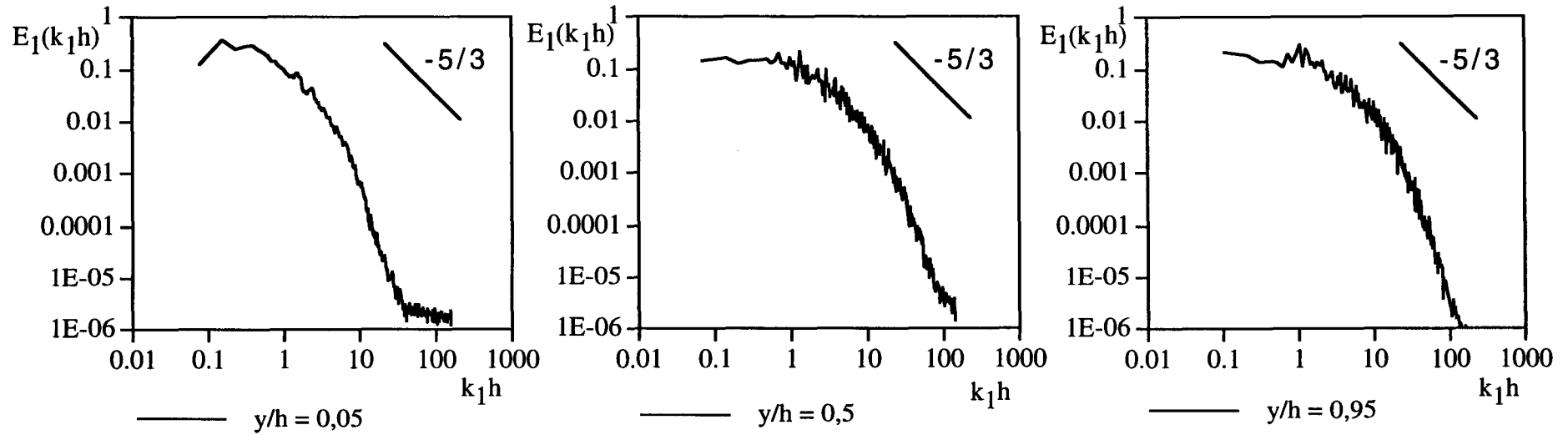


Figure 8 : Spectres d'énergie unidimensionnels

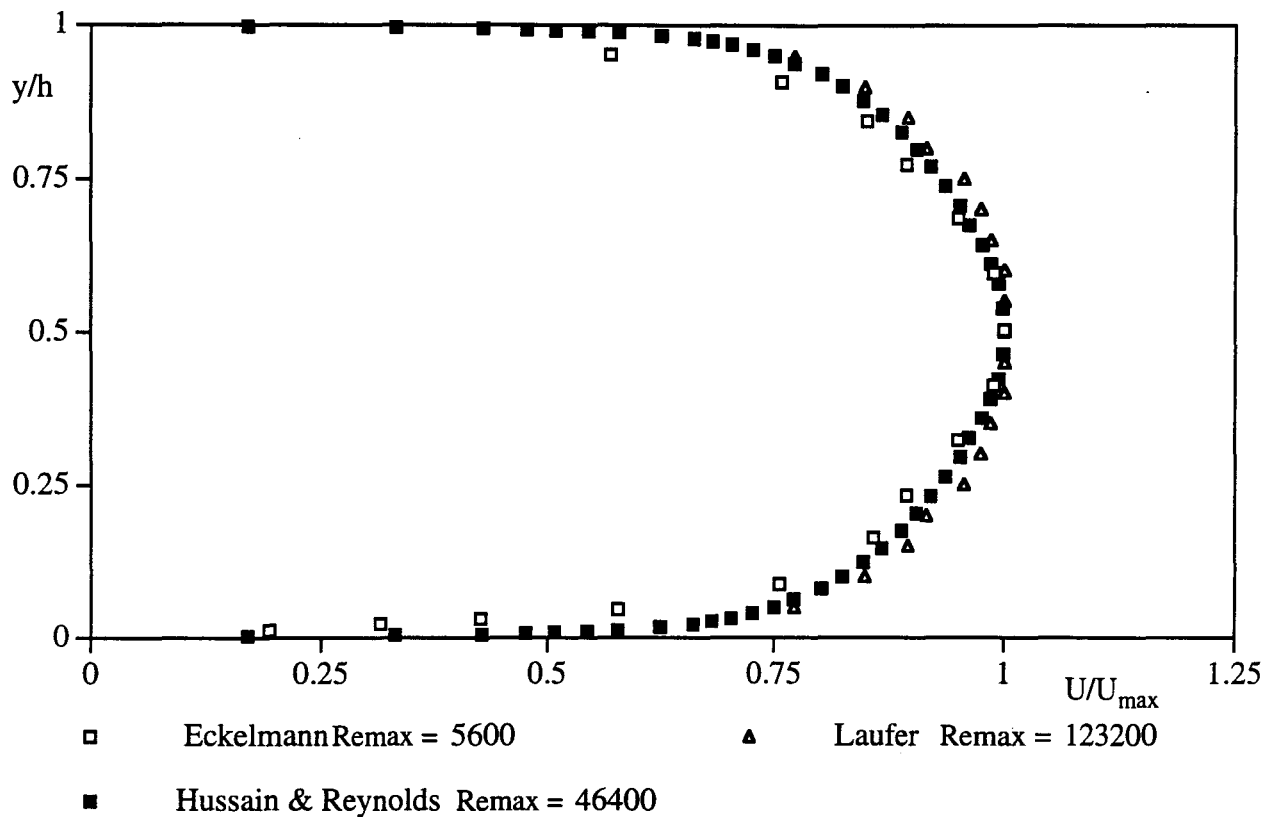


Figure 9: Evolution du profil de vitesse moyenne avec le nombre de Reynolds

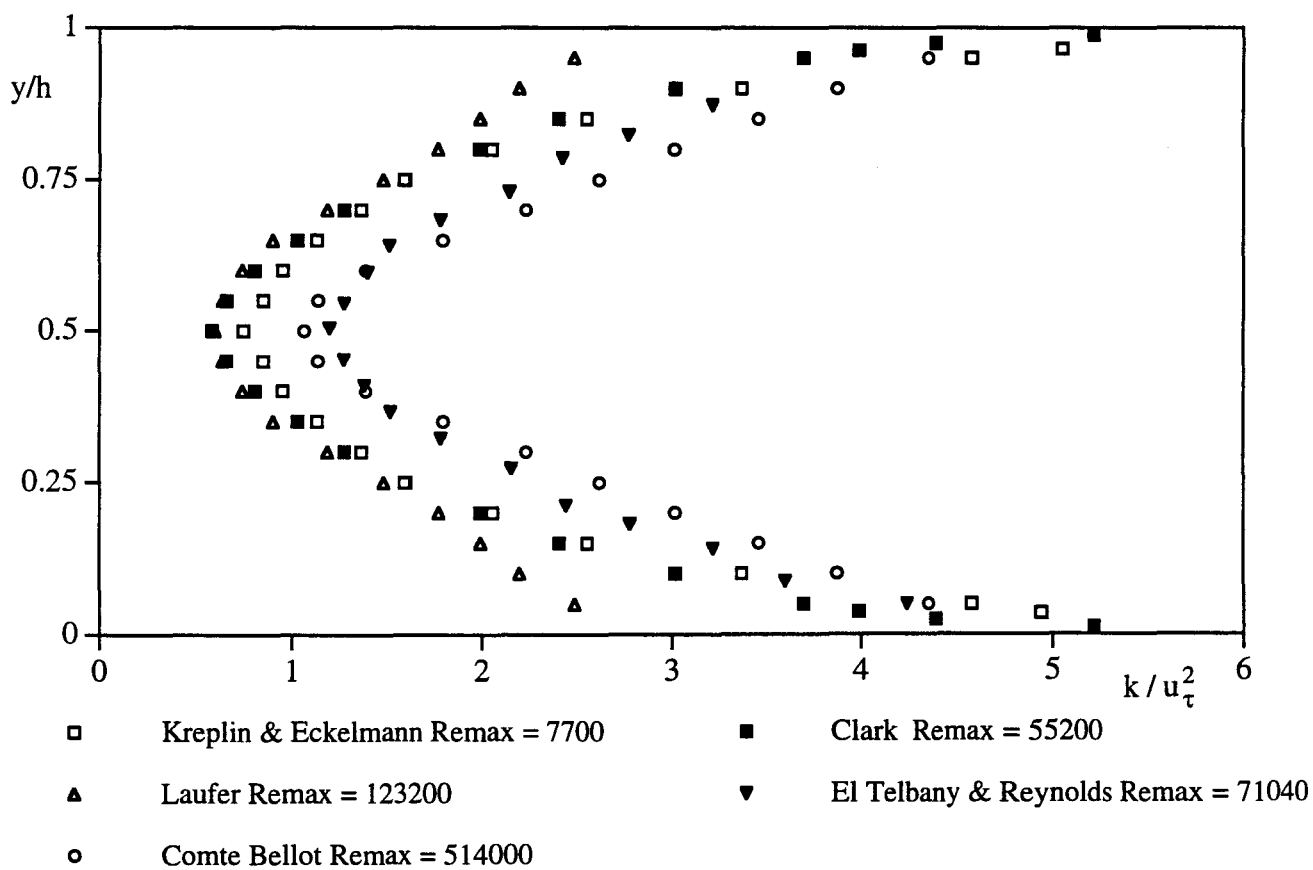


Figure 10: Evolution du profil d'énergie turbulente avec le nombre de Reynolds

Ventilateur

Diffuseur

Convergent

Canal

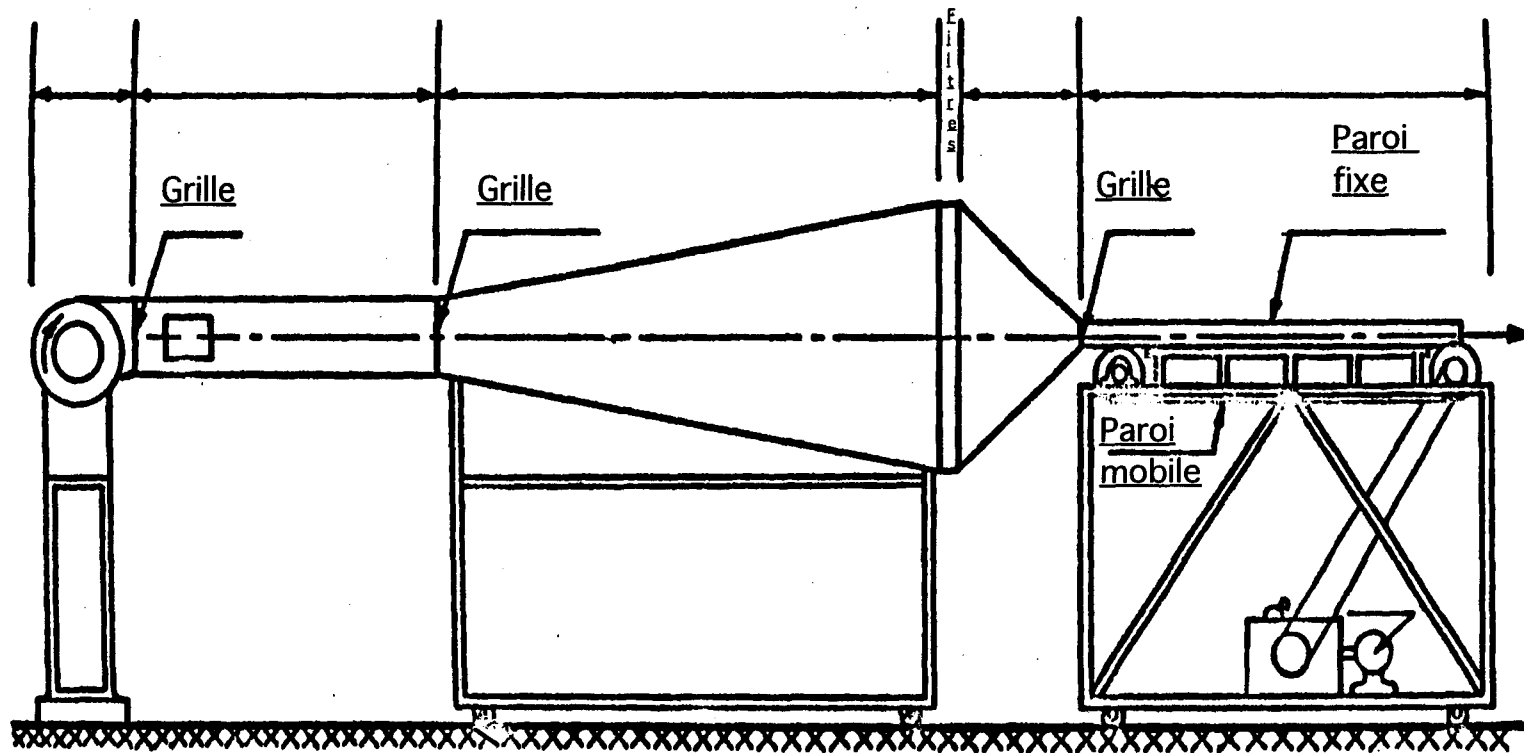
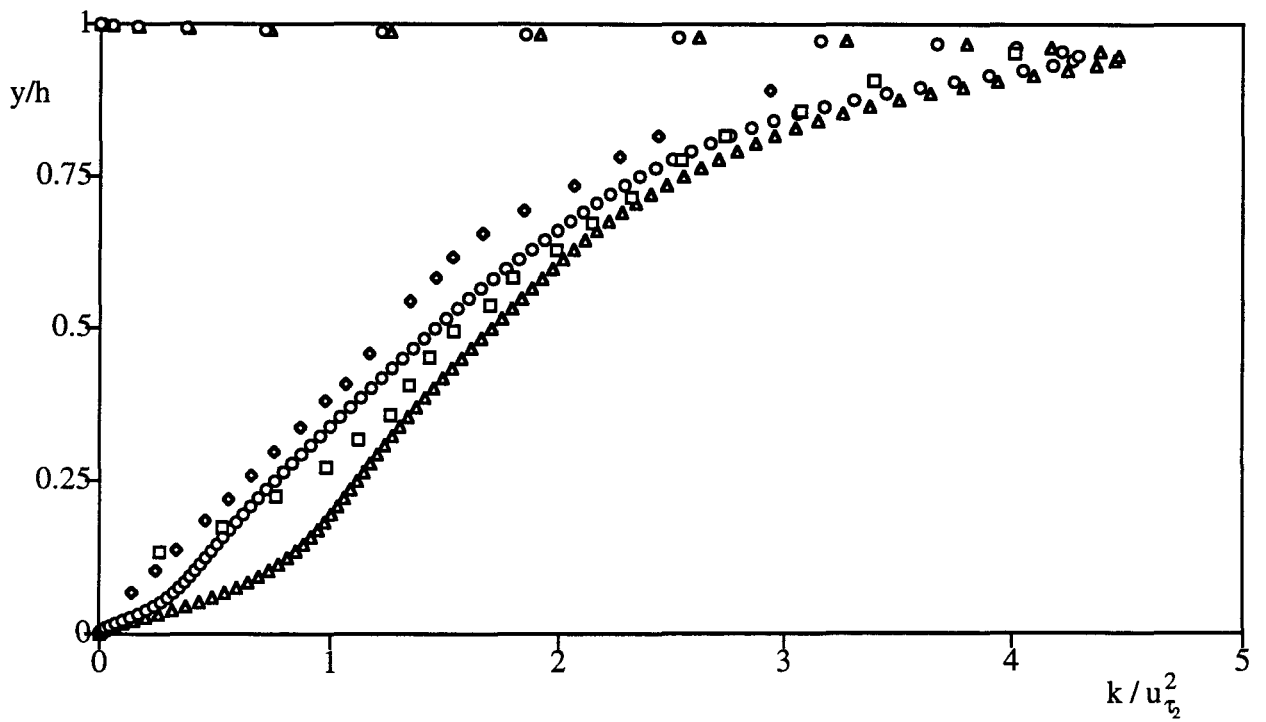
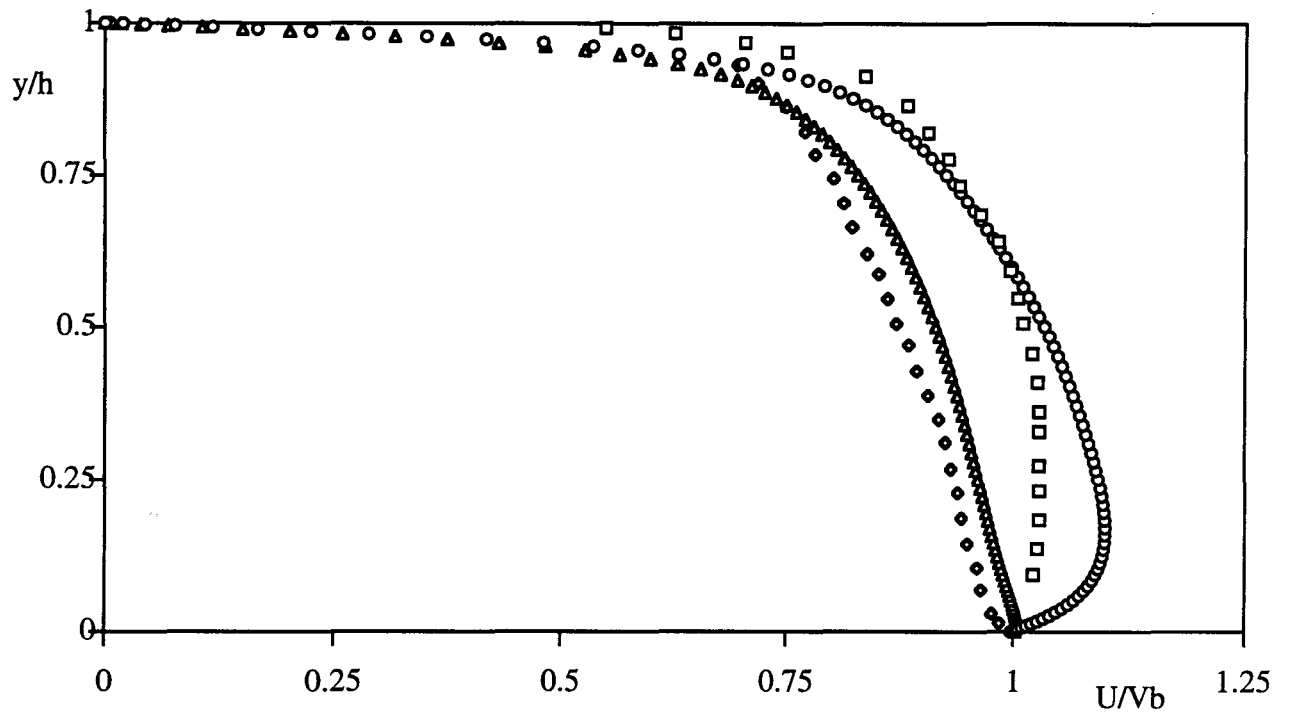


Figure 11: Installation expérimentale utilisée par El Telbany et Reynolds



- | | | | |
|---|-------------------------------|---|---------------------------|
| □ | El Telbany $Re_q = 55070$ [5] | ○ | Kuroda $Re_q = 5100$ [47] |
| ◆ | El Telbany $Re_q = 52940$ [5] | ▲ | Kuroda $Re_q = 5190$ [47] |

Figure 12: Comparaison des profils de vitesse et d'énergie turbulente entre El Telbany [5] et Kuroda [47]

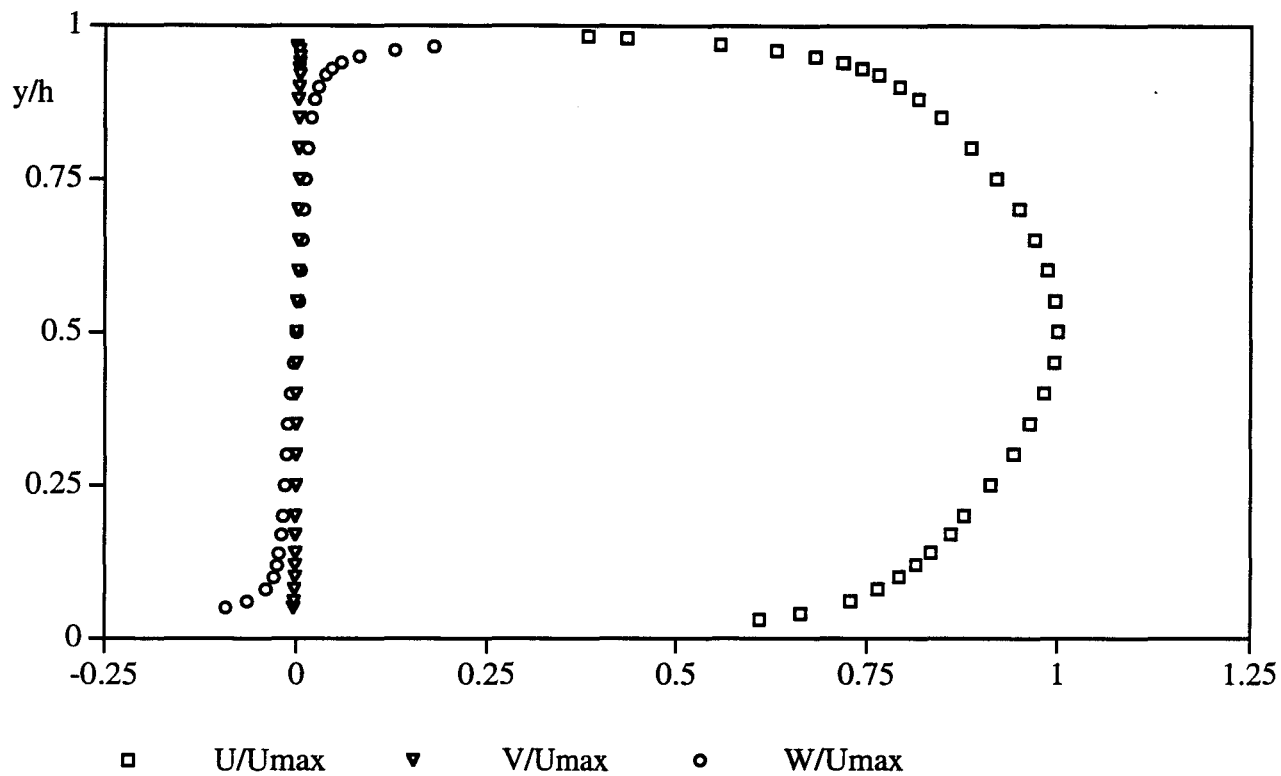


Figure 13: Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille

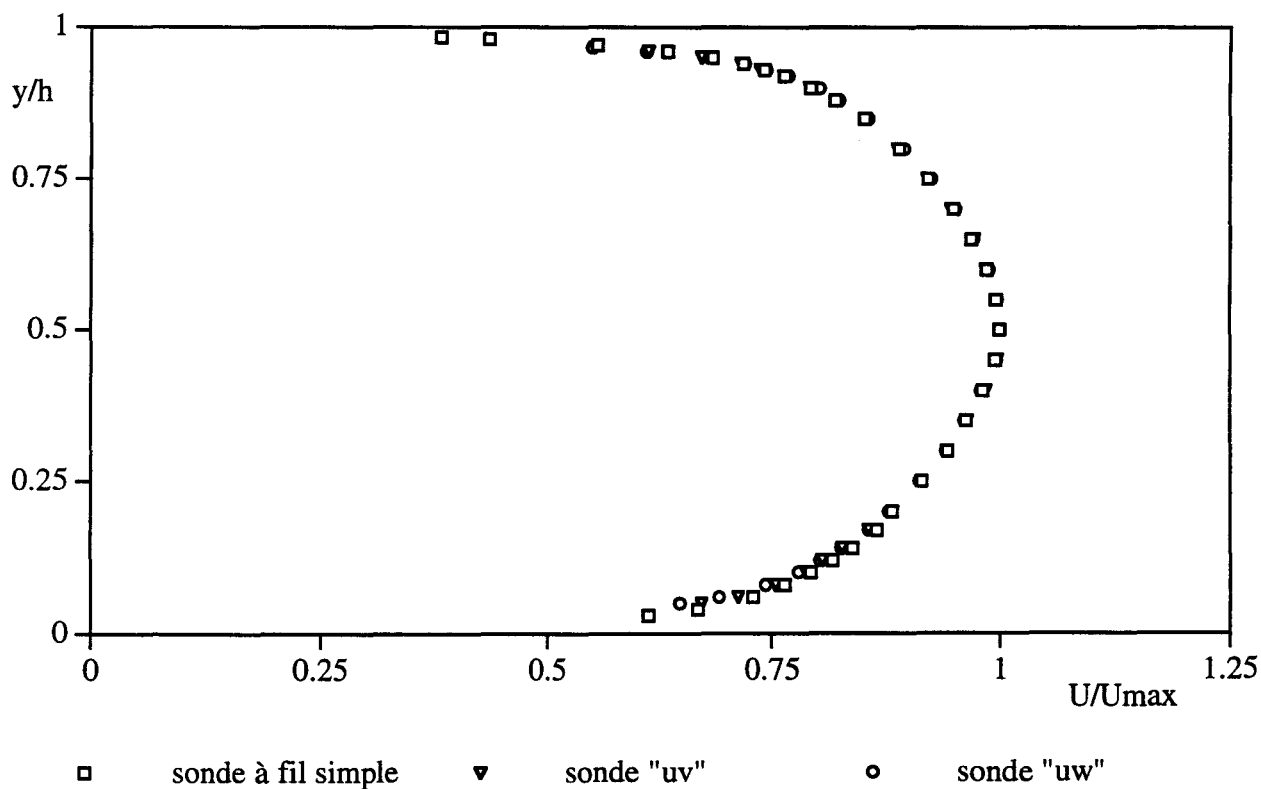


Figure 14: Profils de vitesse moyenne pour les trois sondes

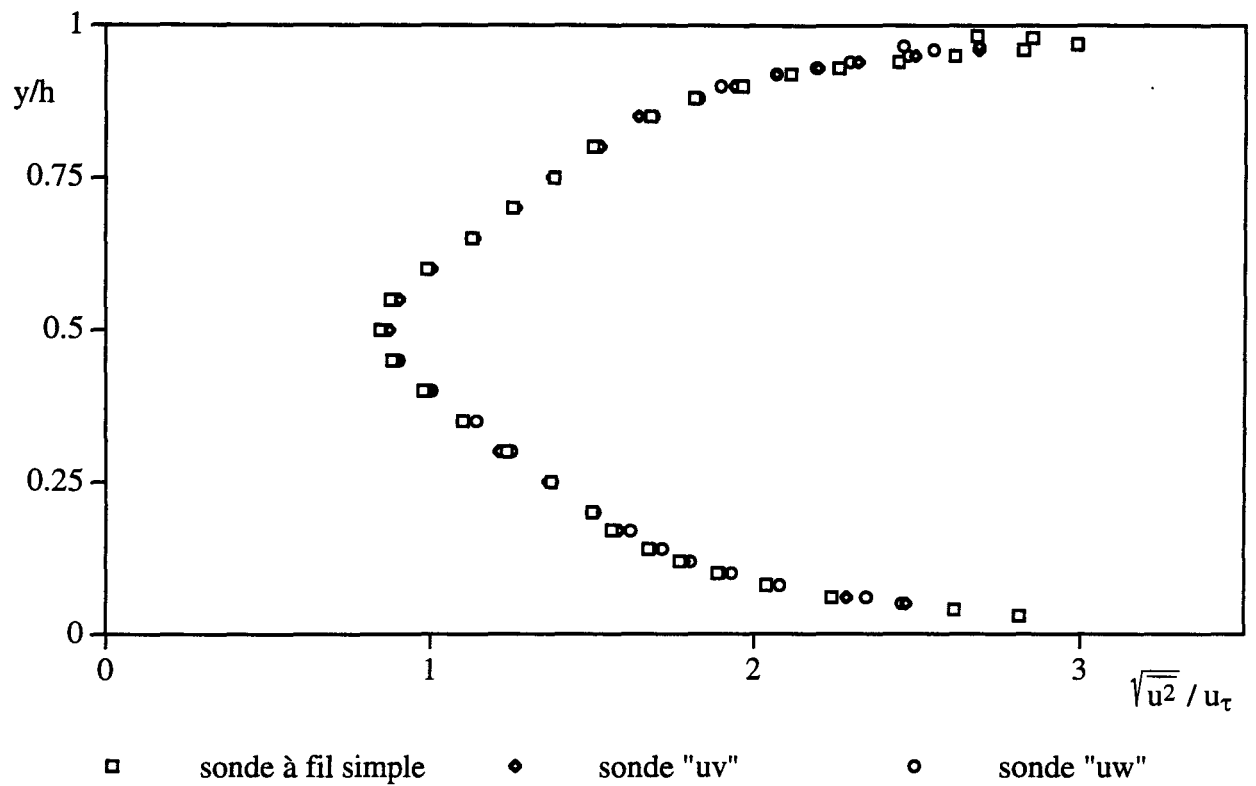


Figure 15: Profils de la corrélation longitudinale pour les trois sondes

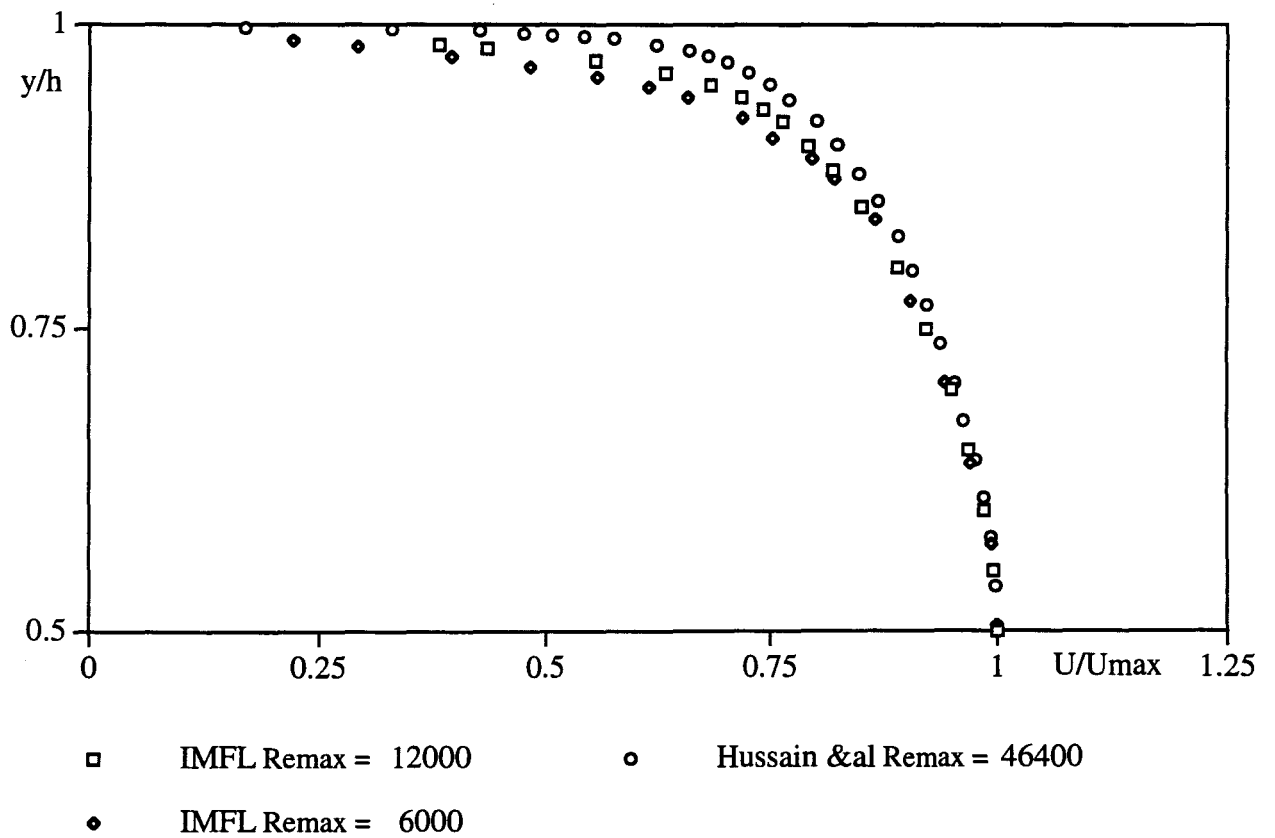


Figure 16: Profils de la vitesse moyenne dans la partie supérieure du canal

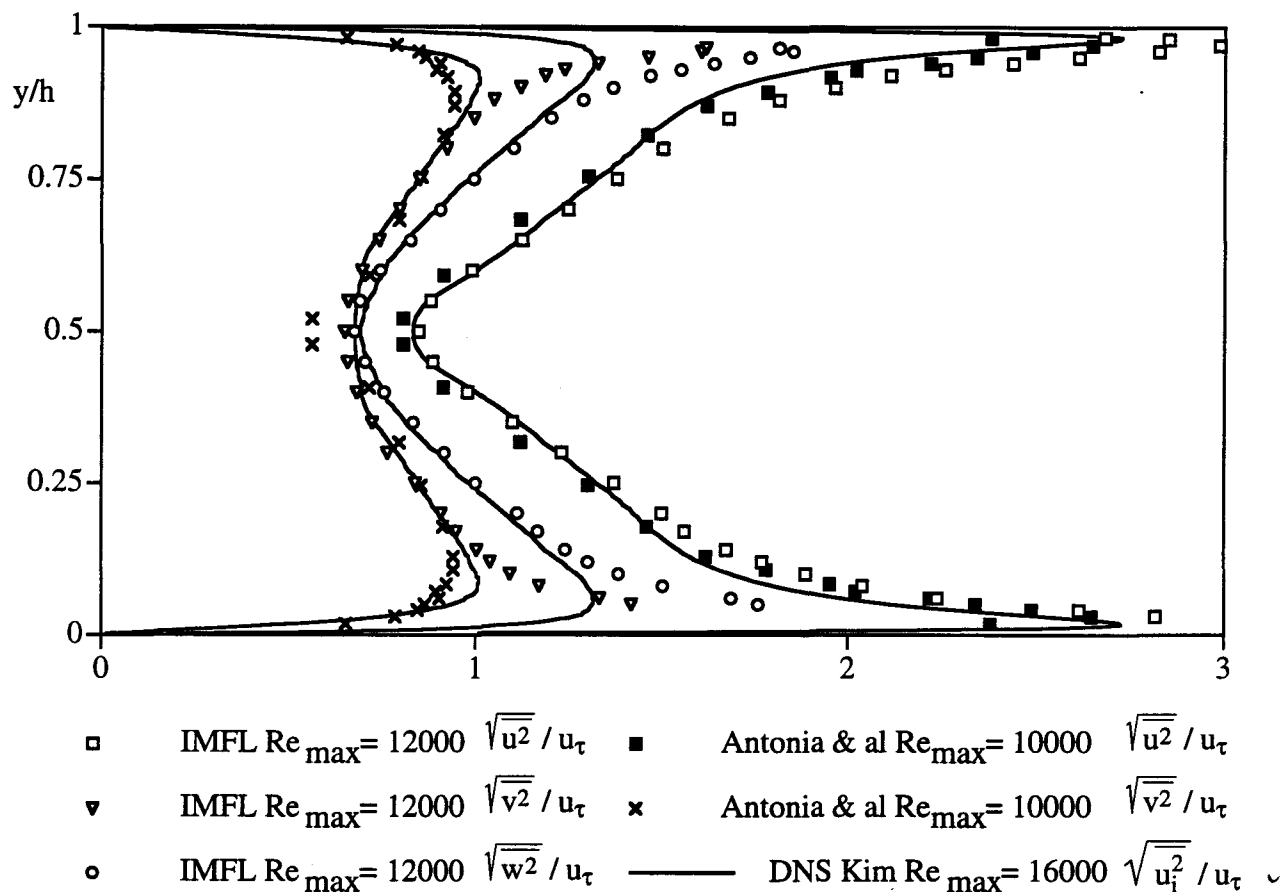


Figure 17: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de Poiseuille

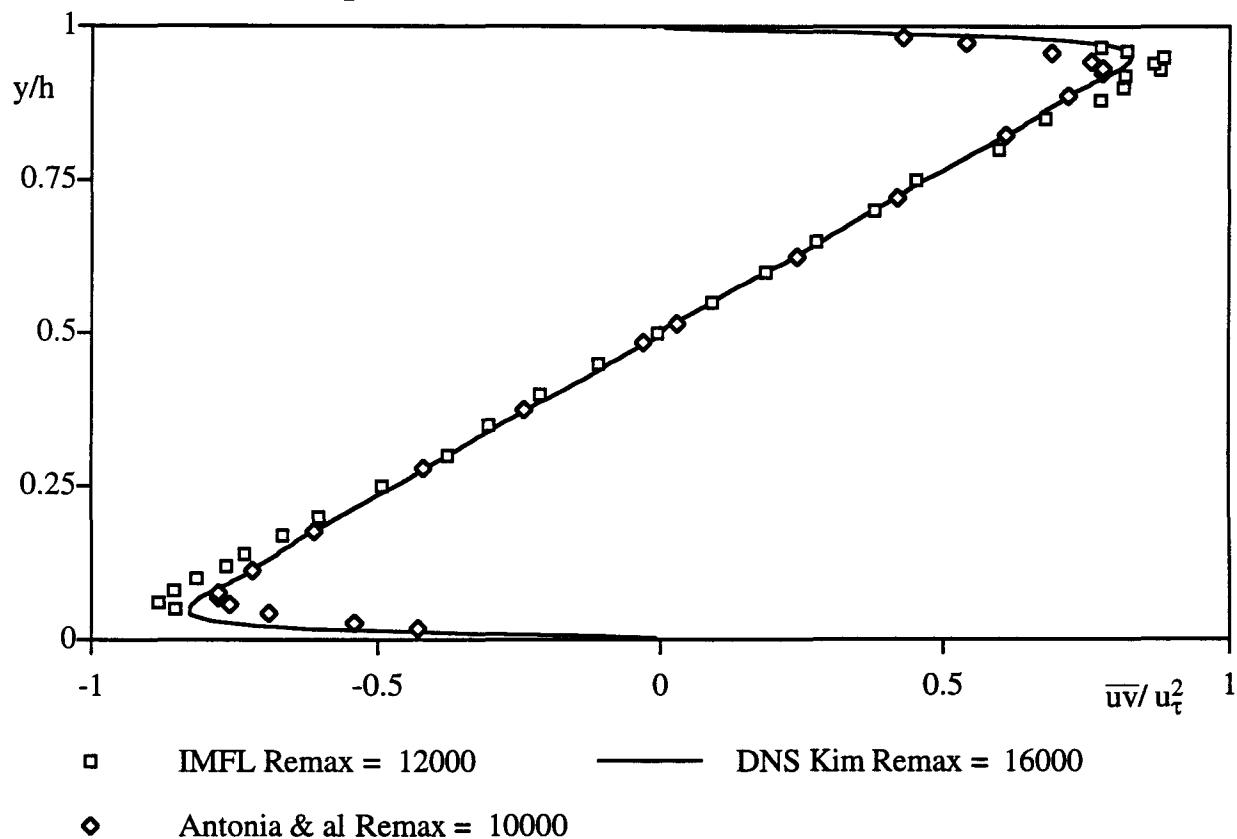


Figure 18: Profil de la corrélation croisée pour l'écoulement de Poiseuille

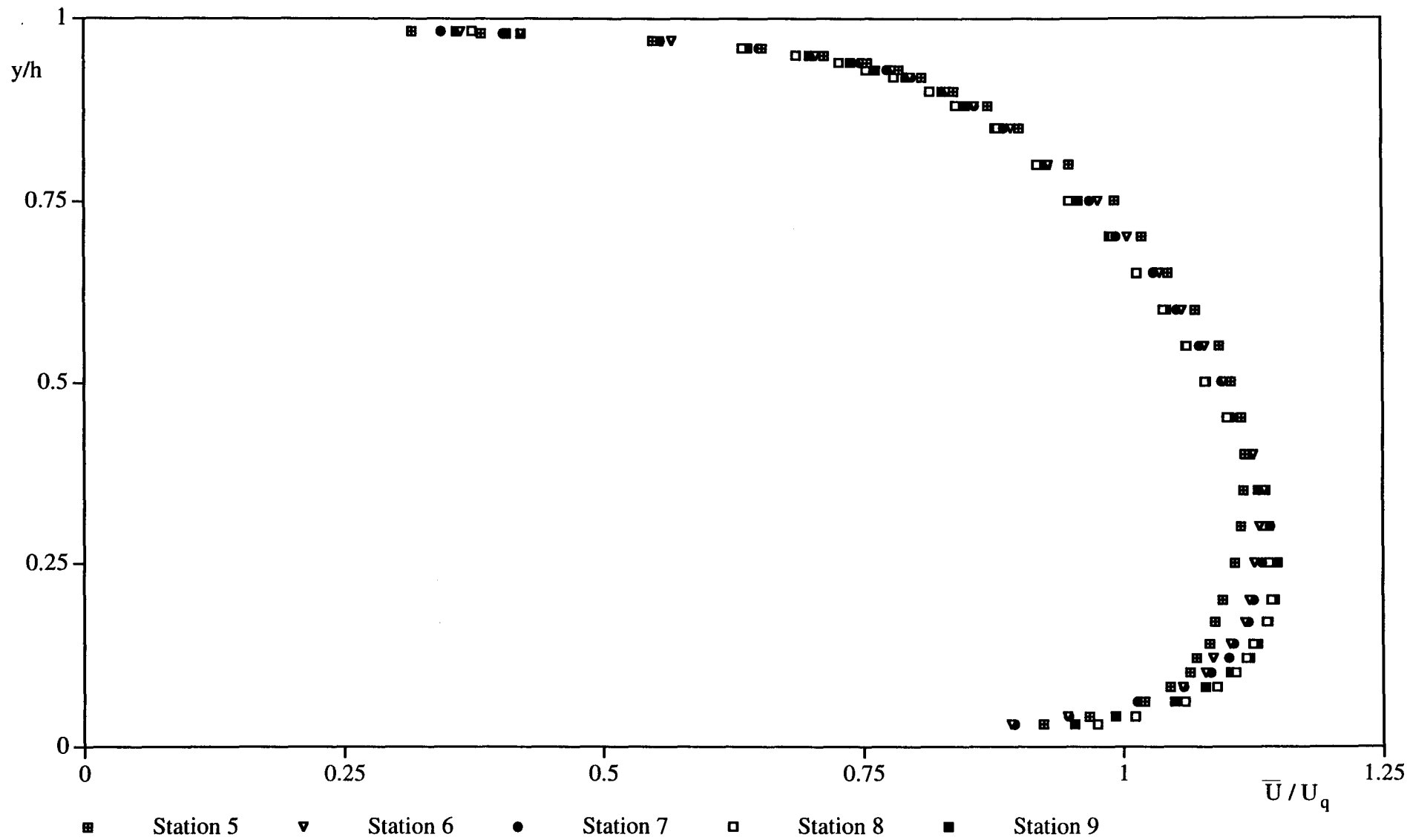


Figure 19b: Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille

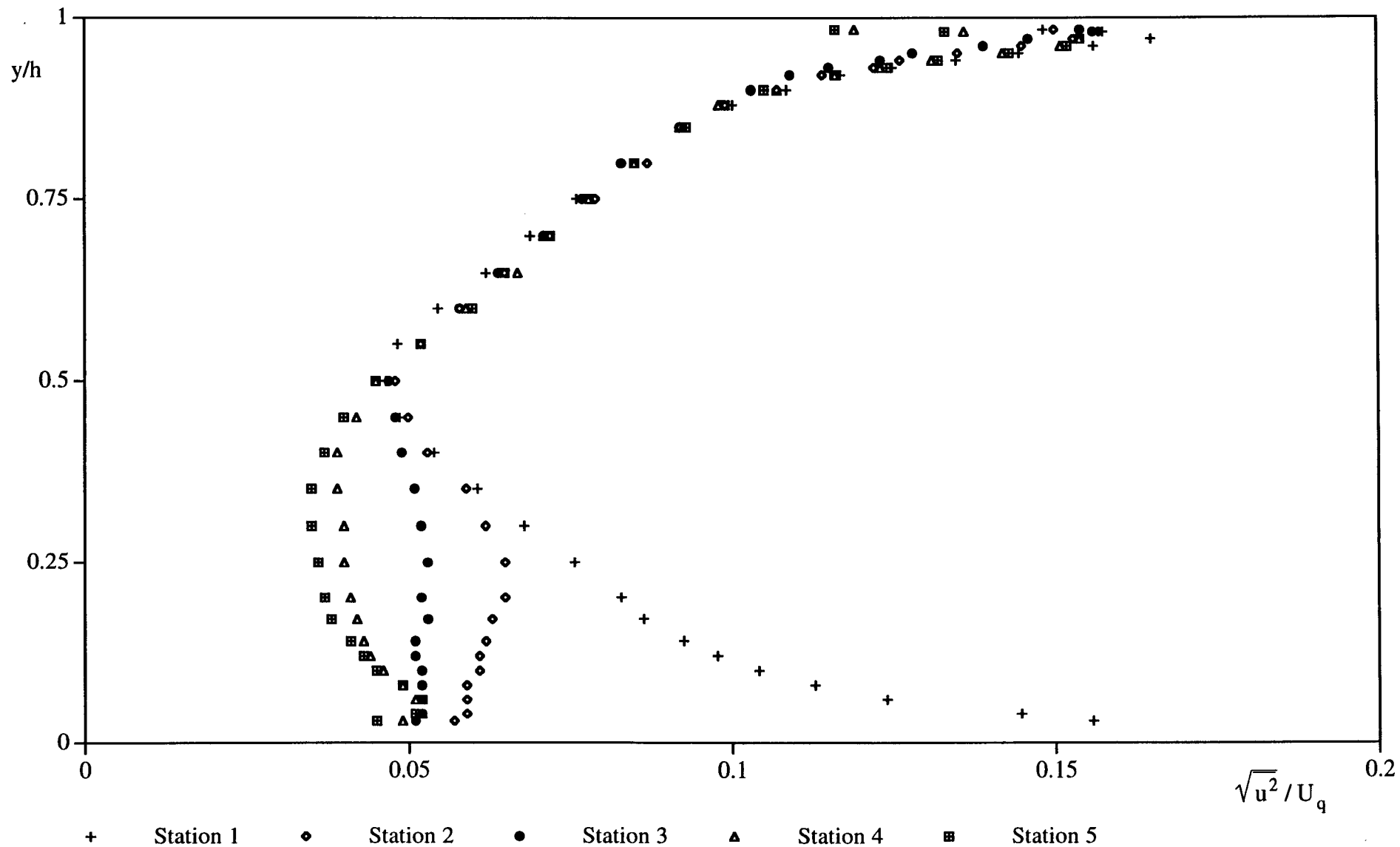


Figure 20a: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille

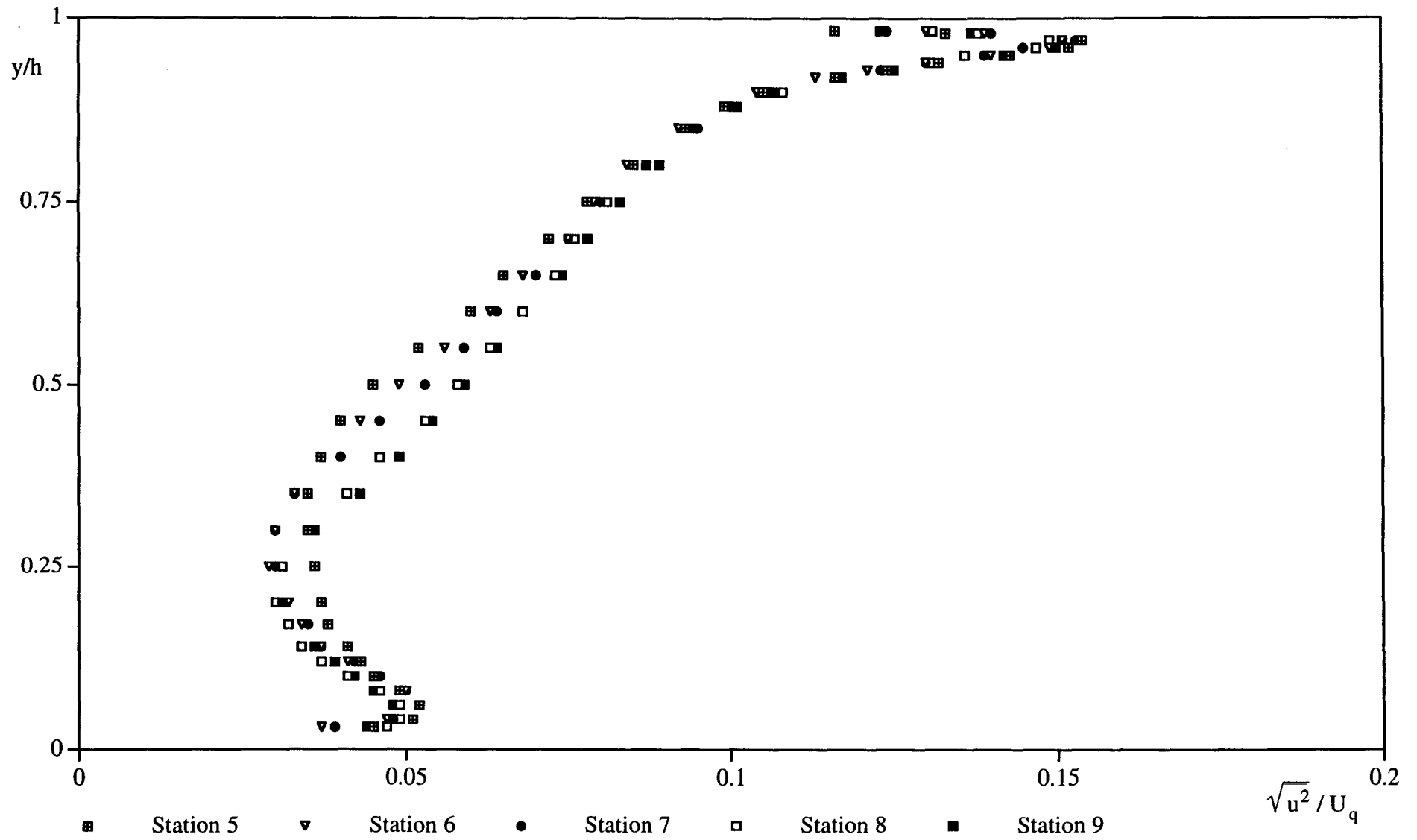


Figure 20b: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Poiseuille

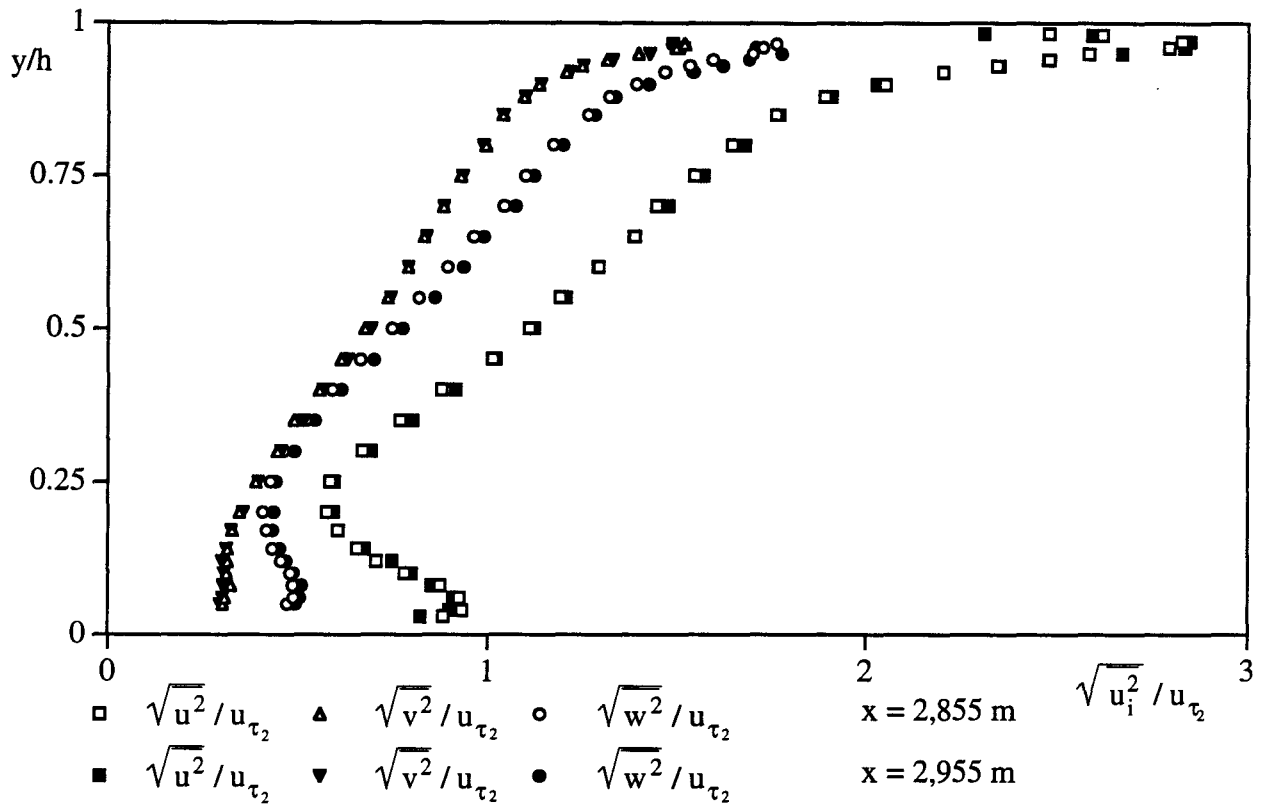


Figure 21: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille

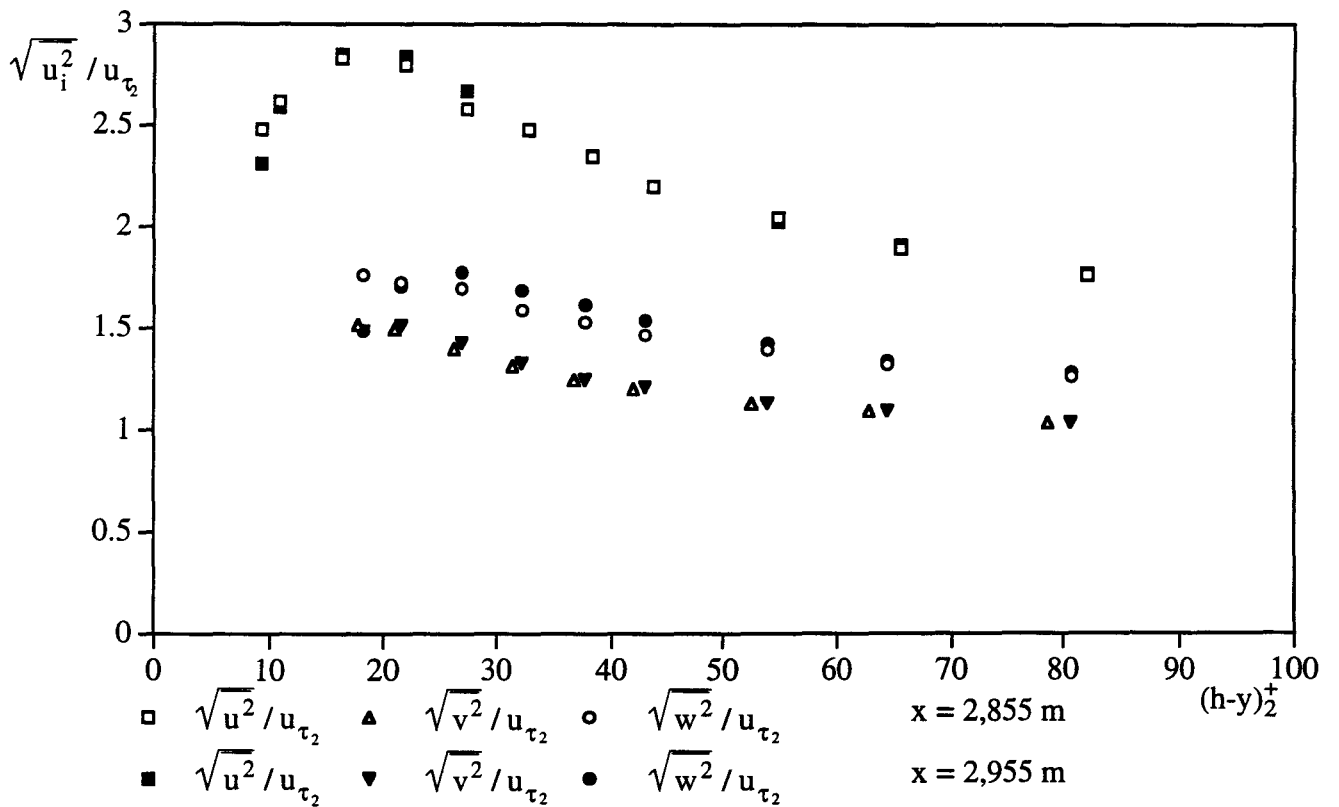


Figure 22: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (paroi fixe)

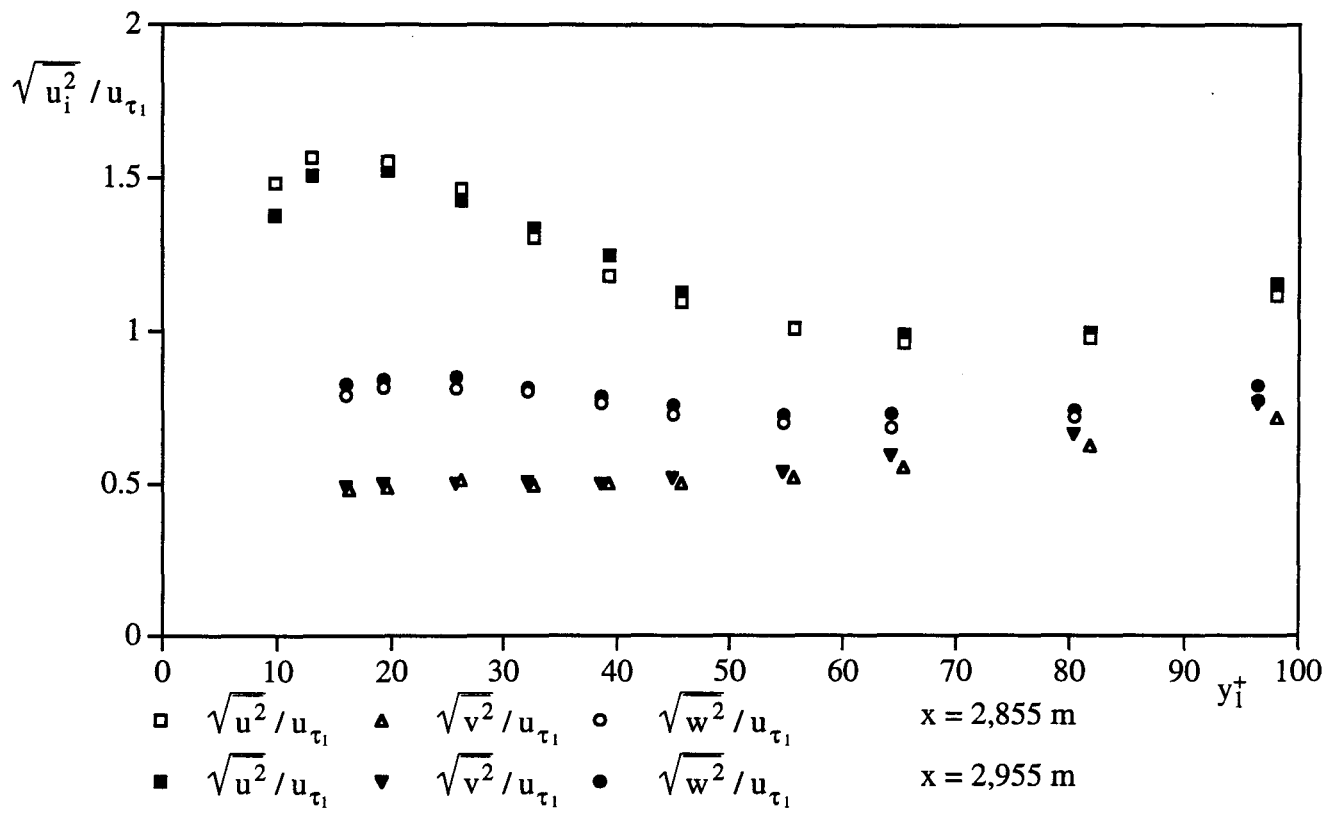


Figure 23: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (paroi mobile)

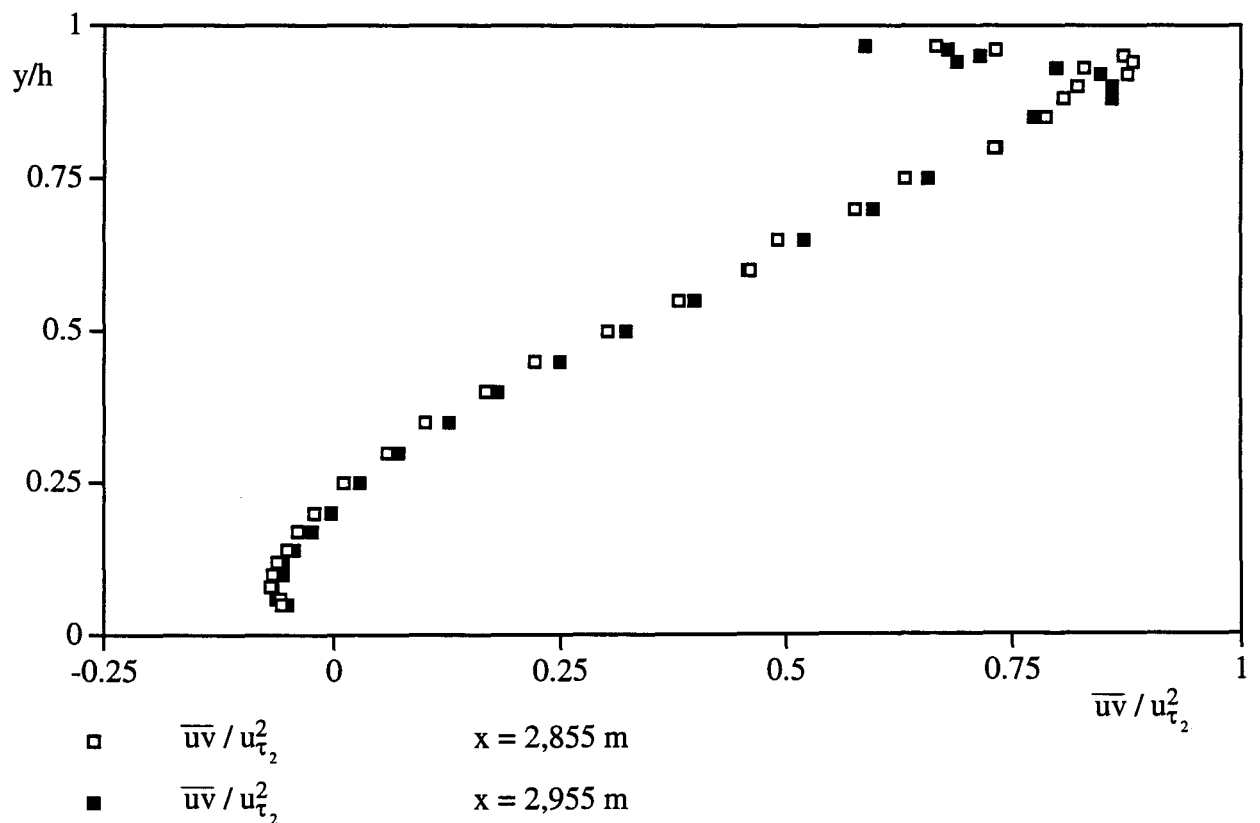


Figure 24: Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type Poiseuille

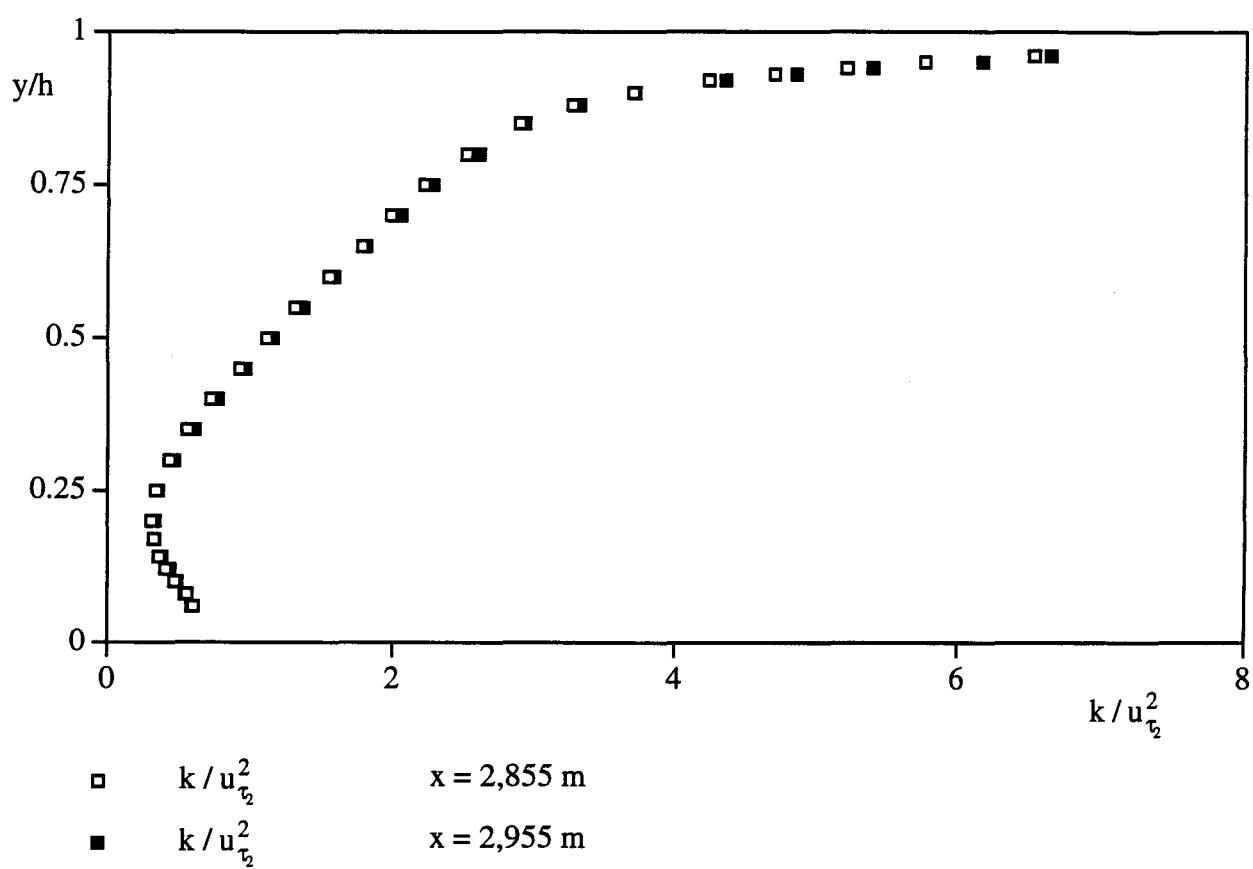


Figure 25: Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Poiseuille

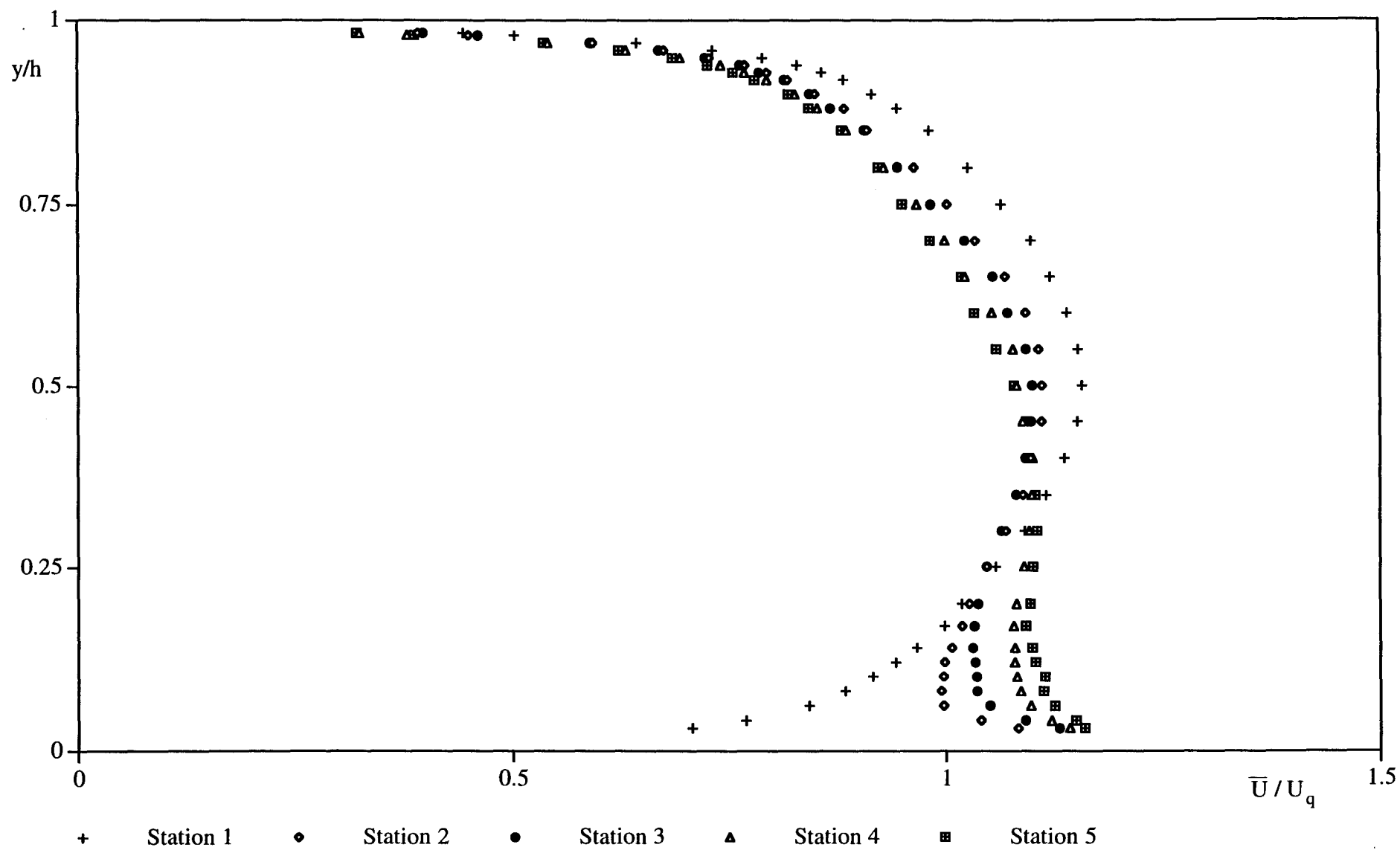


Figure 26a: Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire

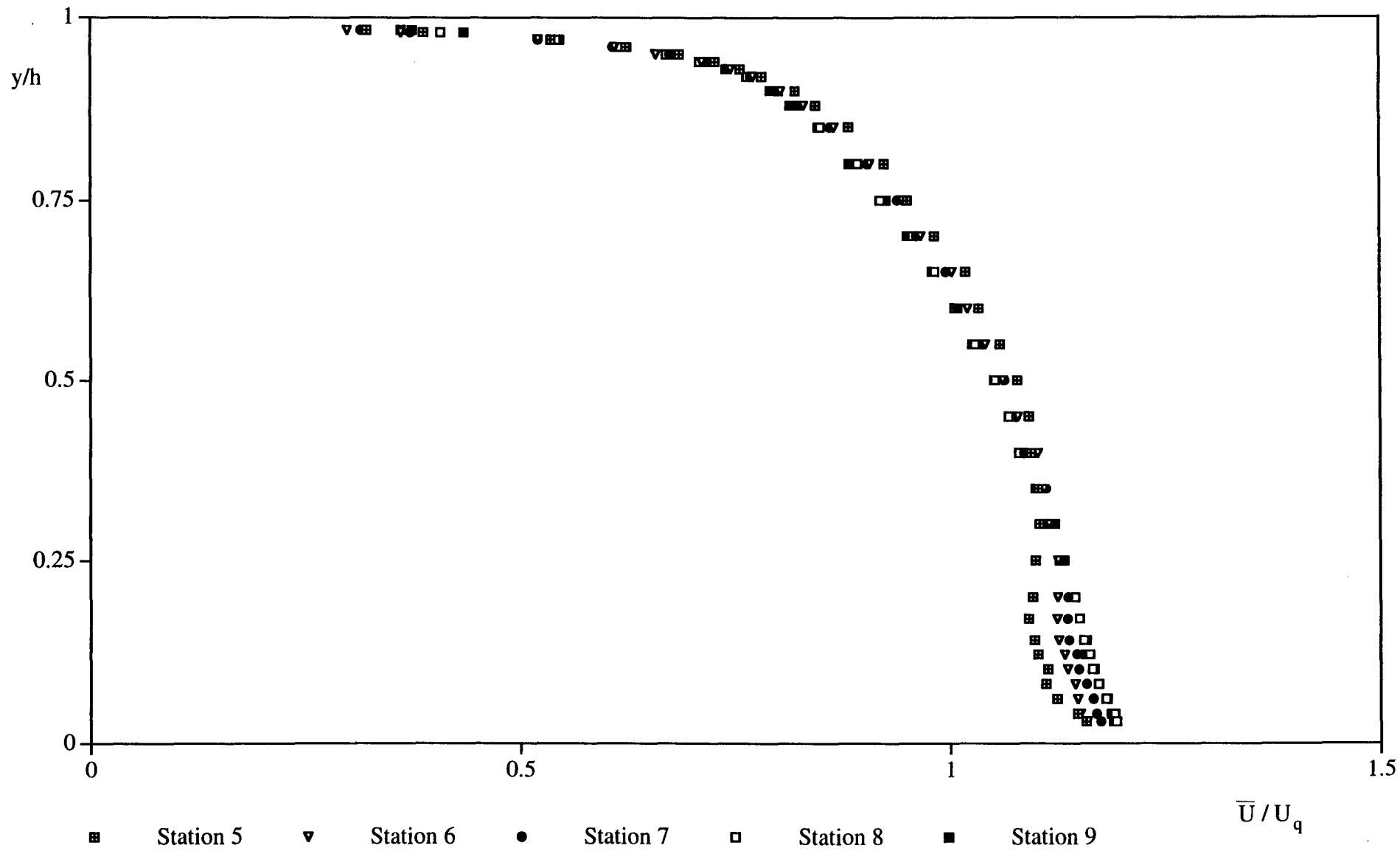


Figure26b: Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire

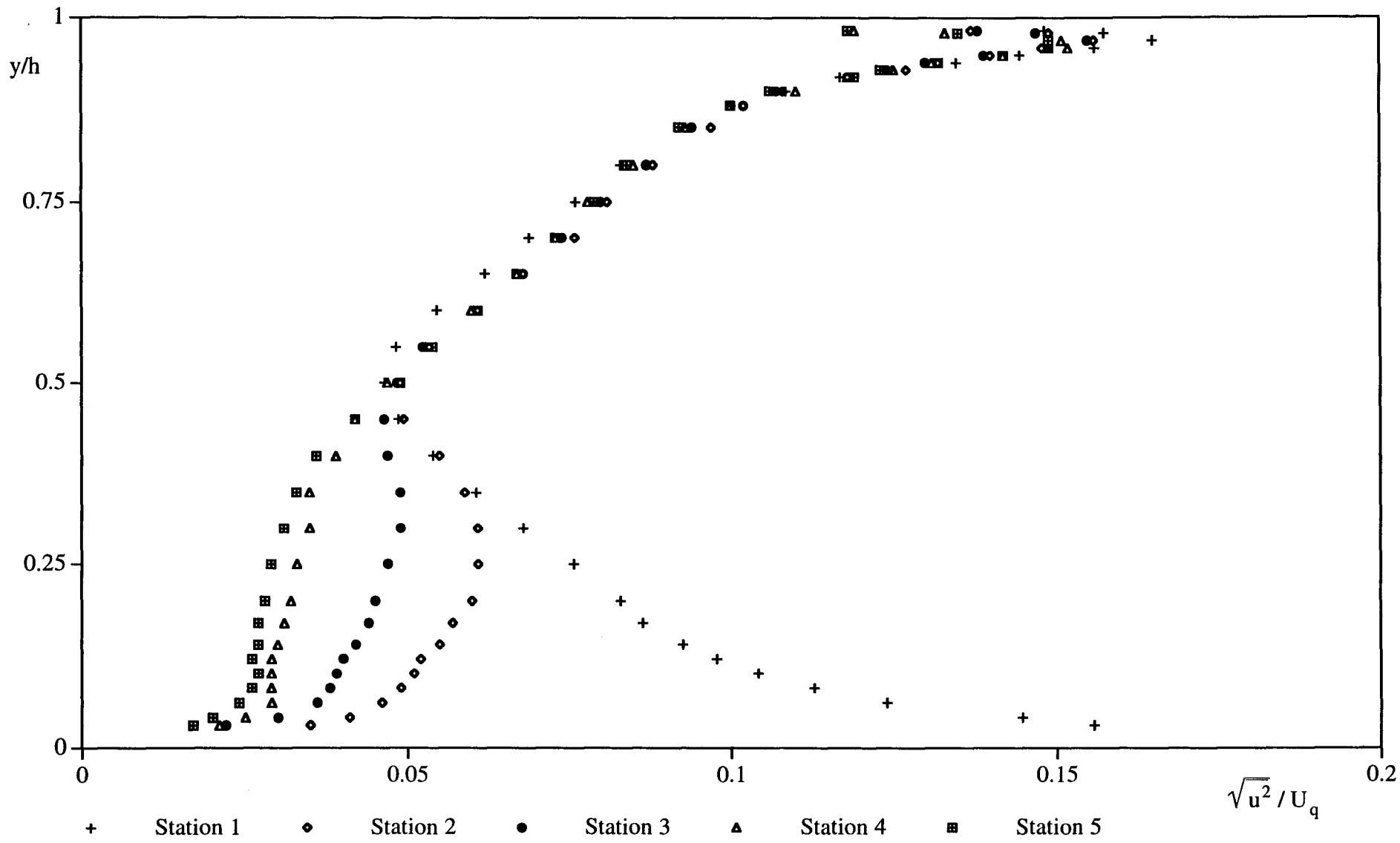


Figure 27a: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire

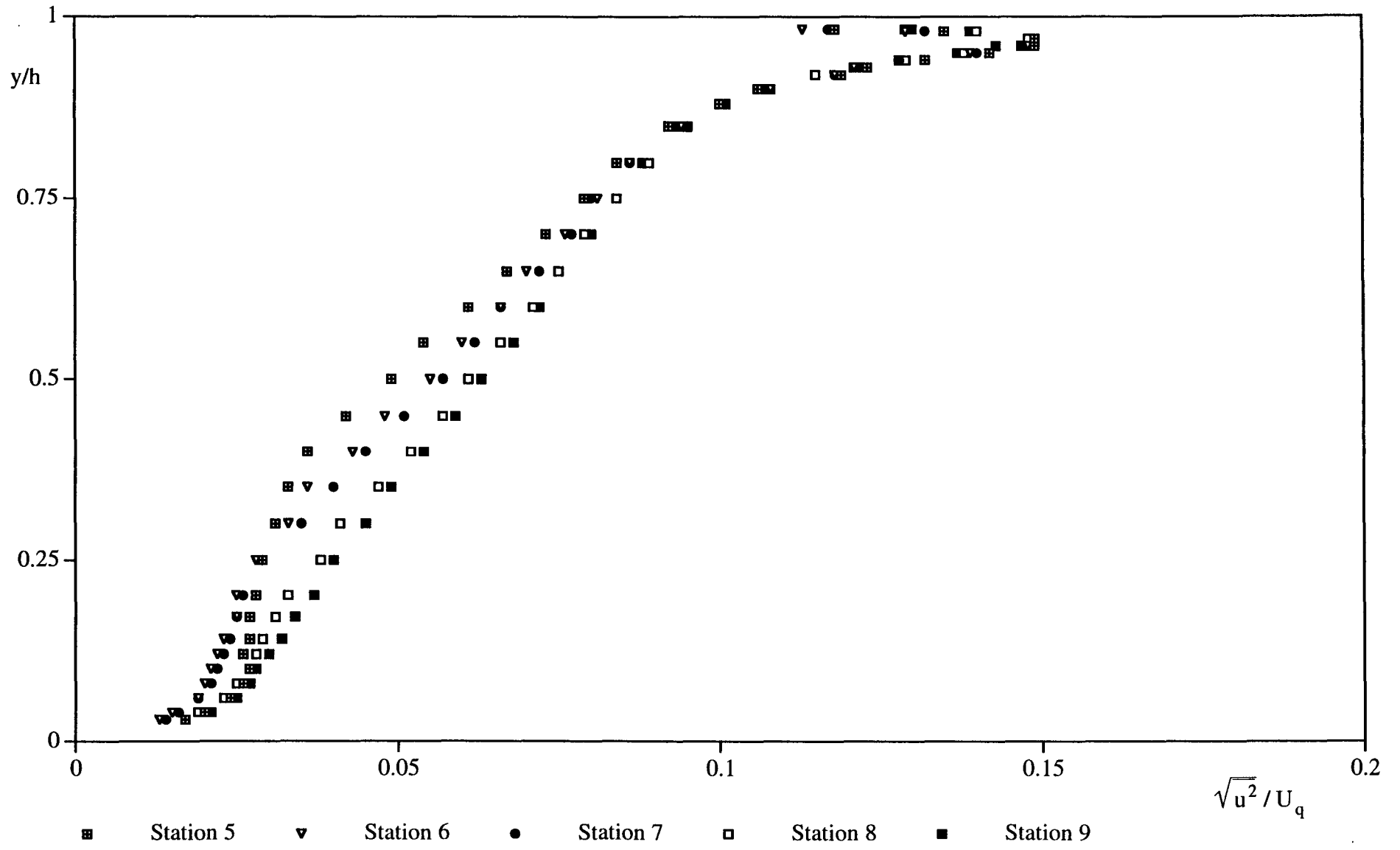


Figure 27b: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type intermédiaire

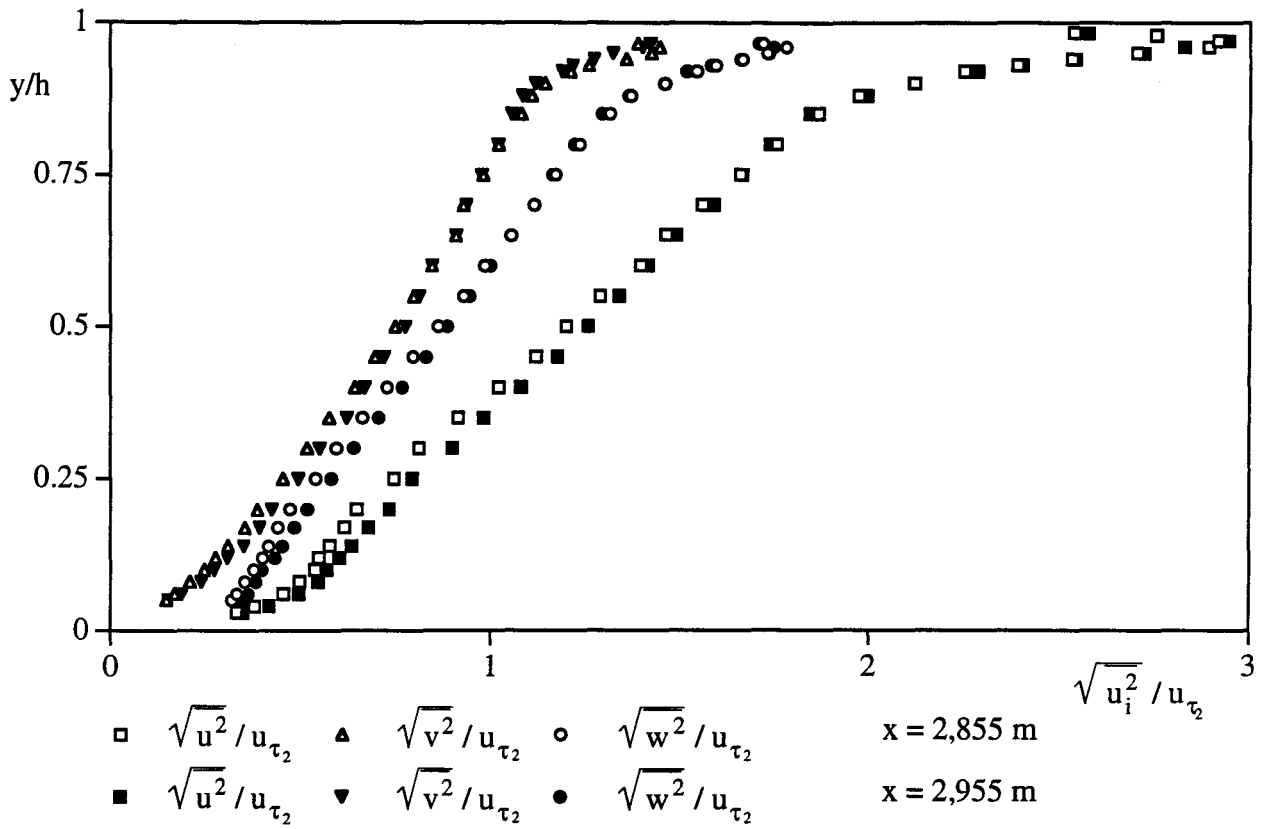


Figure 28: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire

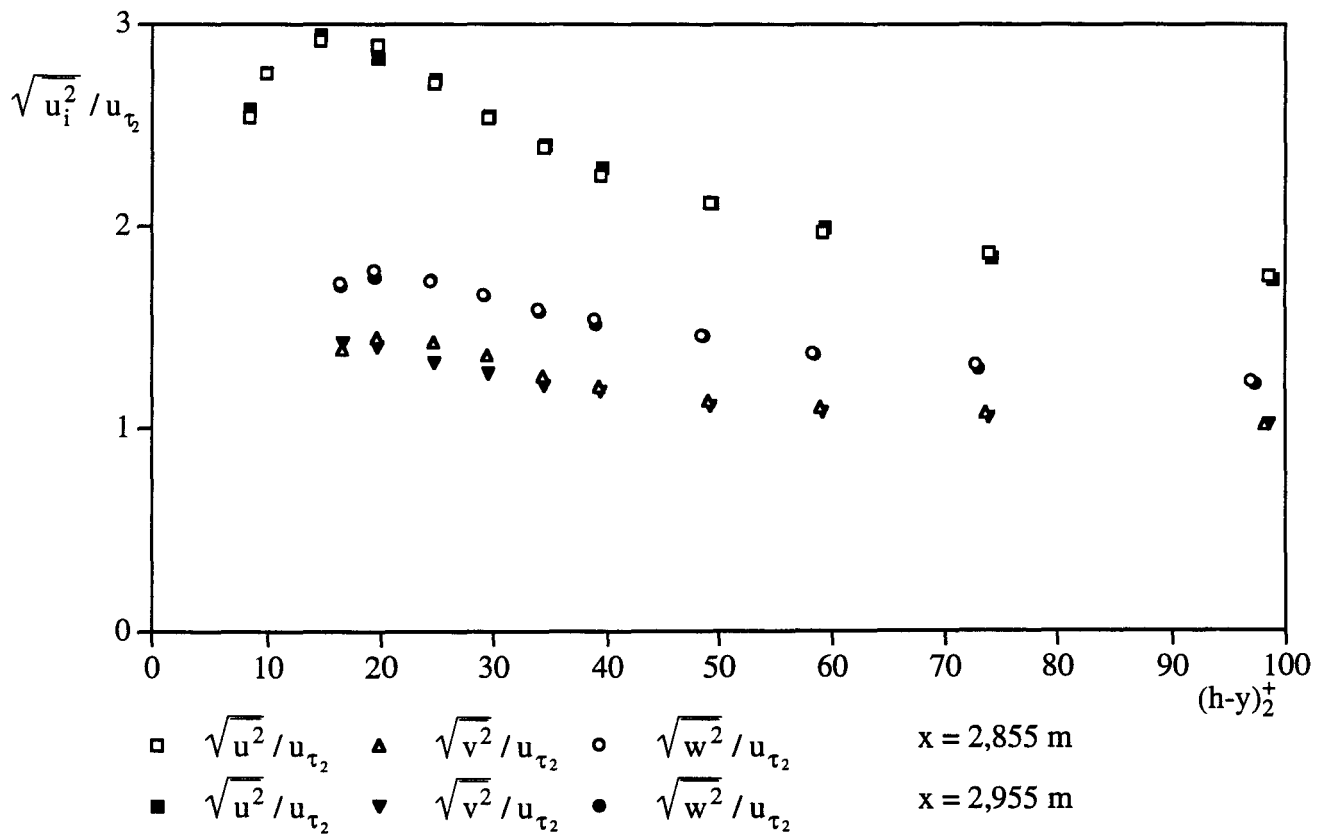


Figure 29: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (paroi fixe)

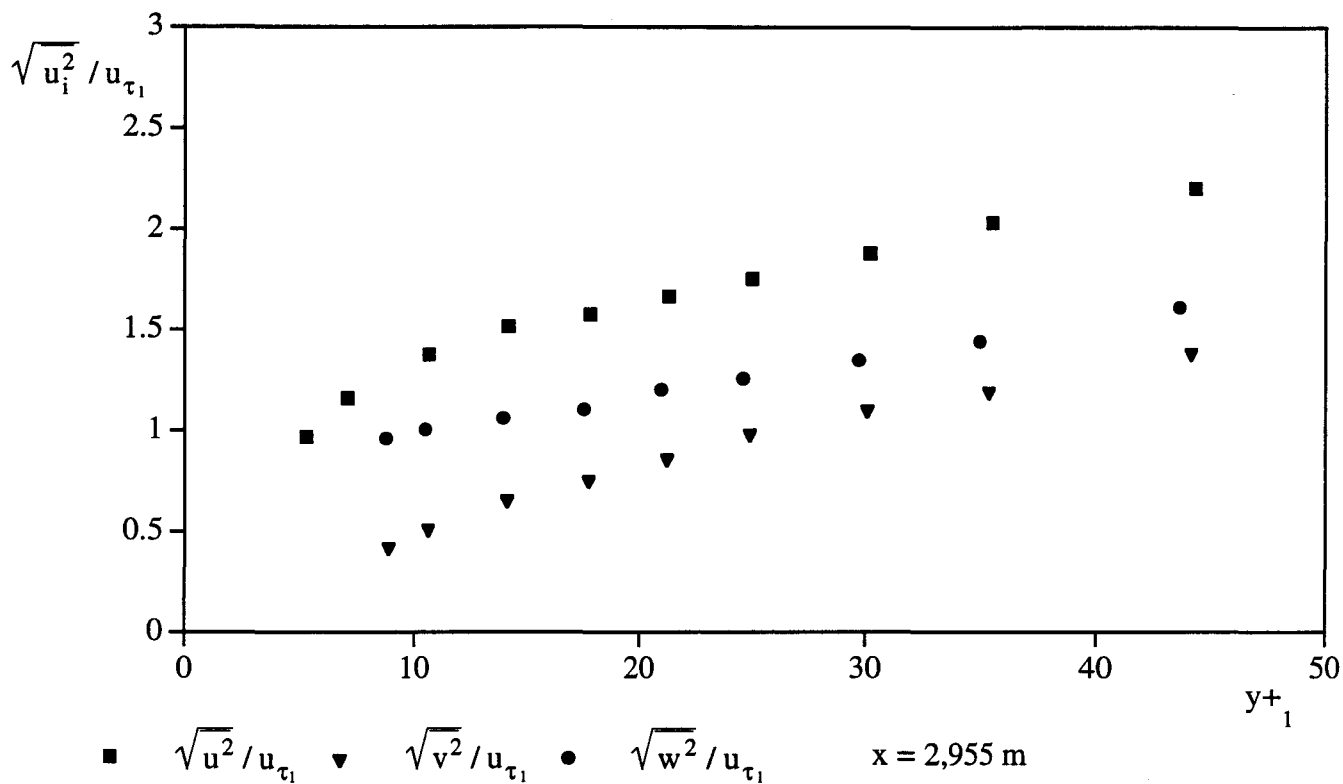


Figure 30: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (paroi mobile)

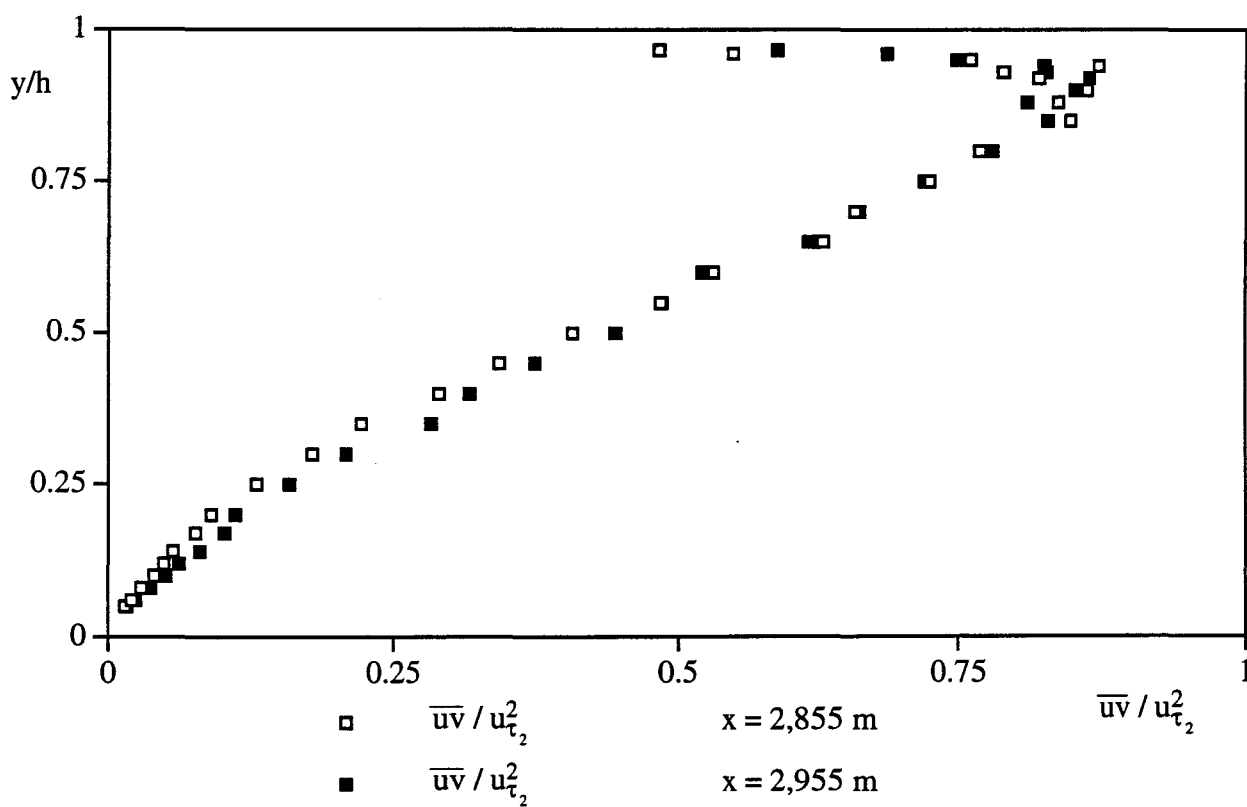


Figure 31: Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type intermédiaire

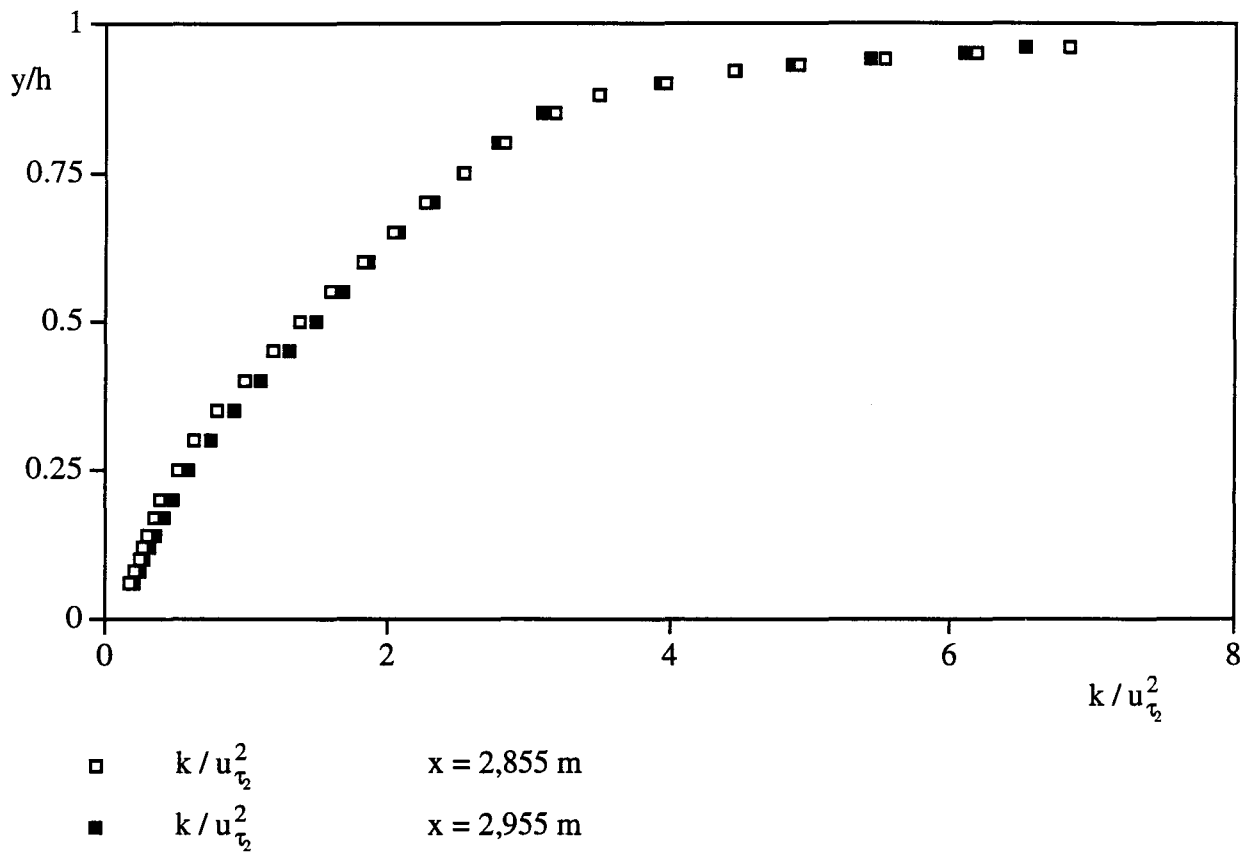


Figure 32: Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type intermédiaire

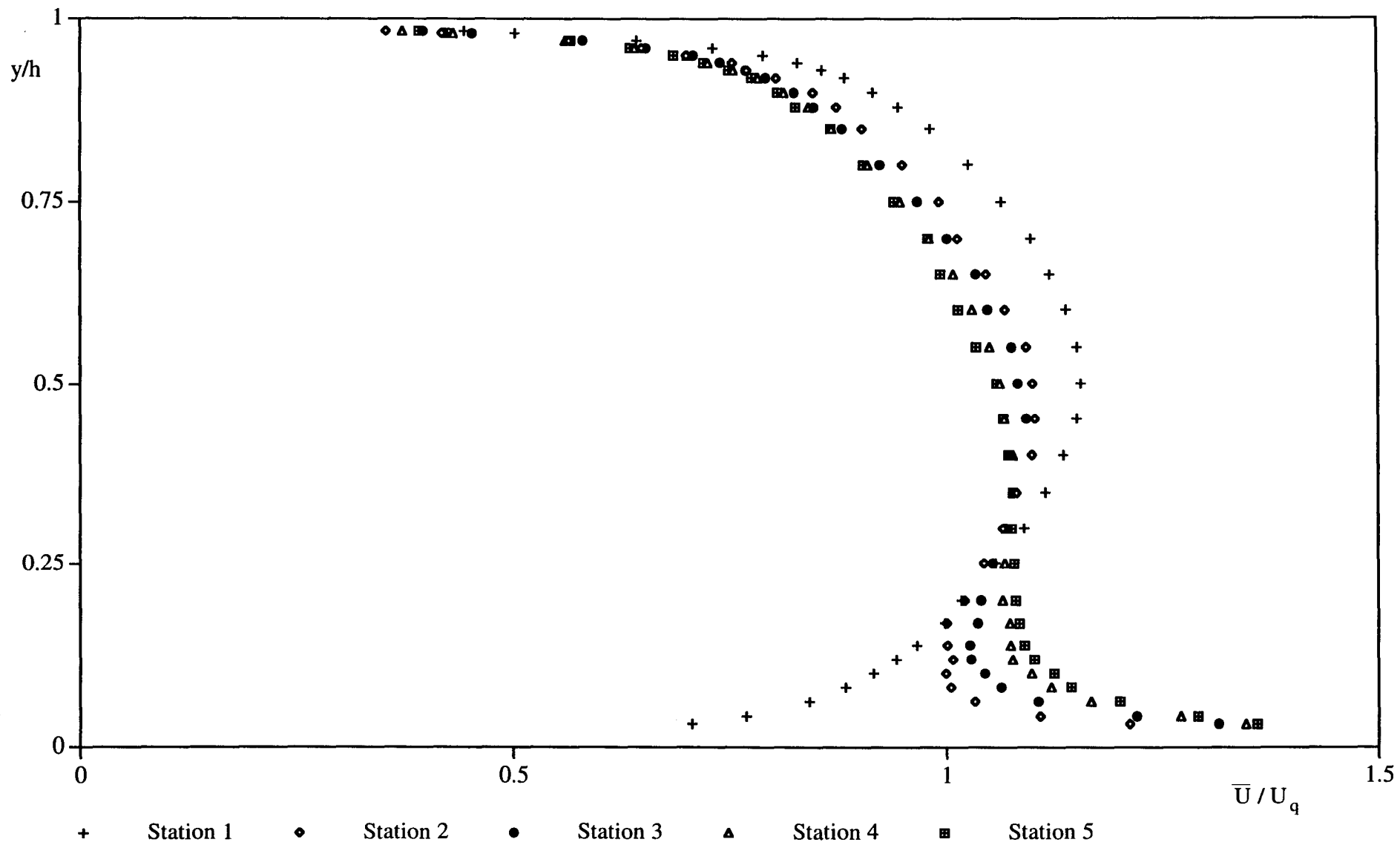


Figure 33a: Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Couette

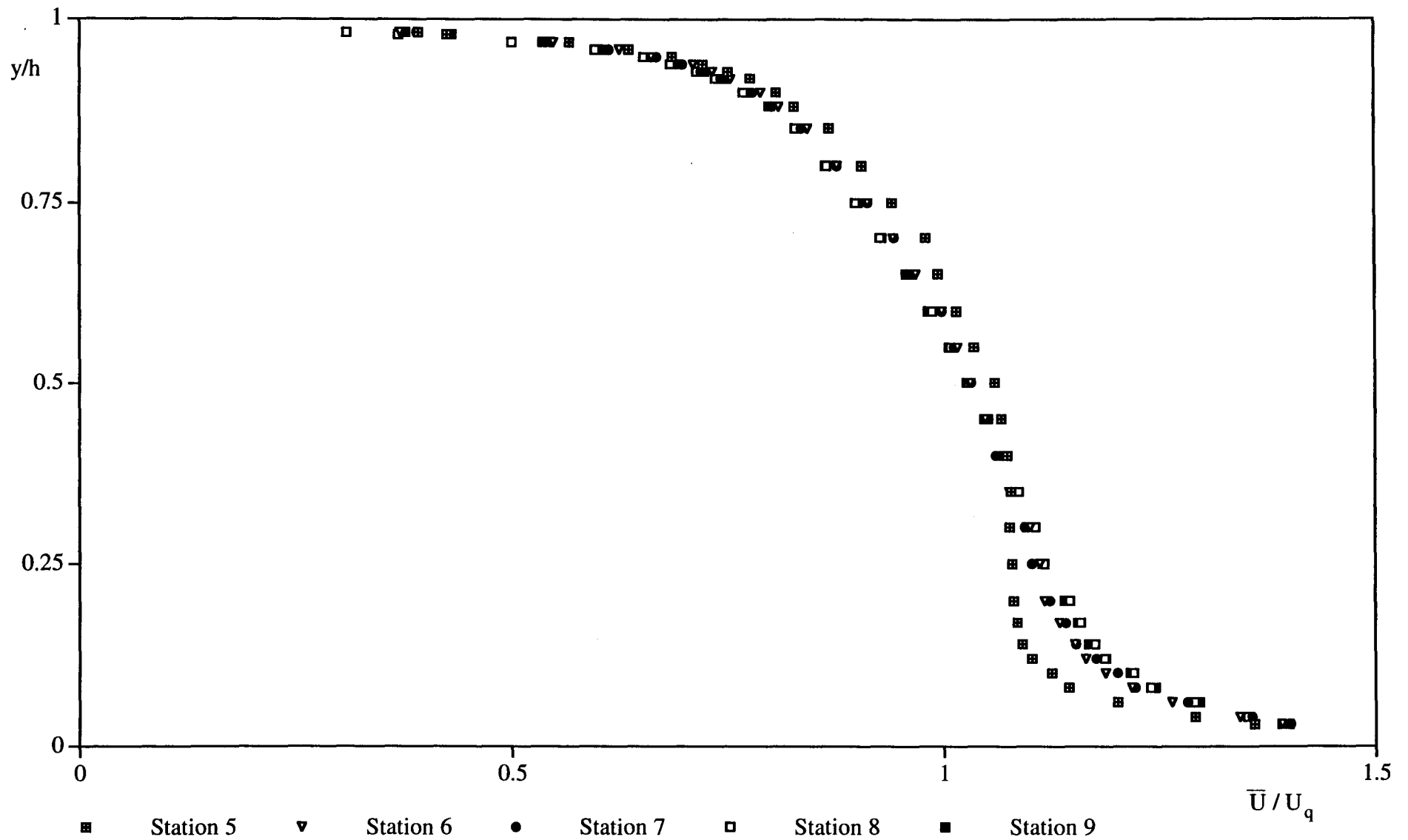


Figure 33b: Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Couette

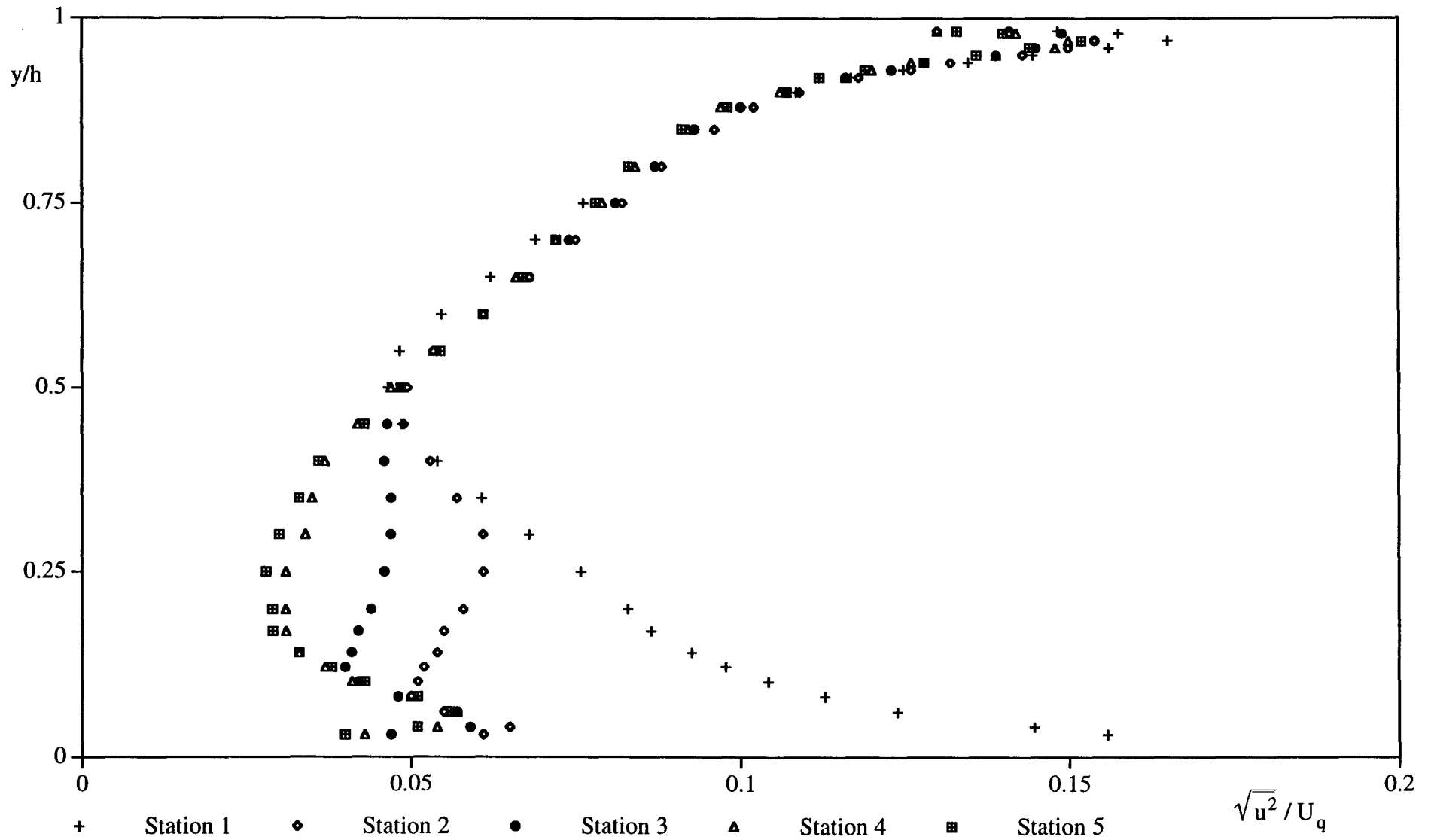


Figure 34a: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Couette

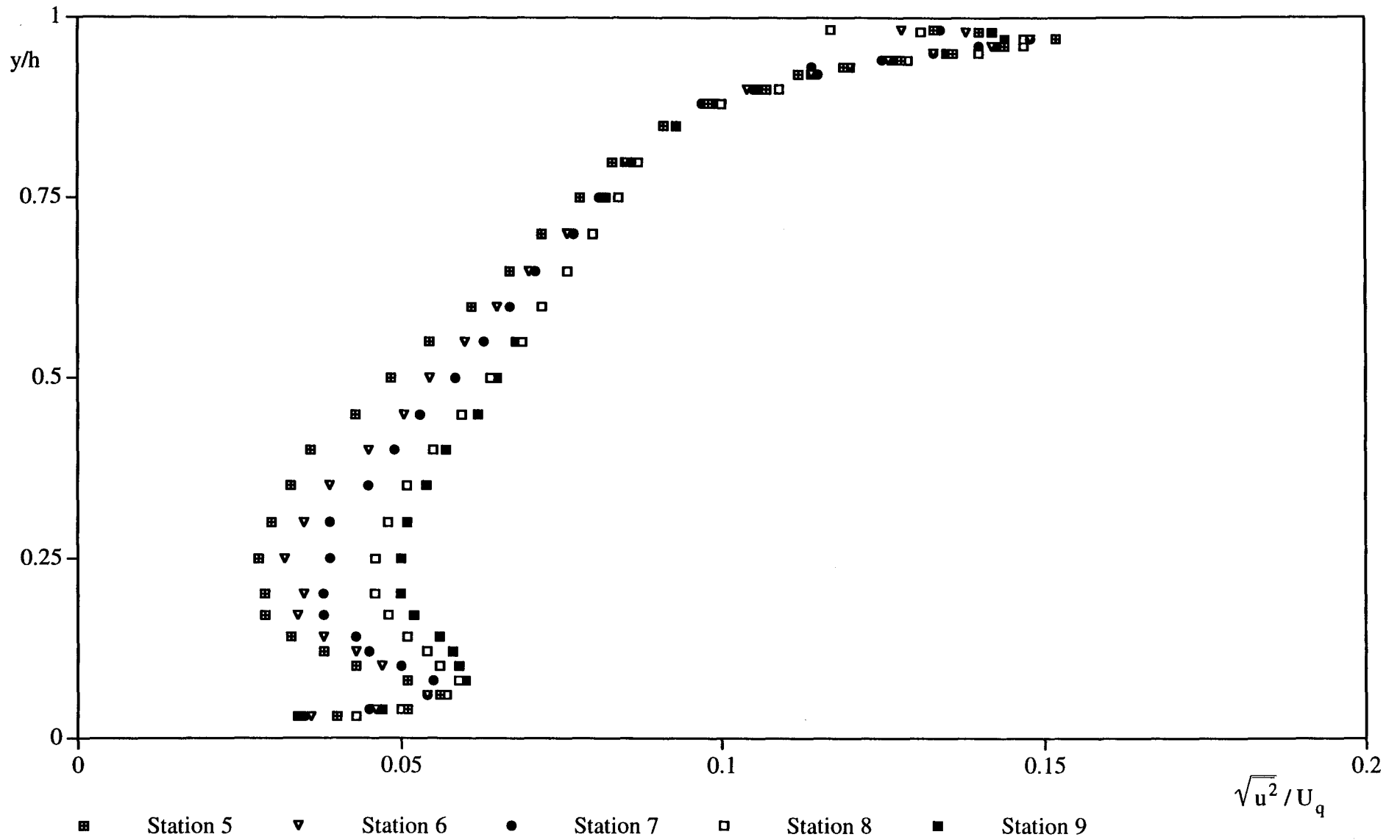


Figure 34b: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Couette

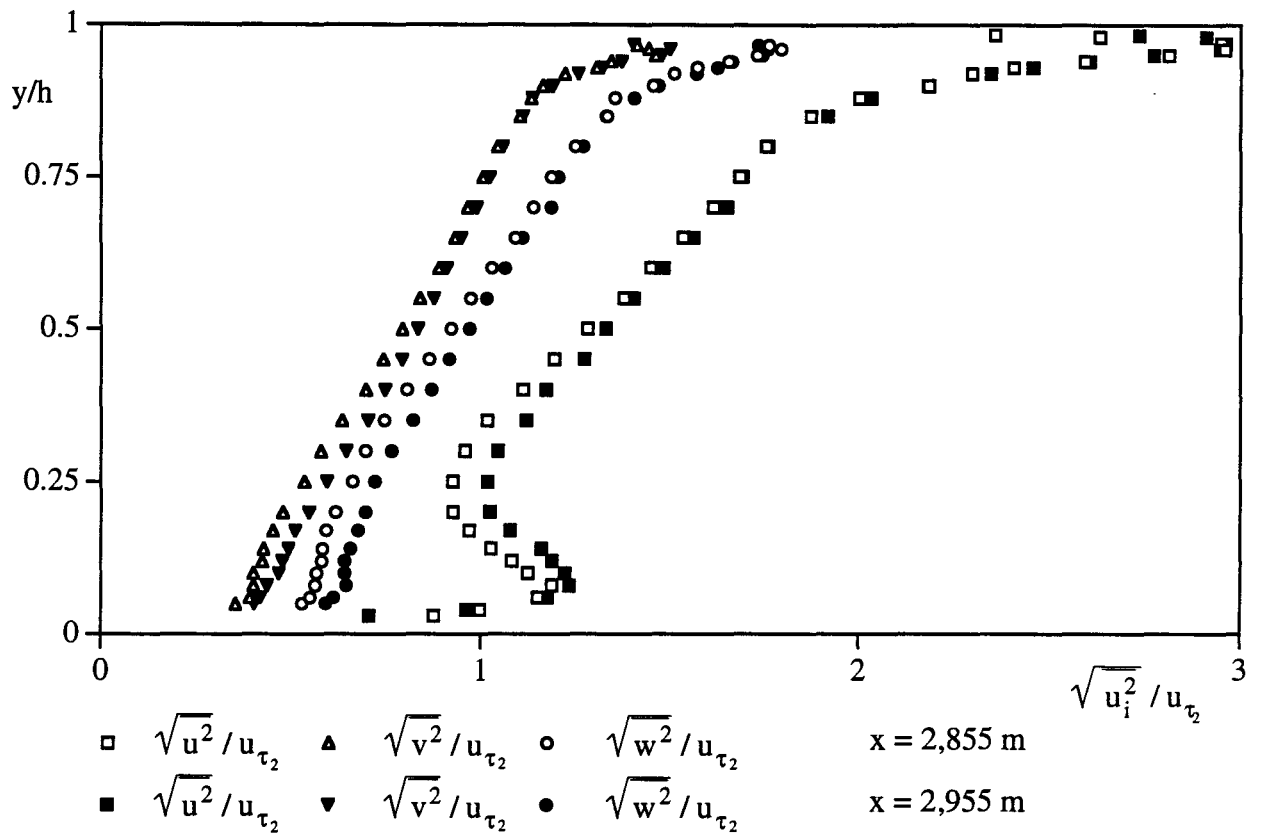


Figure 35: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette

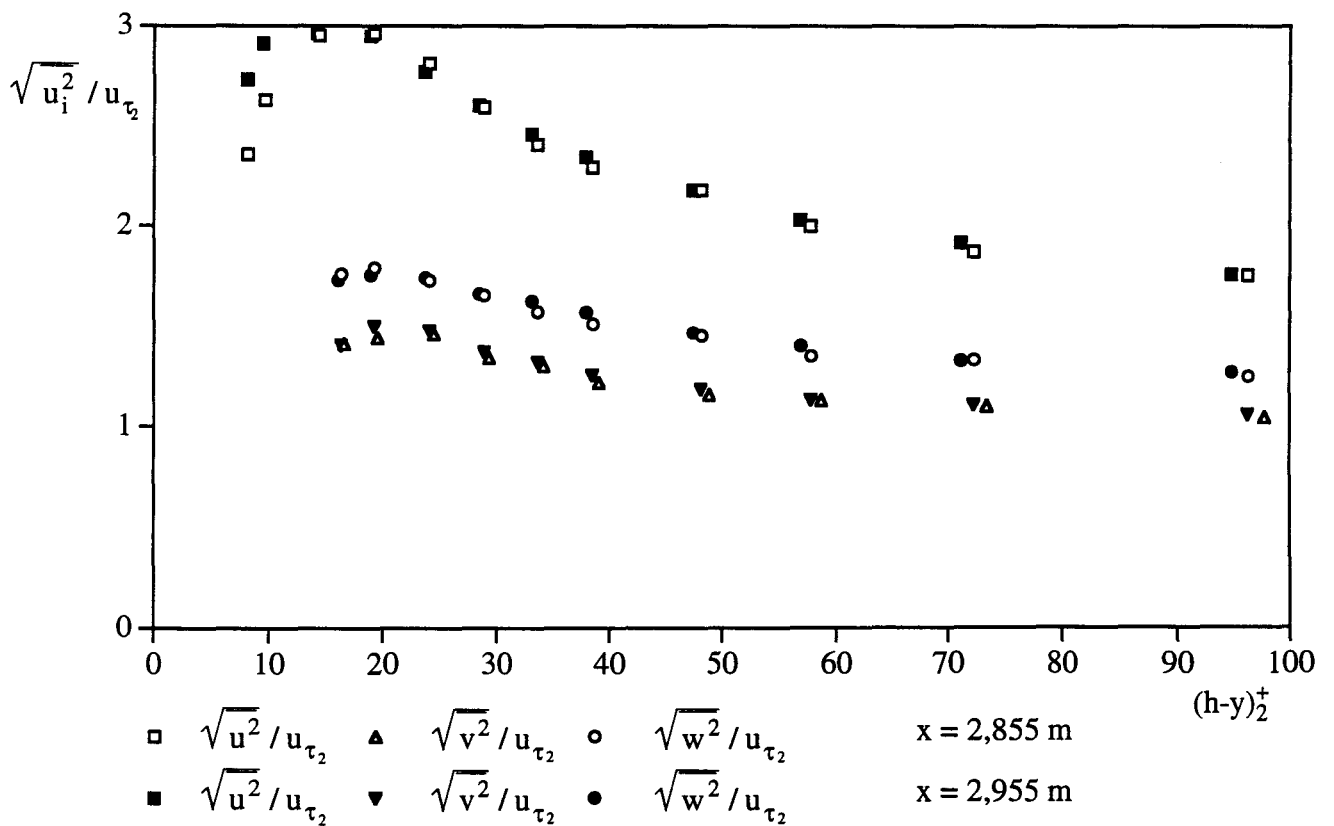


Figure 36: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette (paroi fixe)

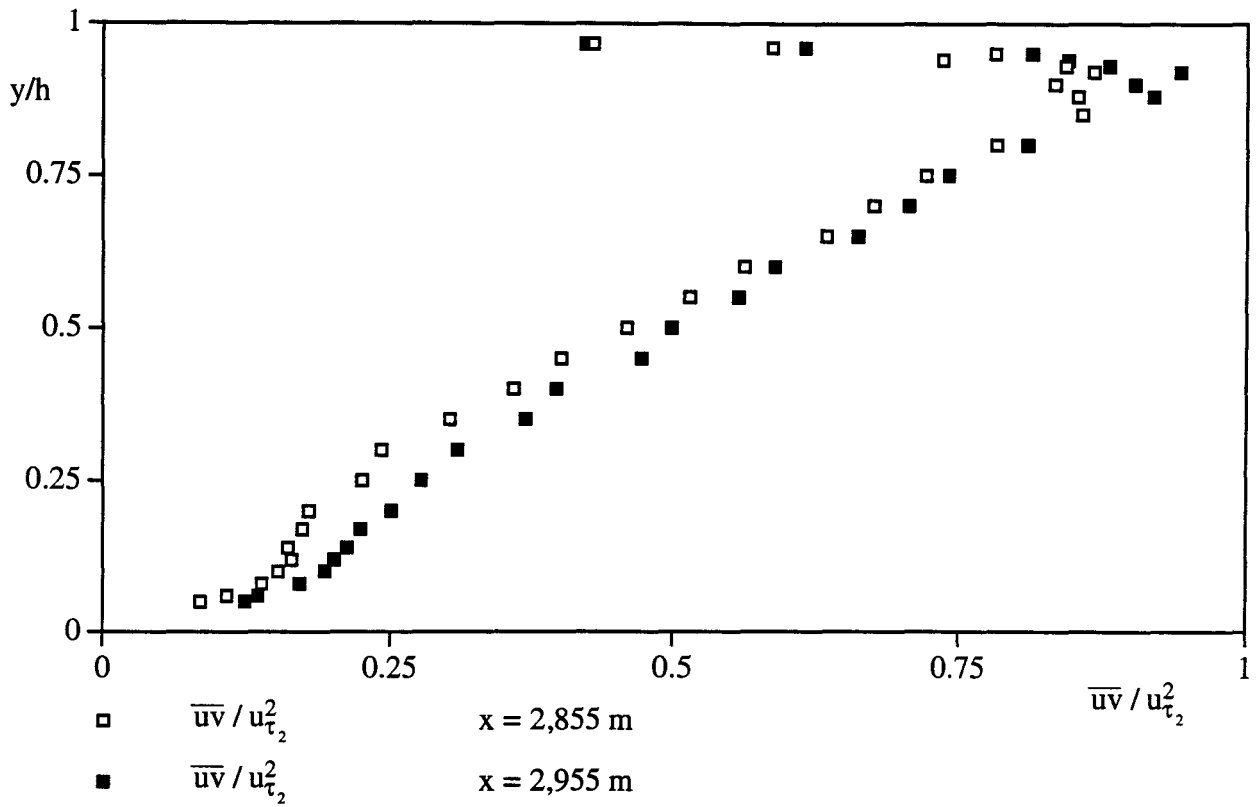


Figure 37: Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type Couette

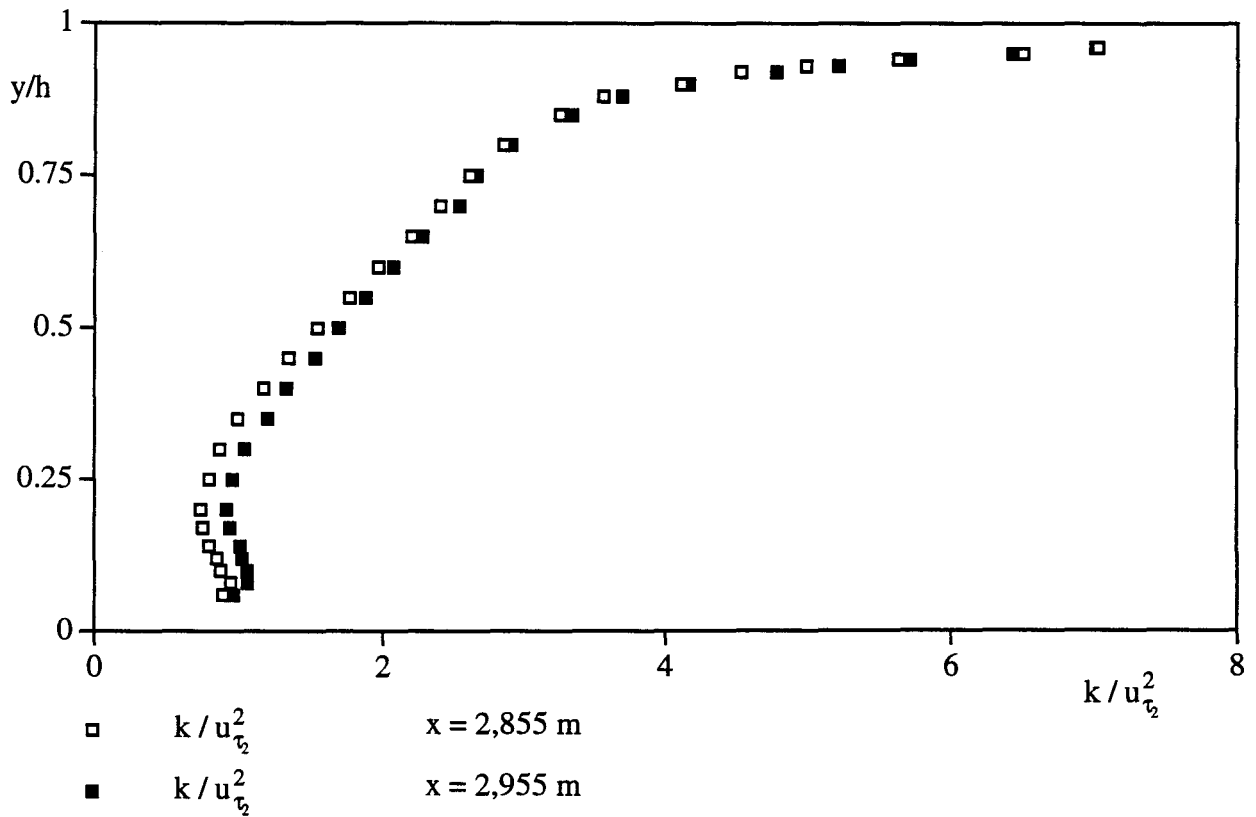


Figure 38: Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Couette

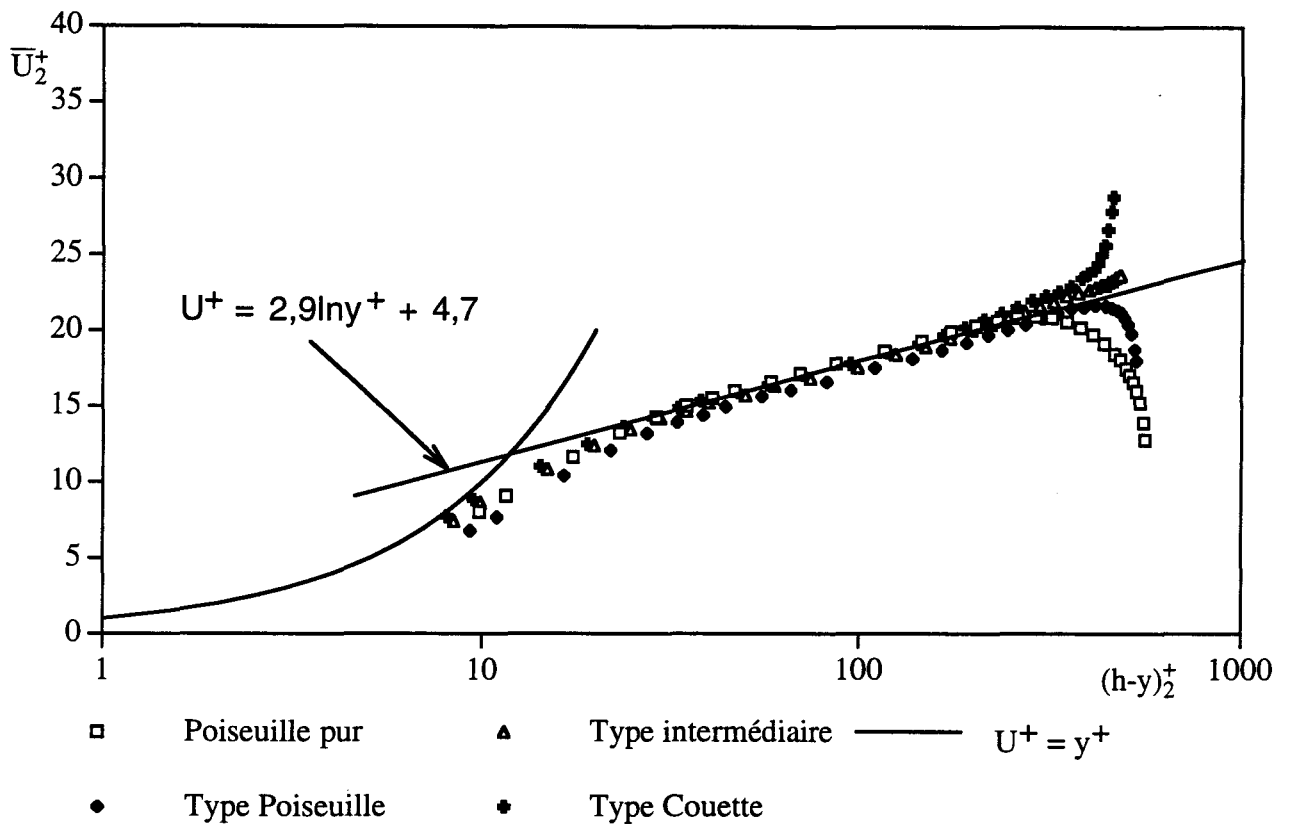


Figure 39: Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques (paroi fixe)

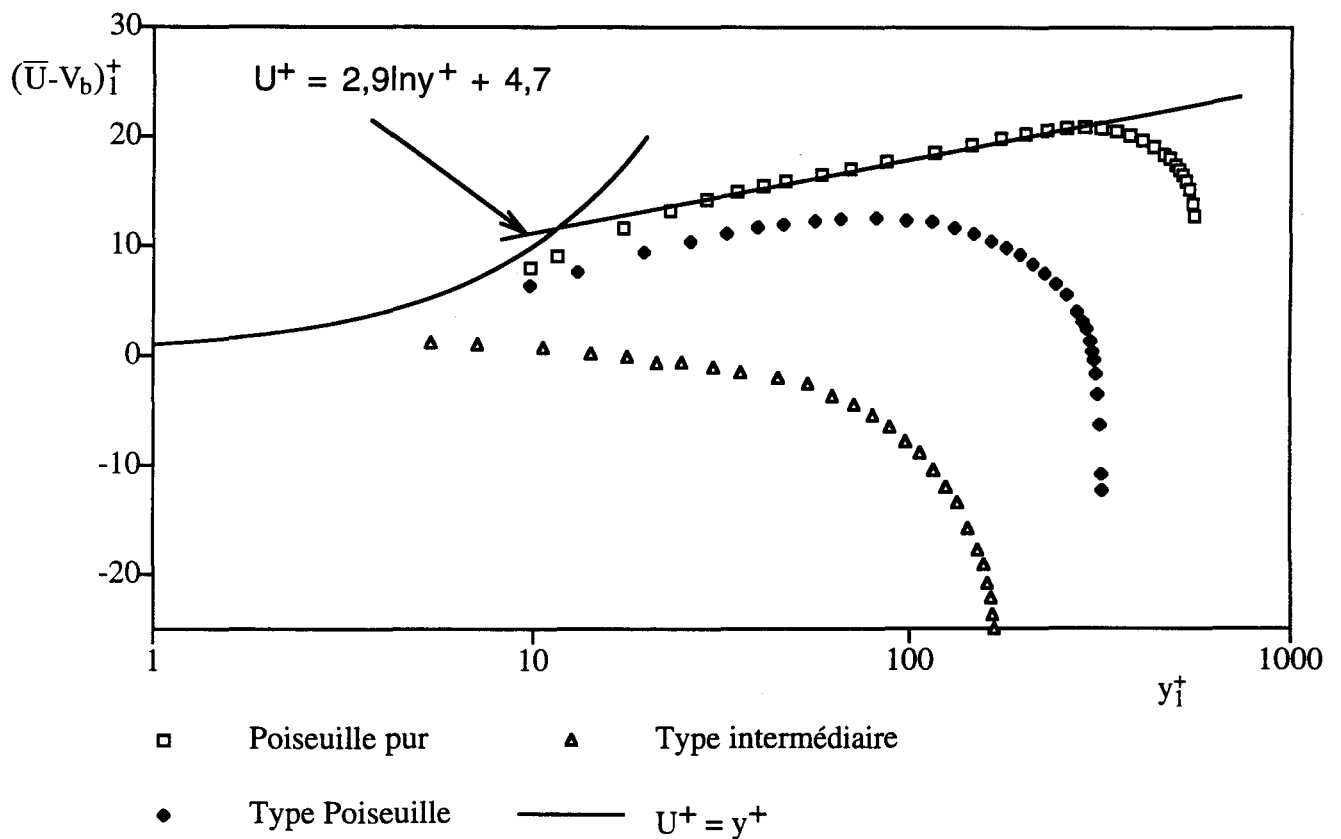


Figure 40: Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques (paroi mobile)

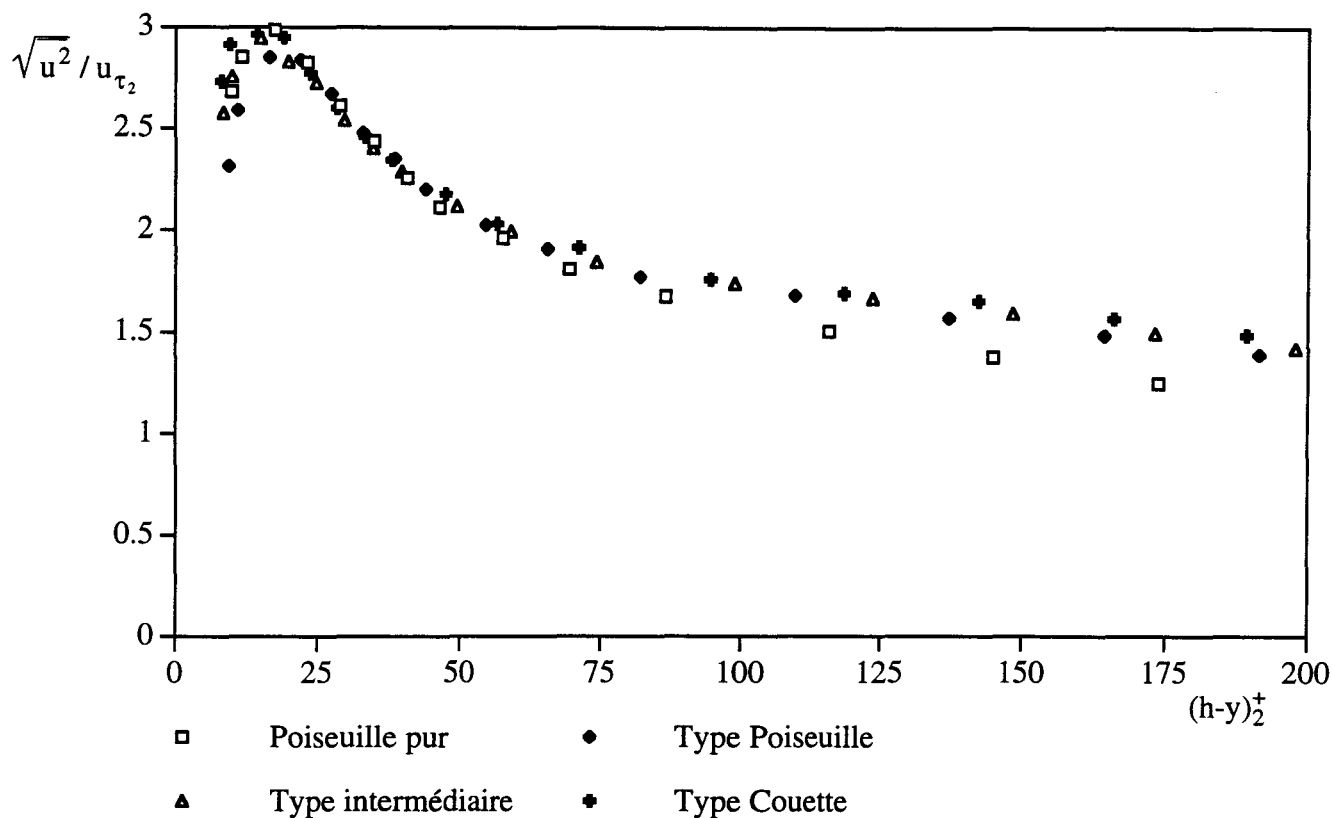


Figure 41: Profils de la corrélation longitudinale pour les quatre types d'écoulements

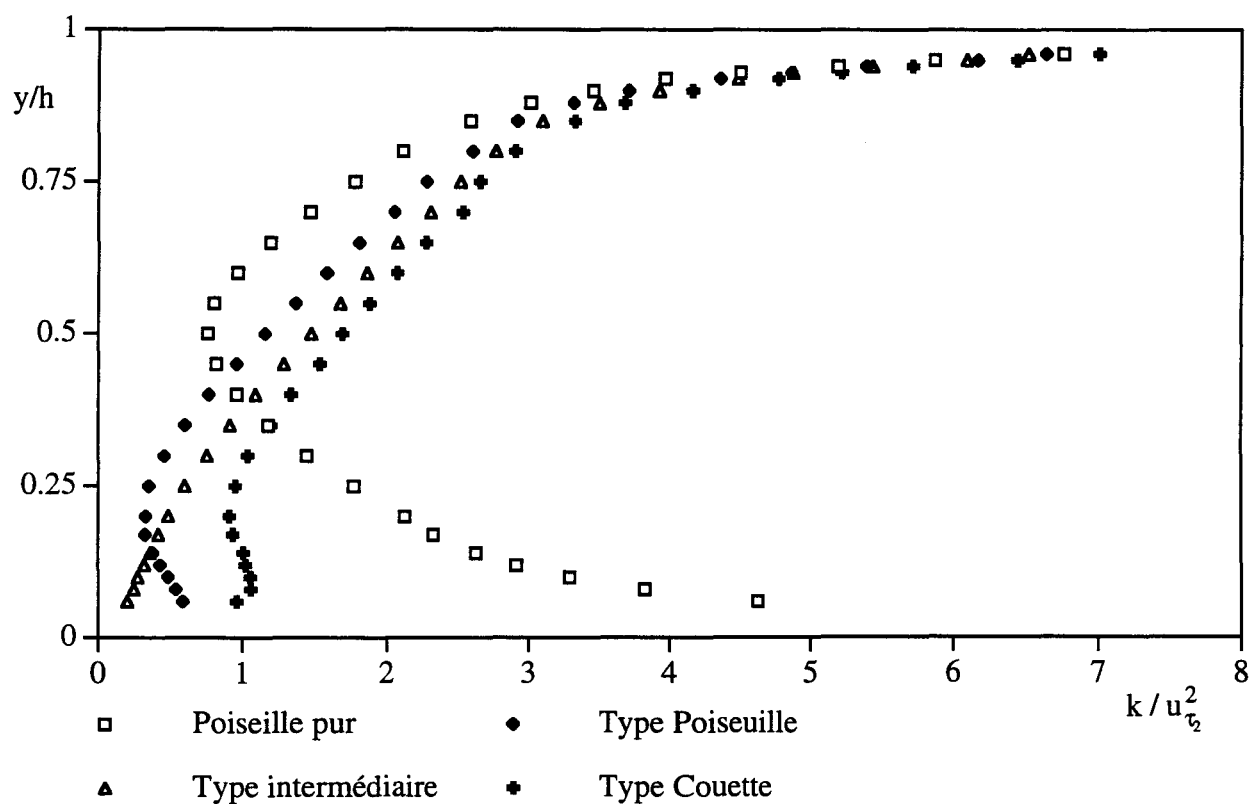


Figure 42: Profils d'énergie turbulente pour les quatre types d'écoulements

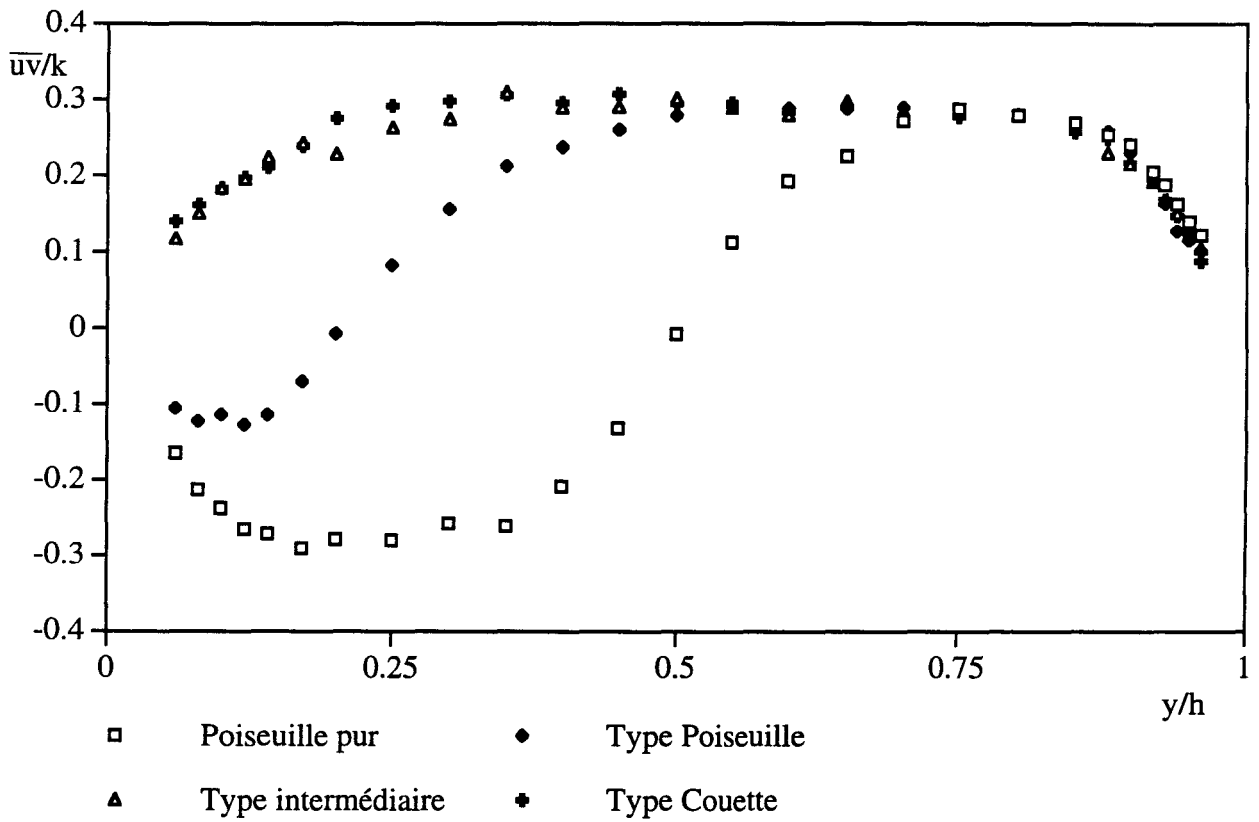


Figure 43: Rapport de la corrélation croisée à l'énergie turbulente pour les quatre types d'écoulement

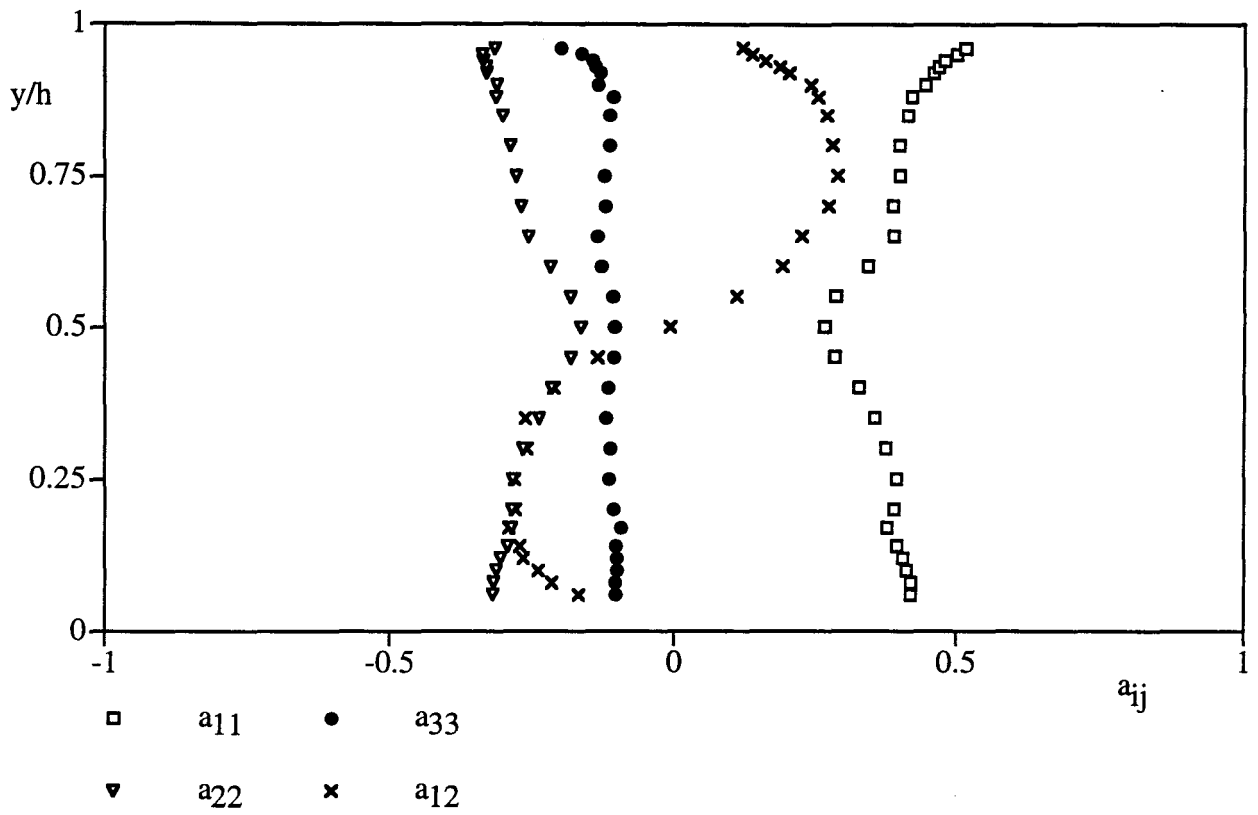


Figure 44: Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de Poiseuille pur

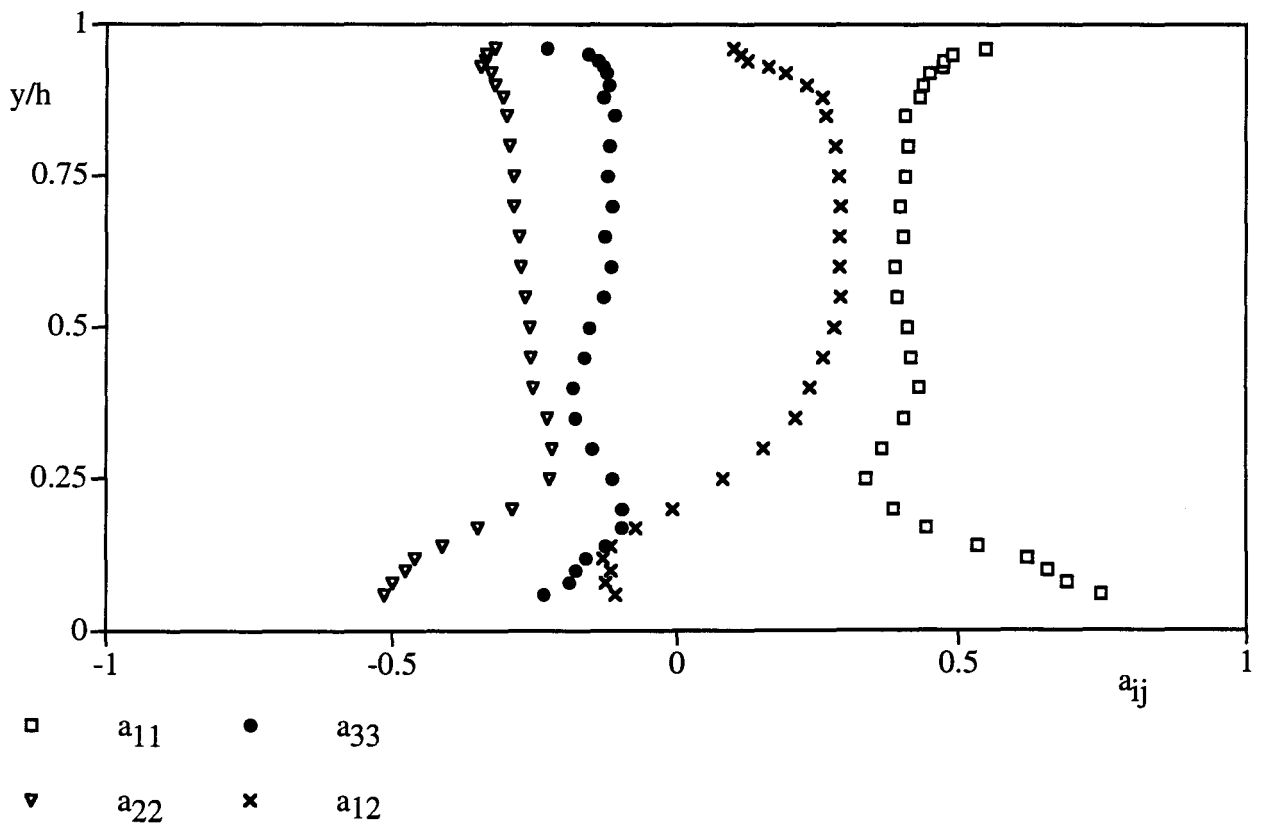


Figure 45: Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de type Poiseuille

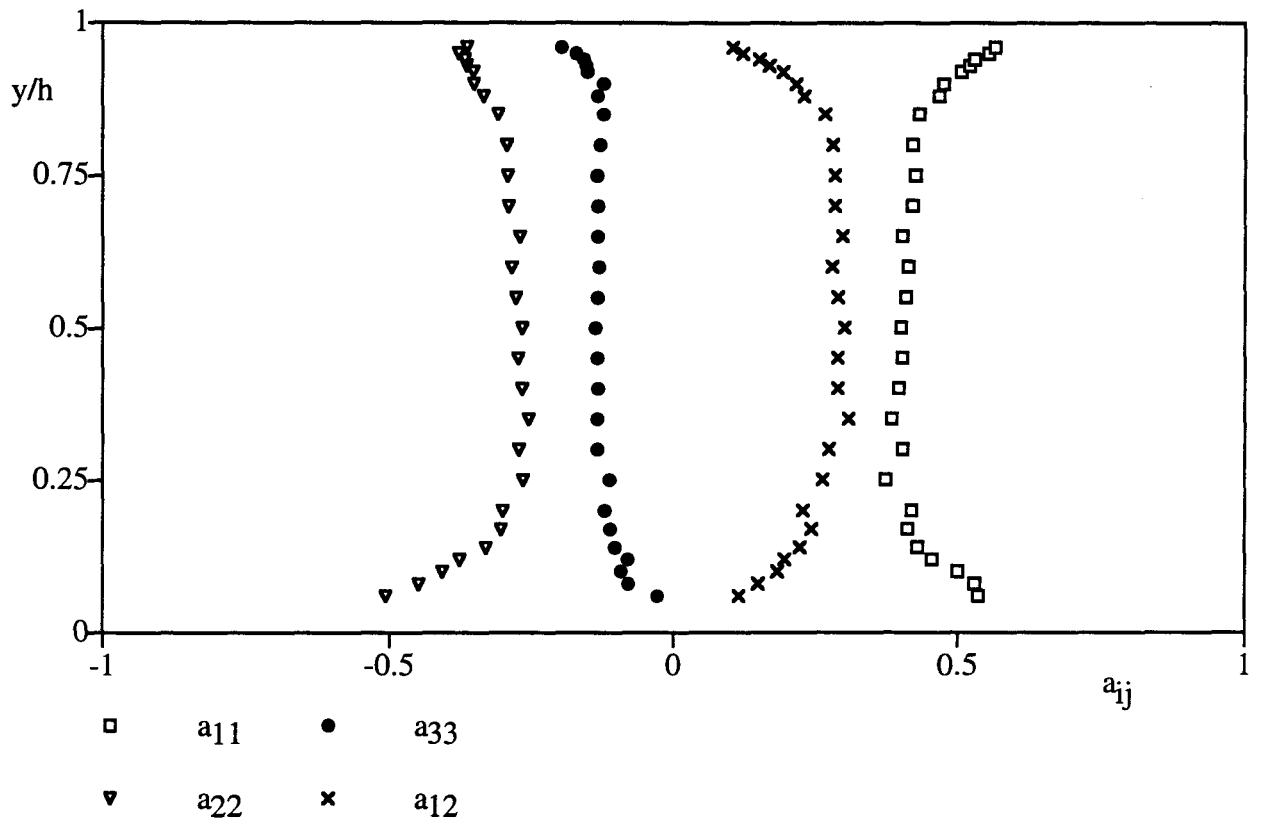


Figure 46: Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de type intermédiaire

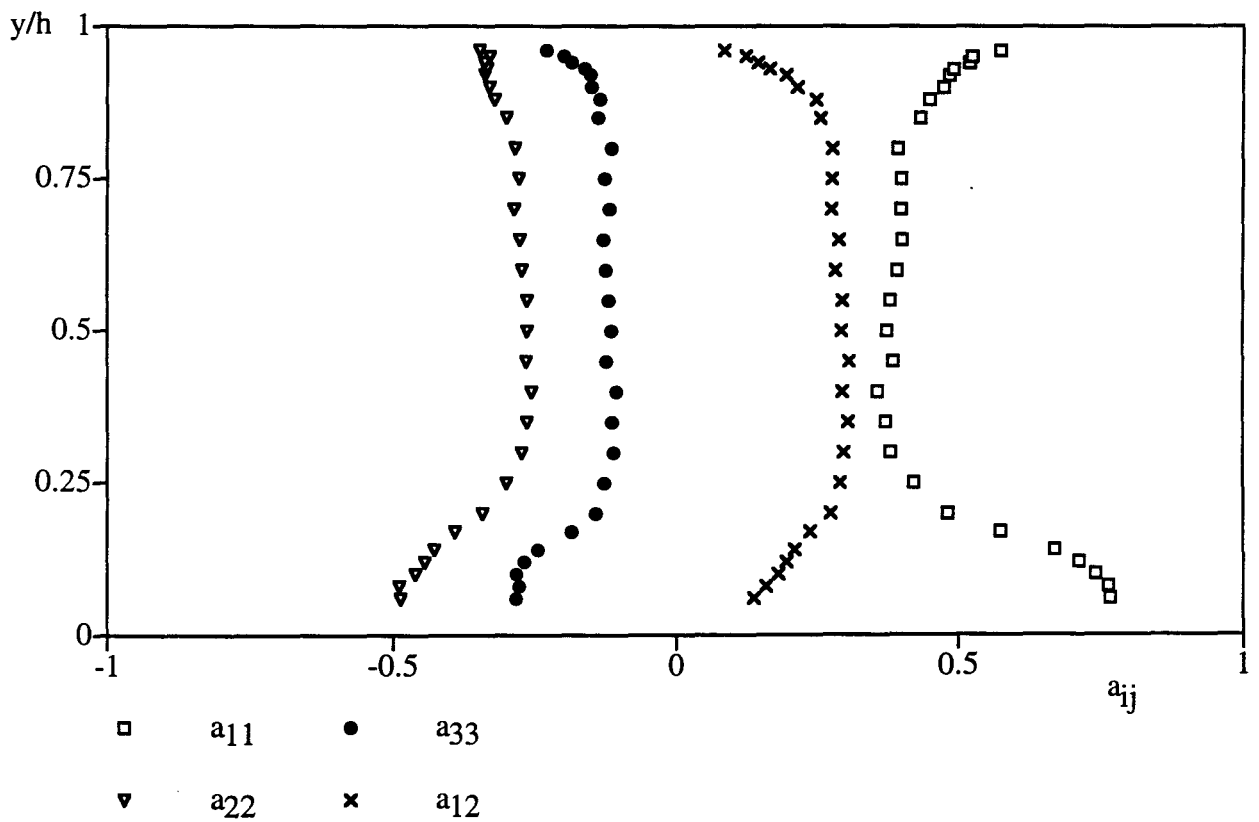


Figure 47: Tenseur d'anisotropie pour l'écoulement de type Couette

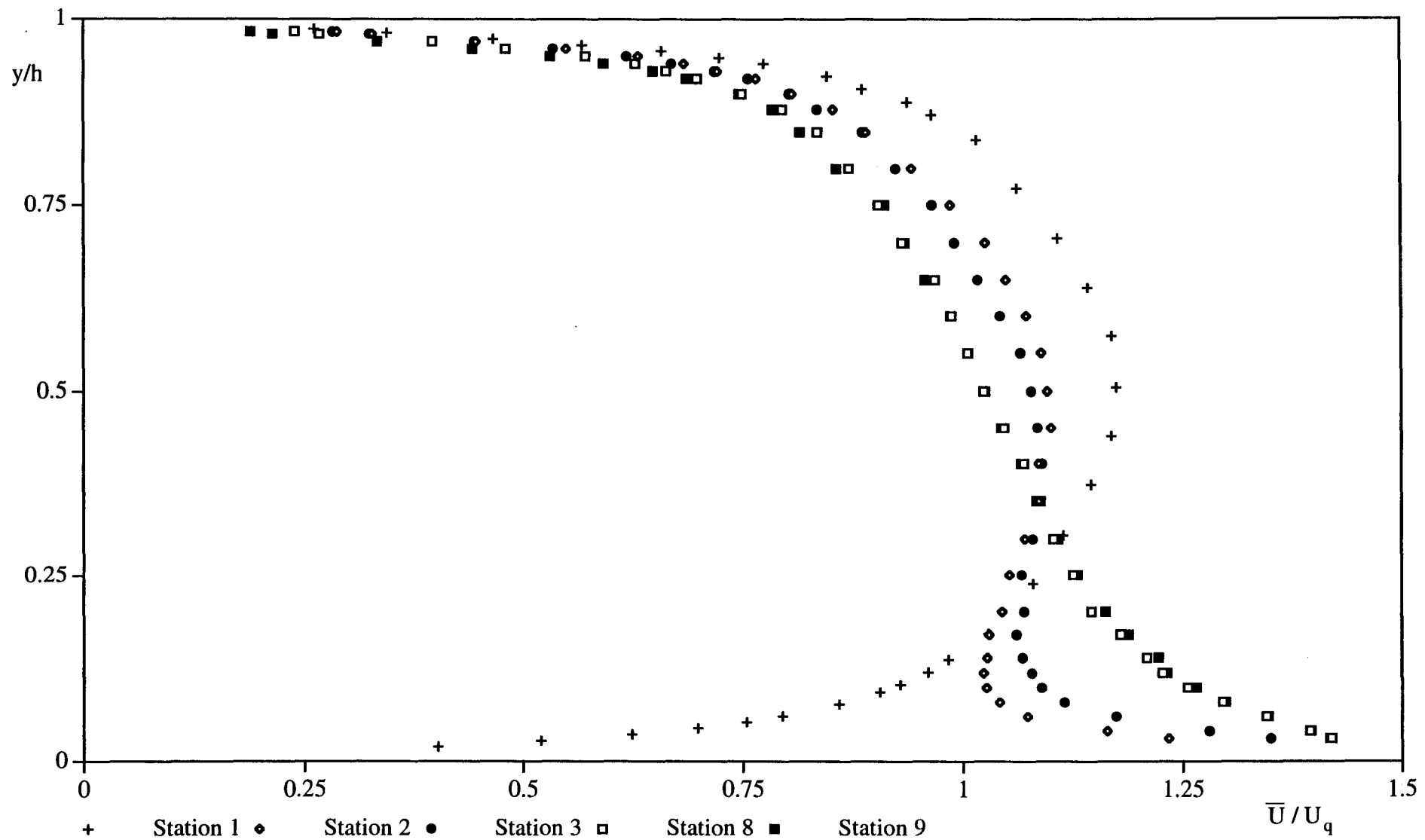


Figure 48: Etablissement de la vitesse moyenne en cinq stations pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds

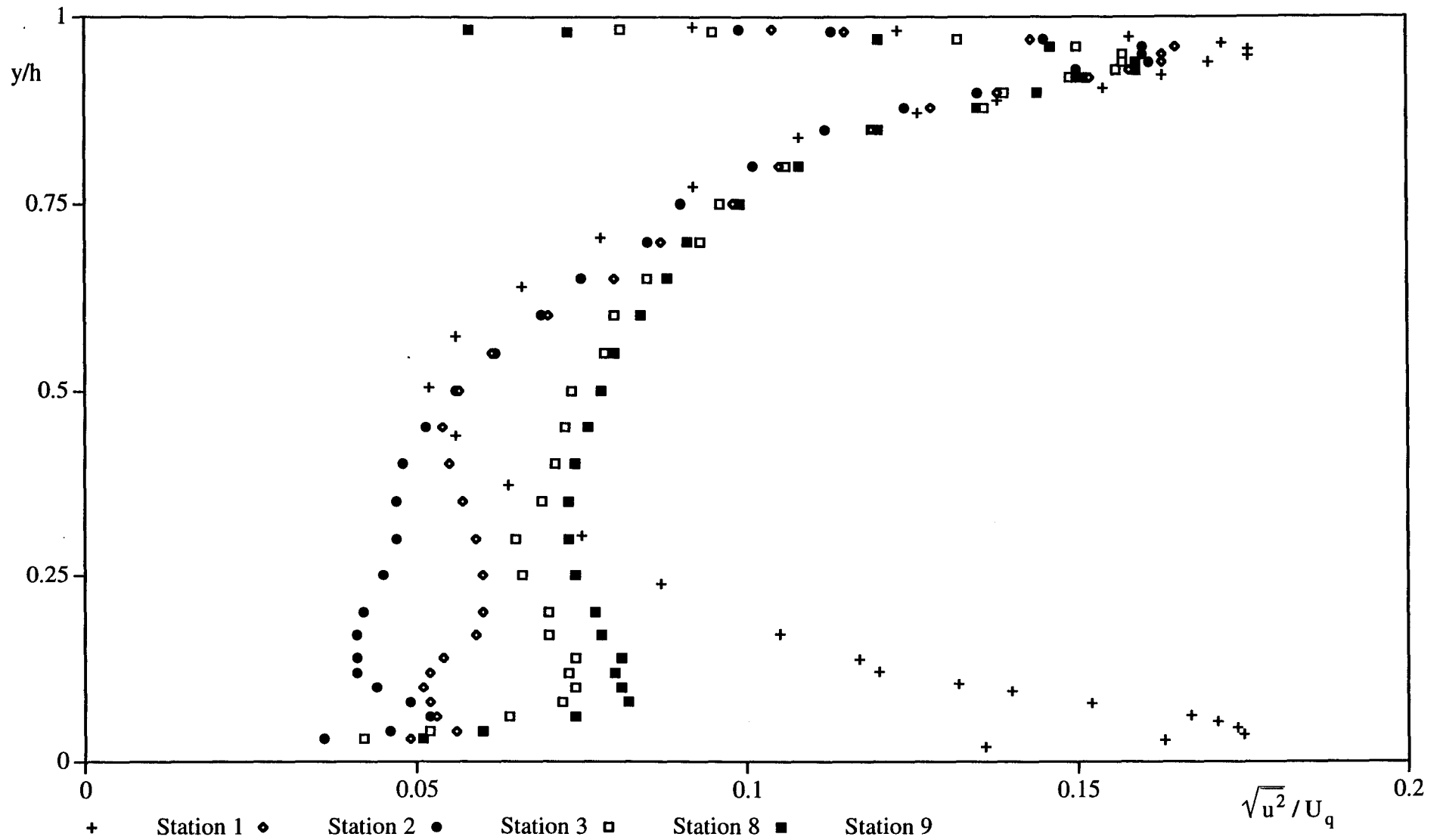


Figure 49: Etablissement de la corrélation longitudinale en cinq stations pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds

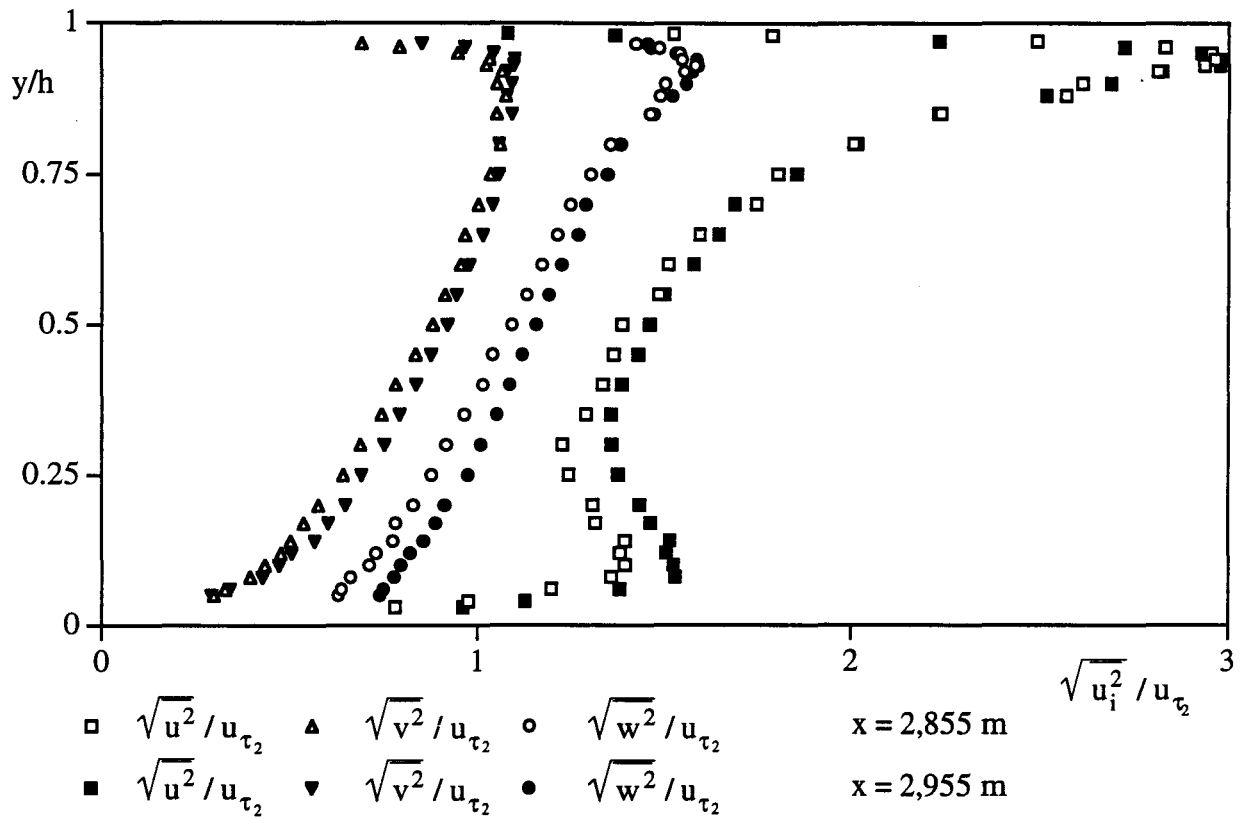


Figure 50: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds

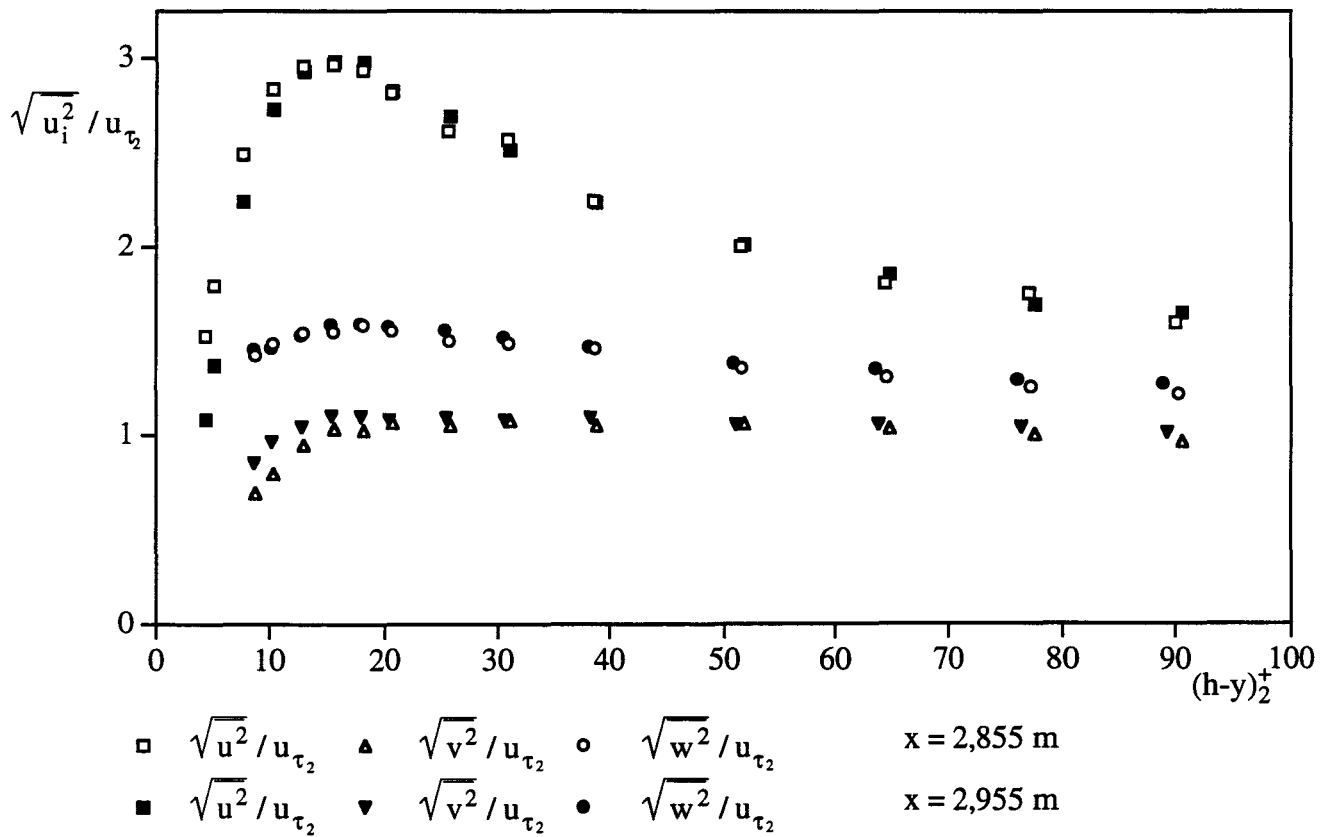


Figure 51: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds (paroi fixe)

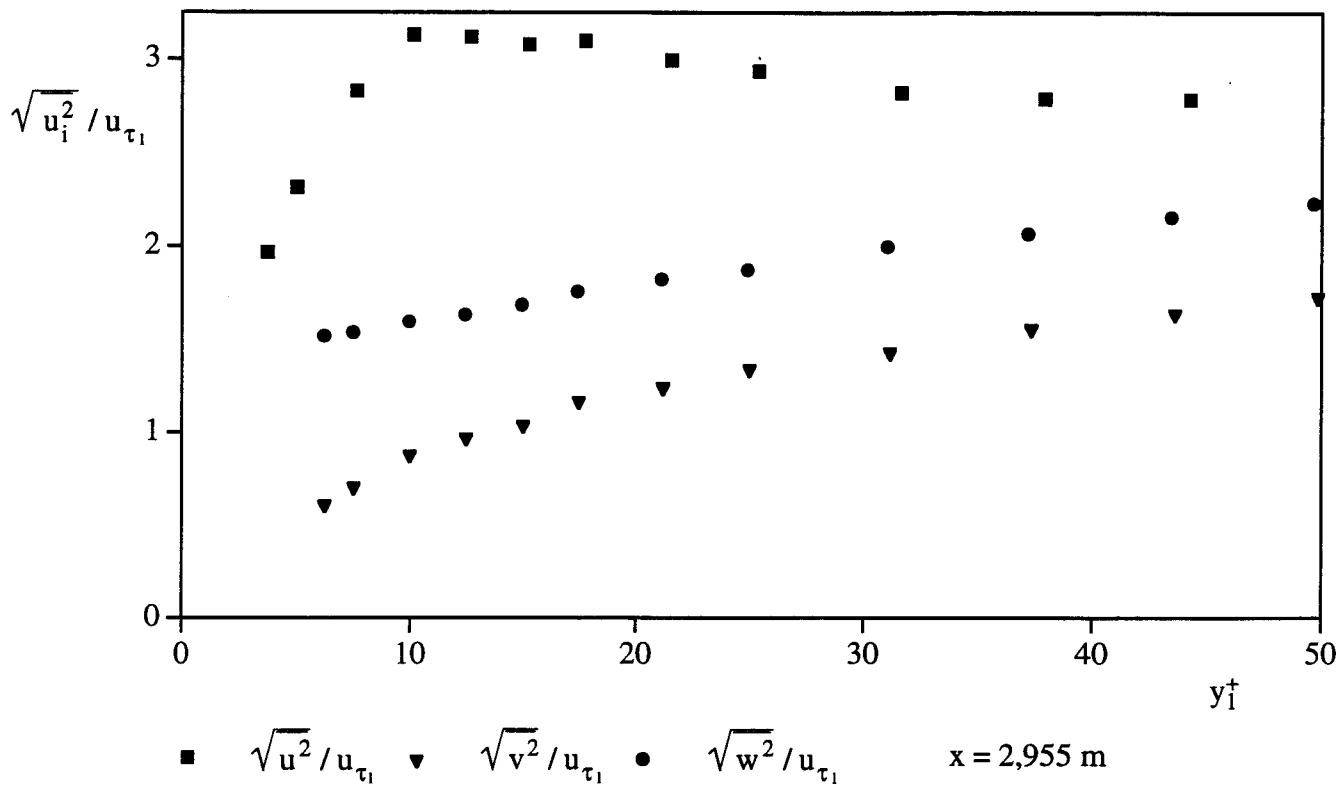


Figure 52: Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds (paroi mobile)

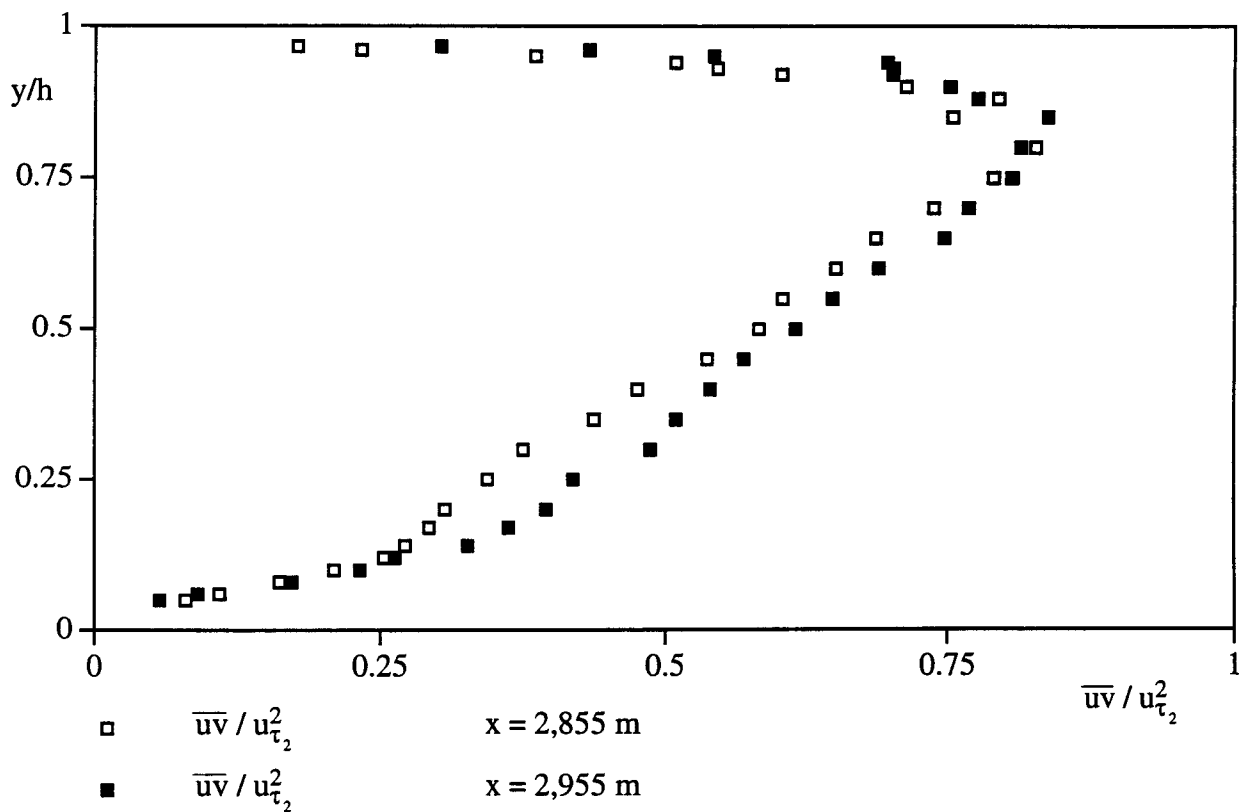
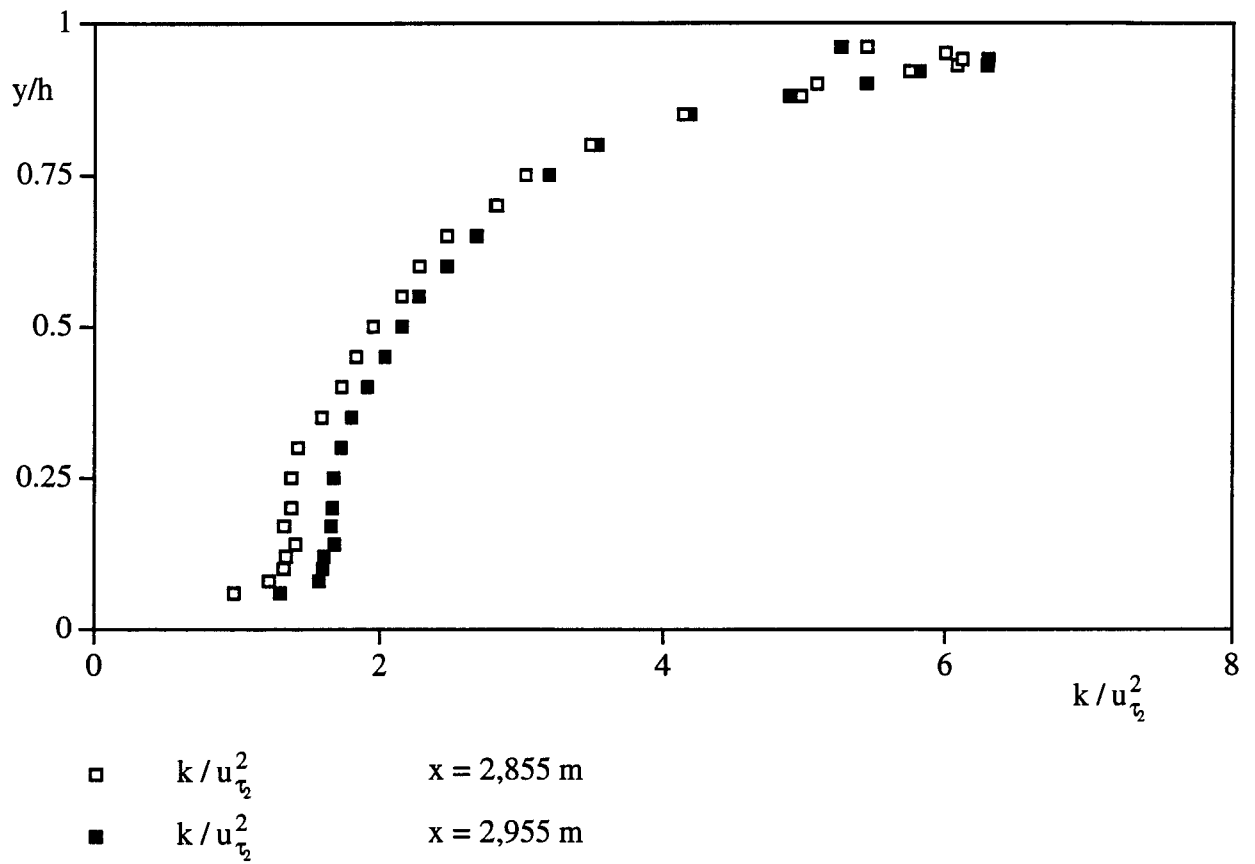


Figure 53: Profils des corrélations croisées pour l'écoulement de type Couette à faible nombre de Reynolds



**Figure 54: Profils d'énergie turbulente
 pour l'écoulement de type Couette
 à faible nombre de Reynolds**

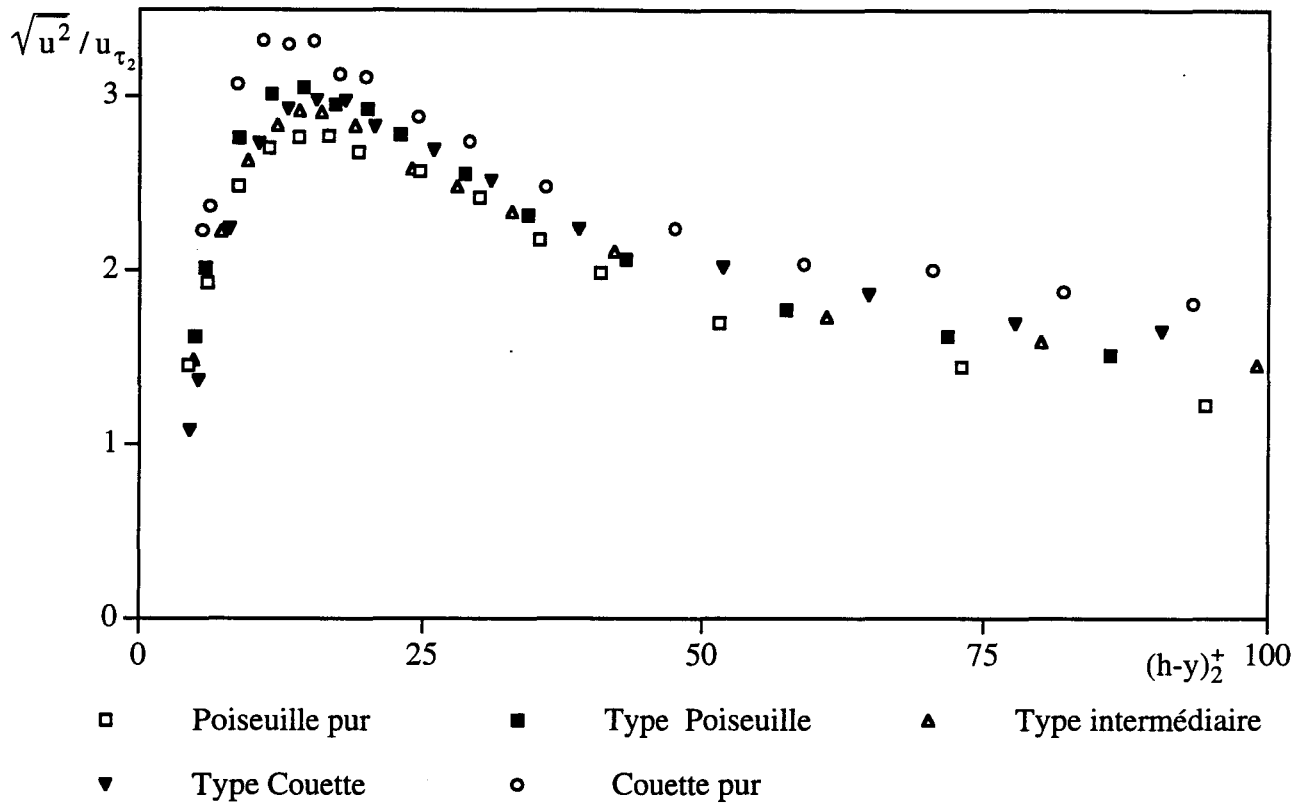


Figure 55: Profils de la corrélation longitudinale pour cinq types d'écoulements à faible nombre de Reynolds

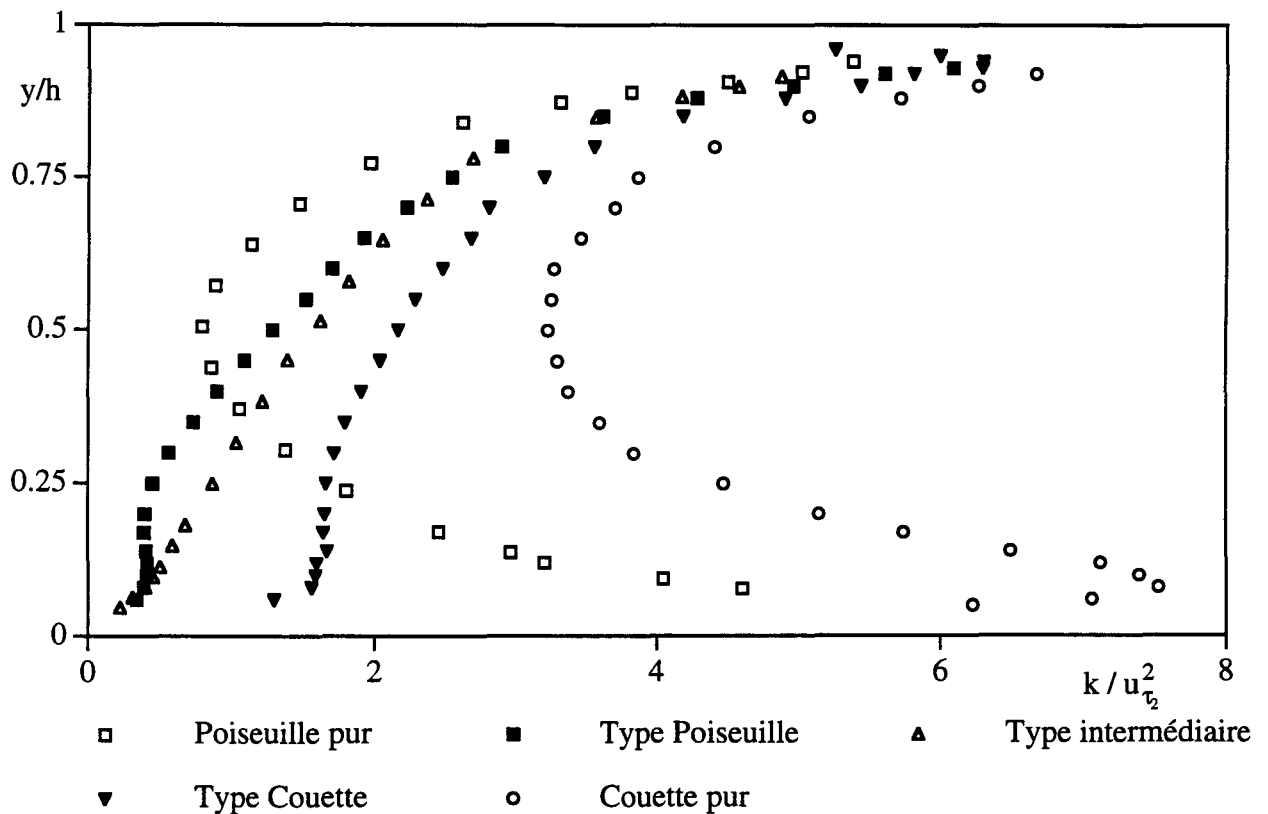


Figure 56: Profils d'énergie turbulente pour cinq types d'écoulement à faible nombre de Reynolds

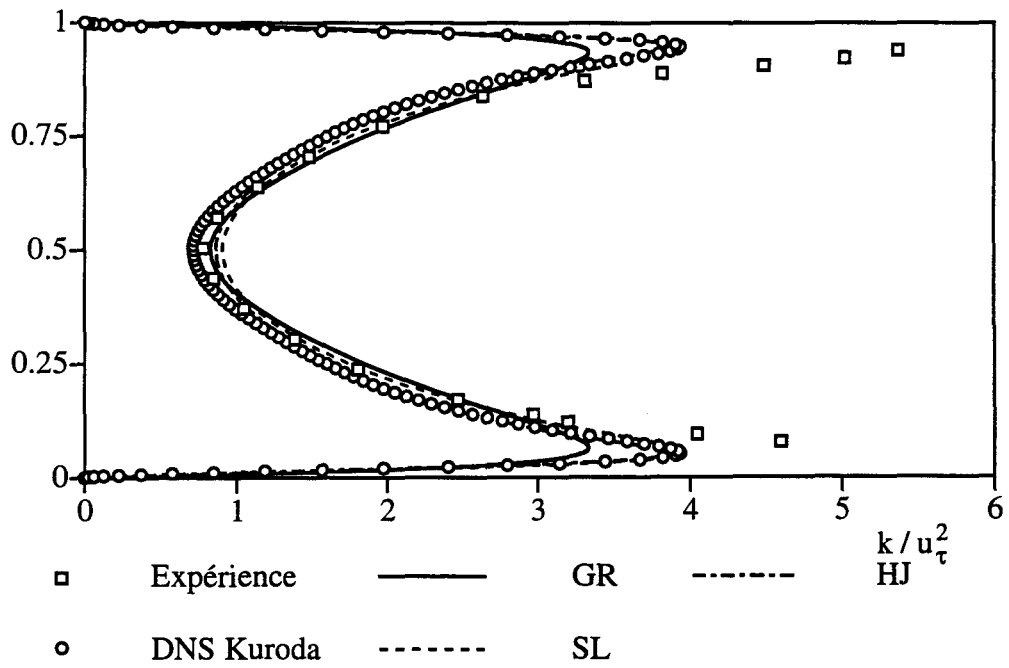
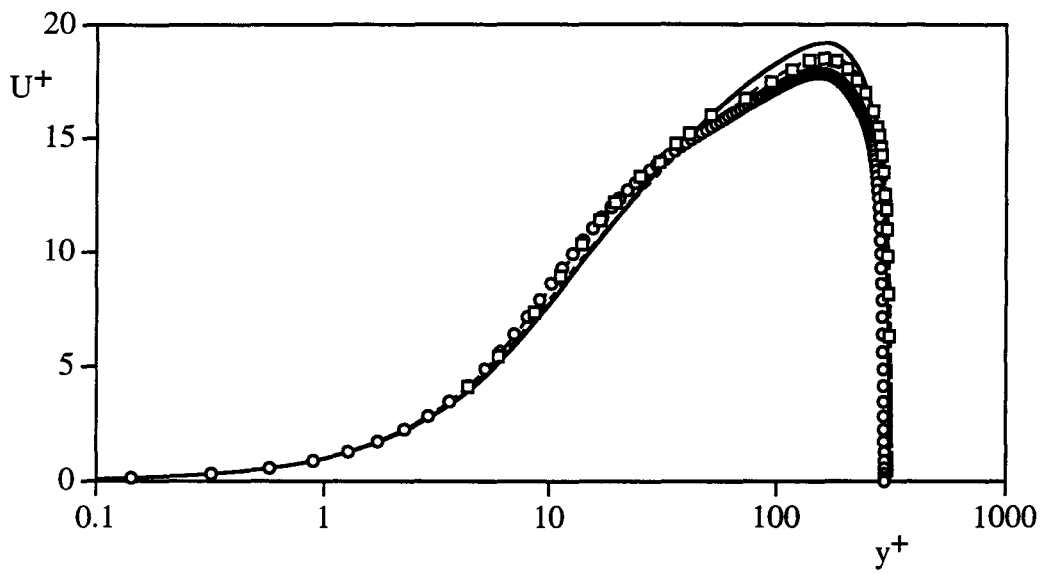
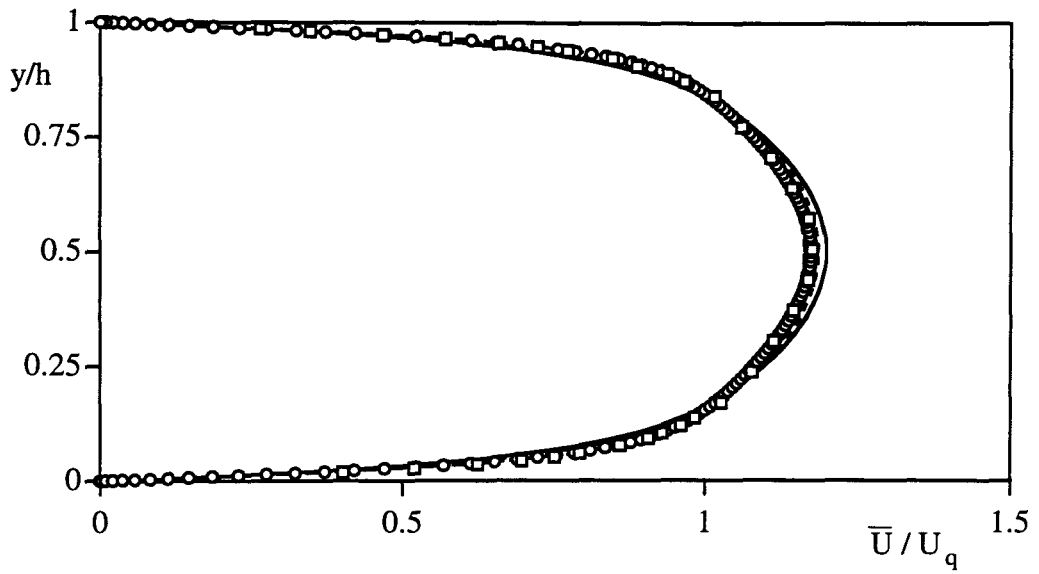


Figure 57: Prédications de U et de k pour l'écoulement de Poiseuille pur à Req 5000

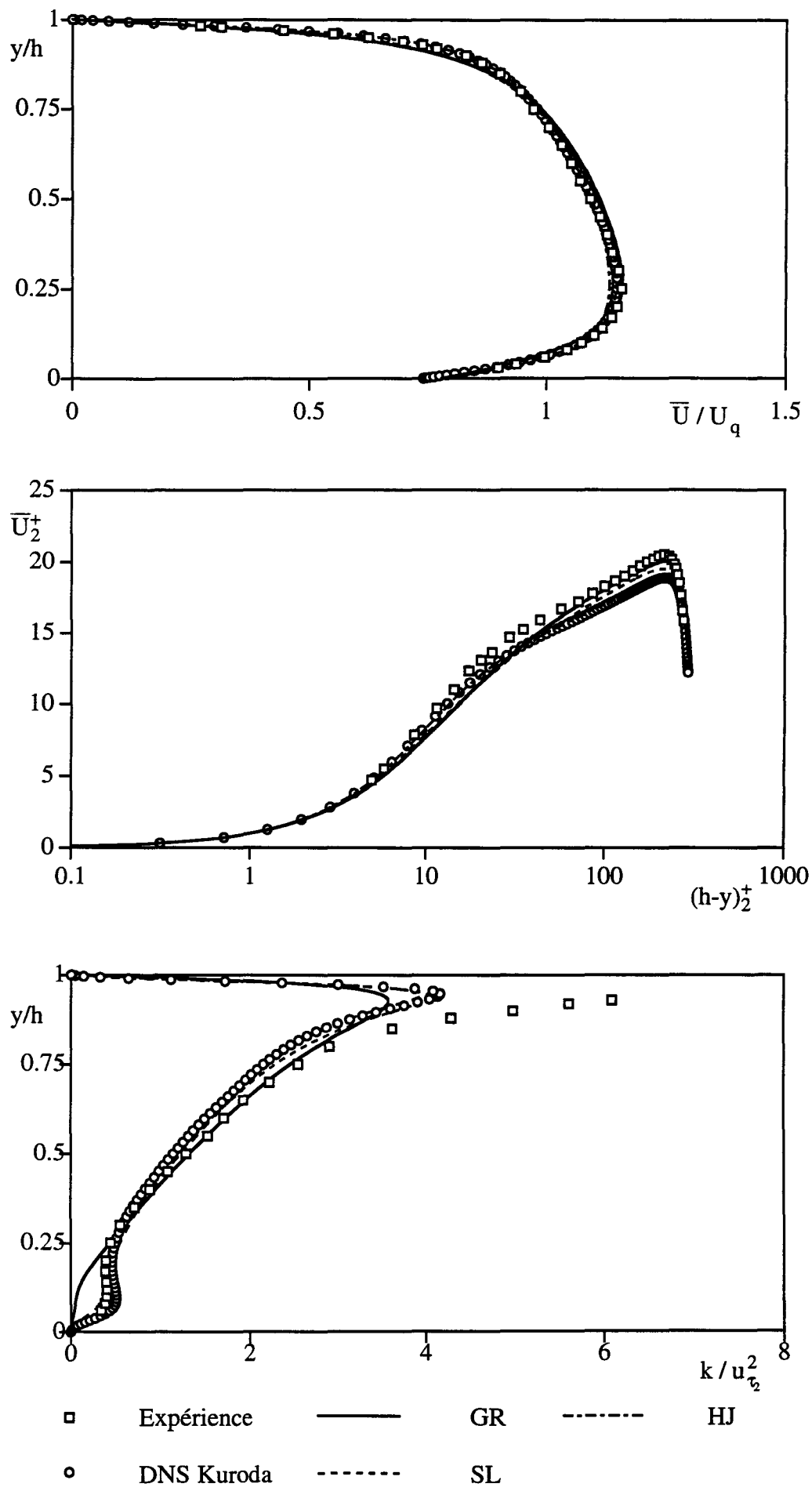


Figure 61: Prédications de U et de k pour l'écoulement de type Poiseuille à Re_q 5000

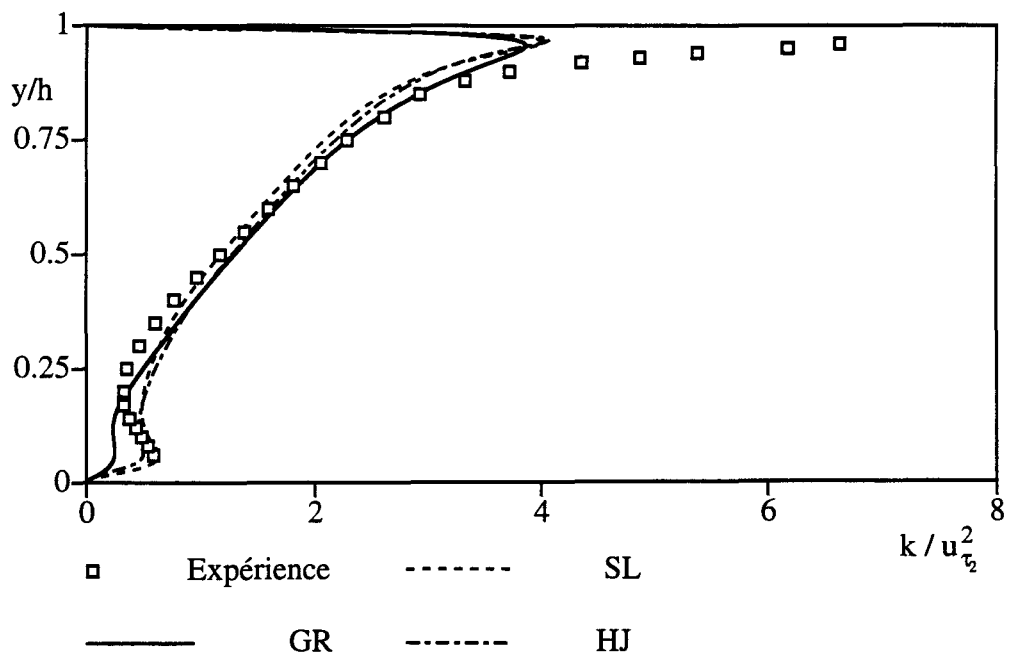
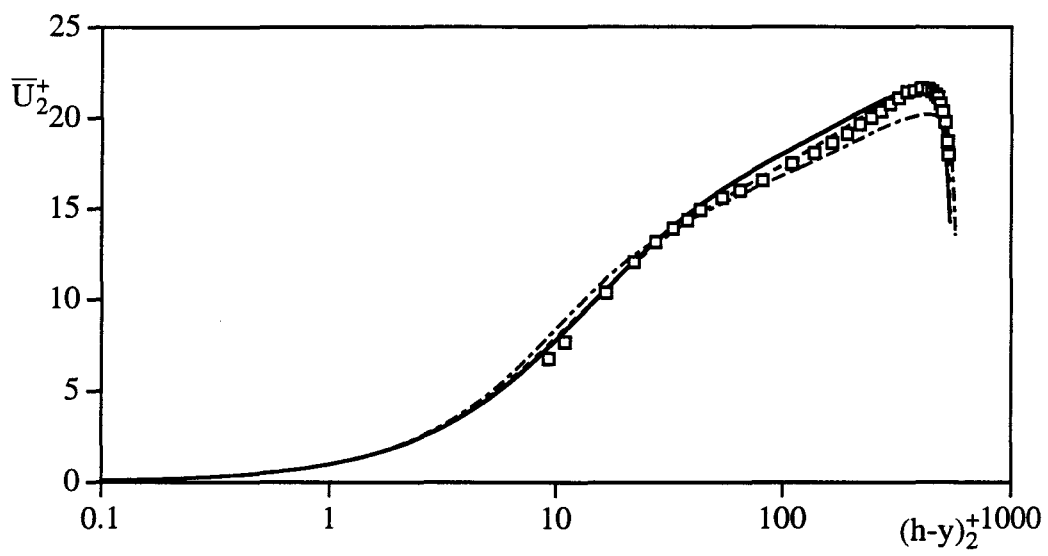
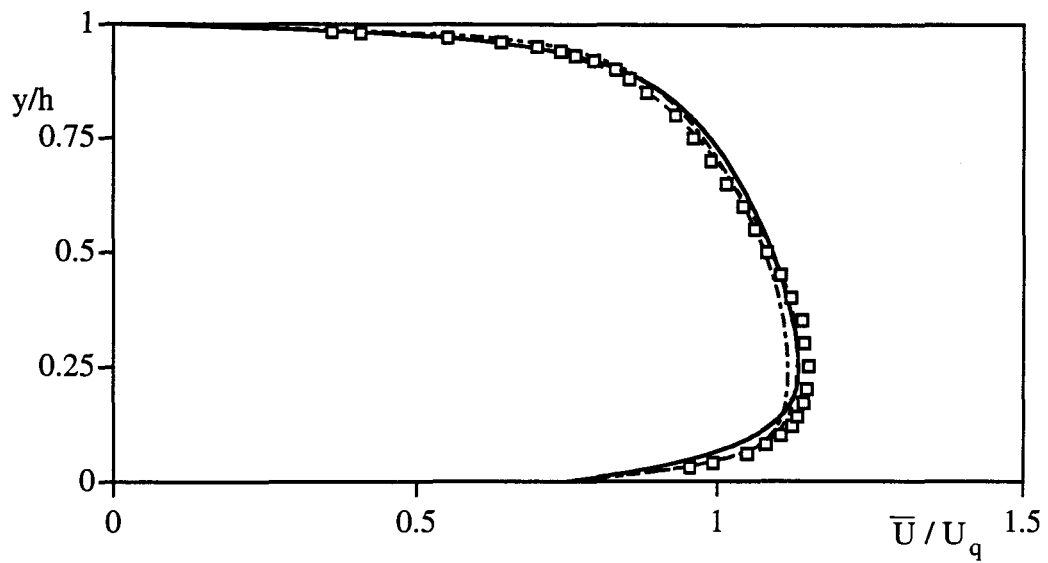


Figure 62: Prédications de U et de k pour l'écoulement de type Poiseuille à Re_q 10000

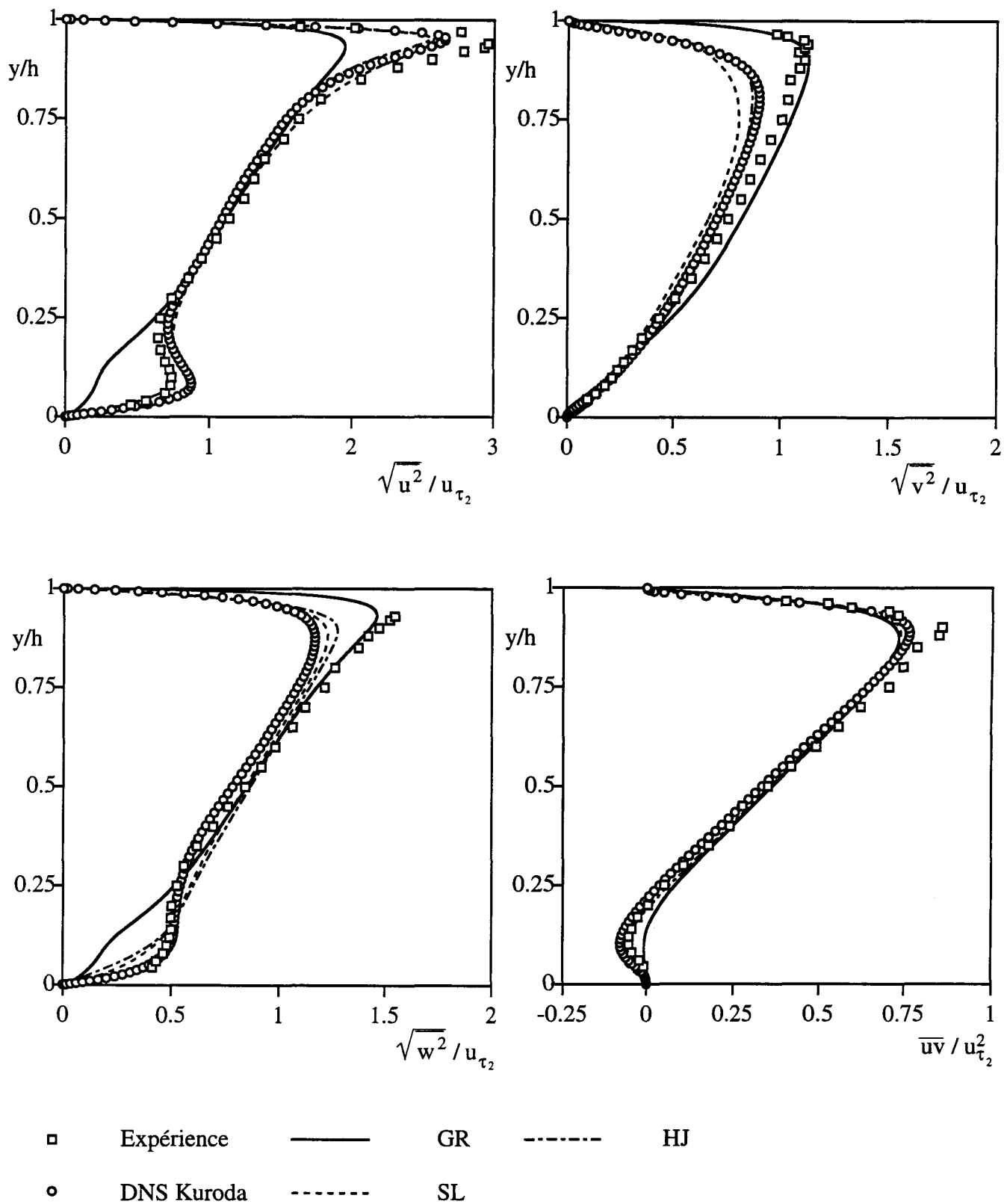


Figure 63 : Prédications de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Poiseuille à $Re_{\tau} 5000$

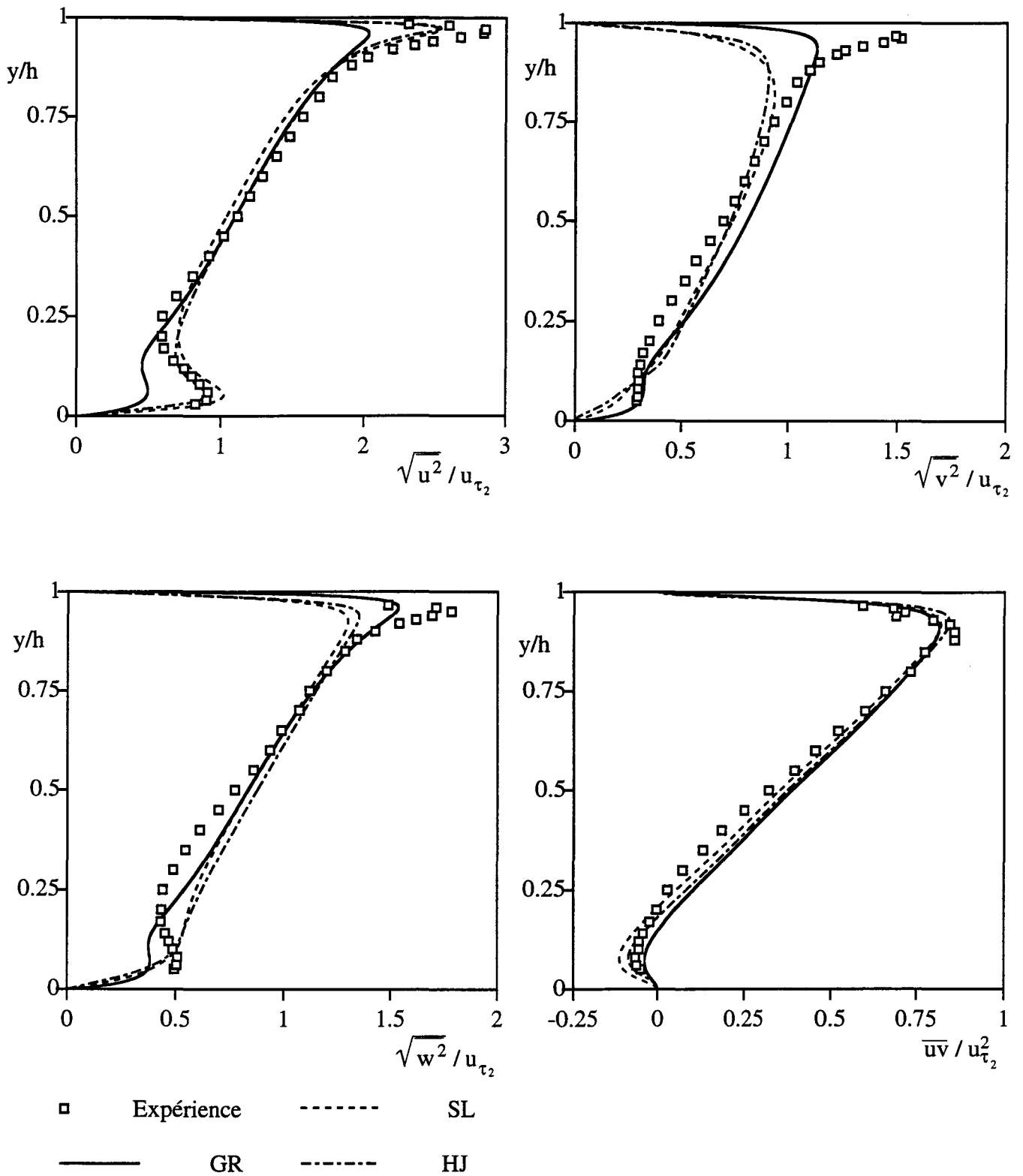


Figure 64: Prédiction de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Poiseuille à $Re_{\tau} 10000$

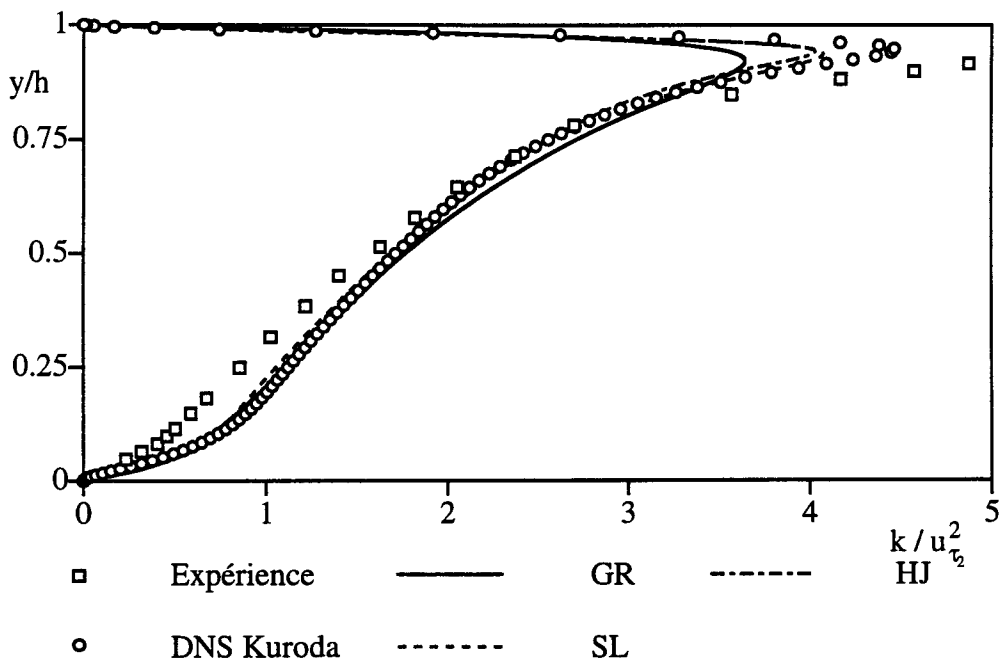
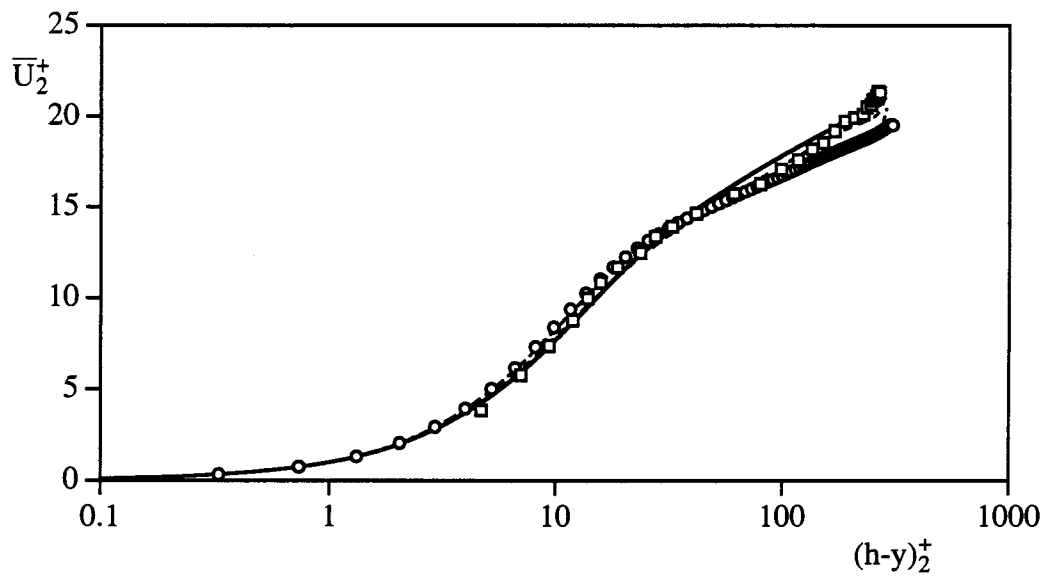
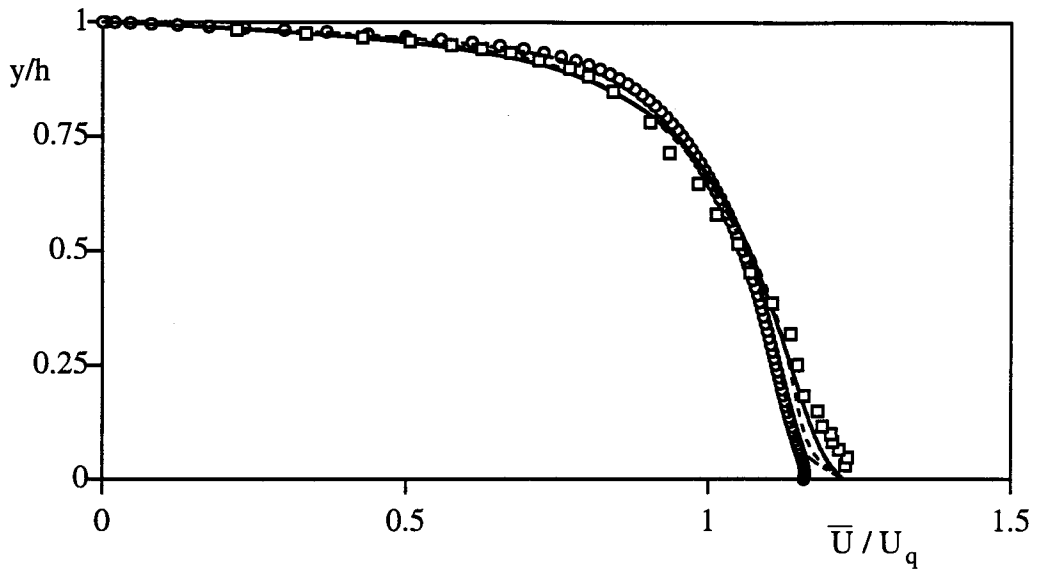


Figure 65: Prédications de U et de k pour l'écoulement de type intermédiaire à Req 5000

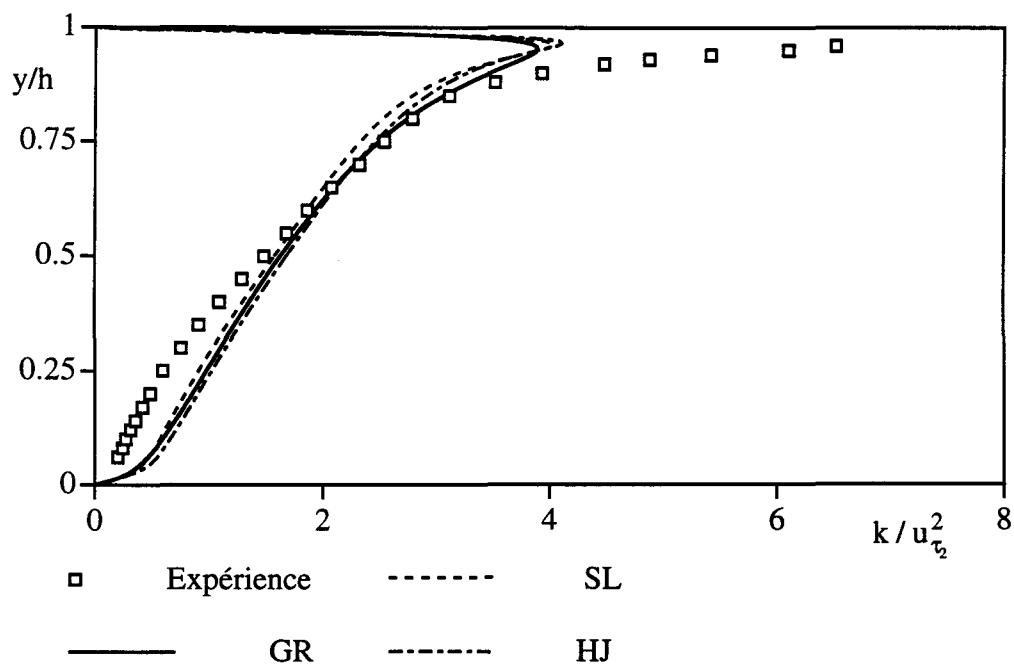
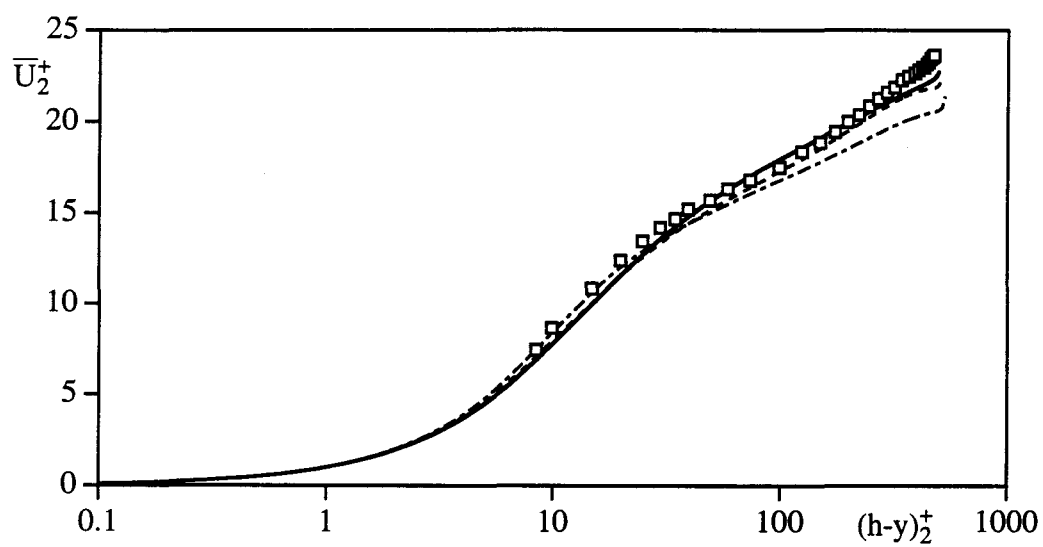
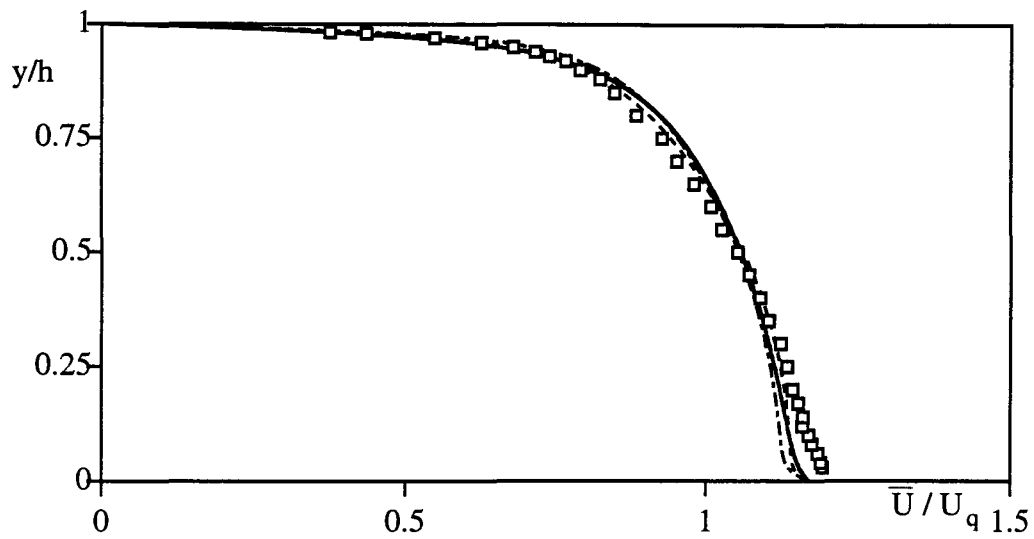


Figure 66: Prédications de U et de k pour l'écoulement de type intermédiaire à $Re_q 10000$

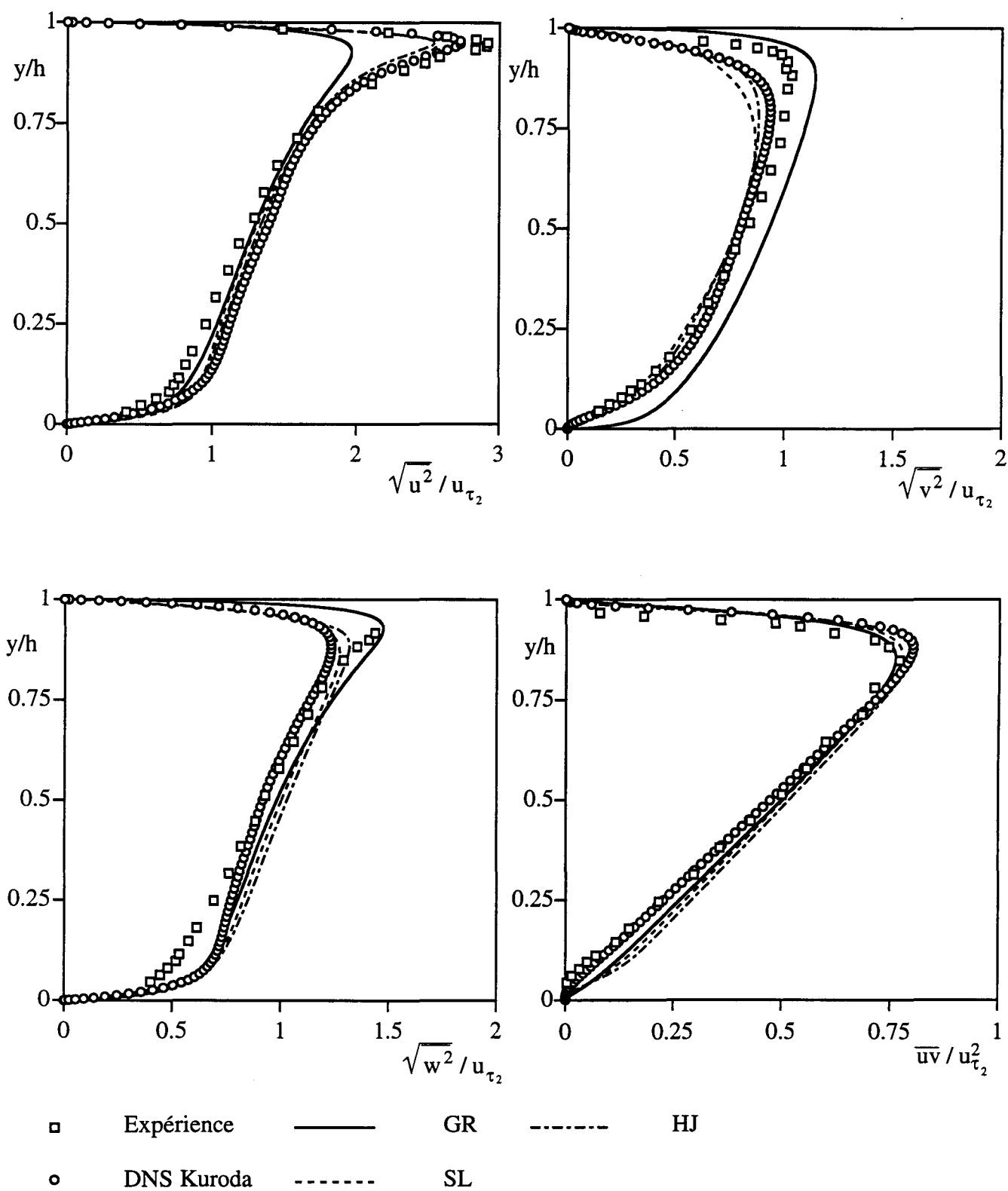


Figure 67: Prédictions de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type intermédiaire à $Re_{\tau} 5000$

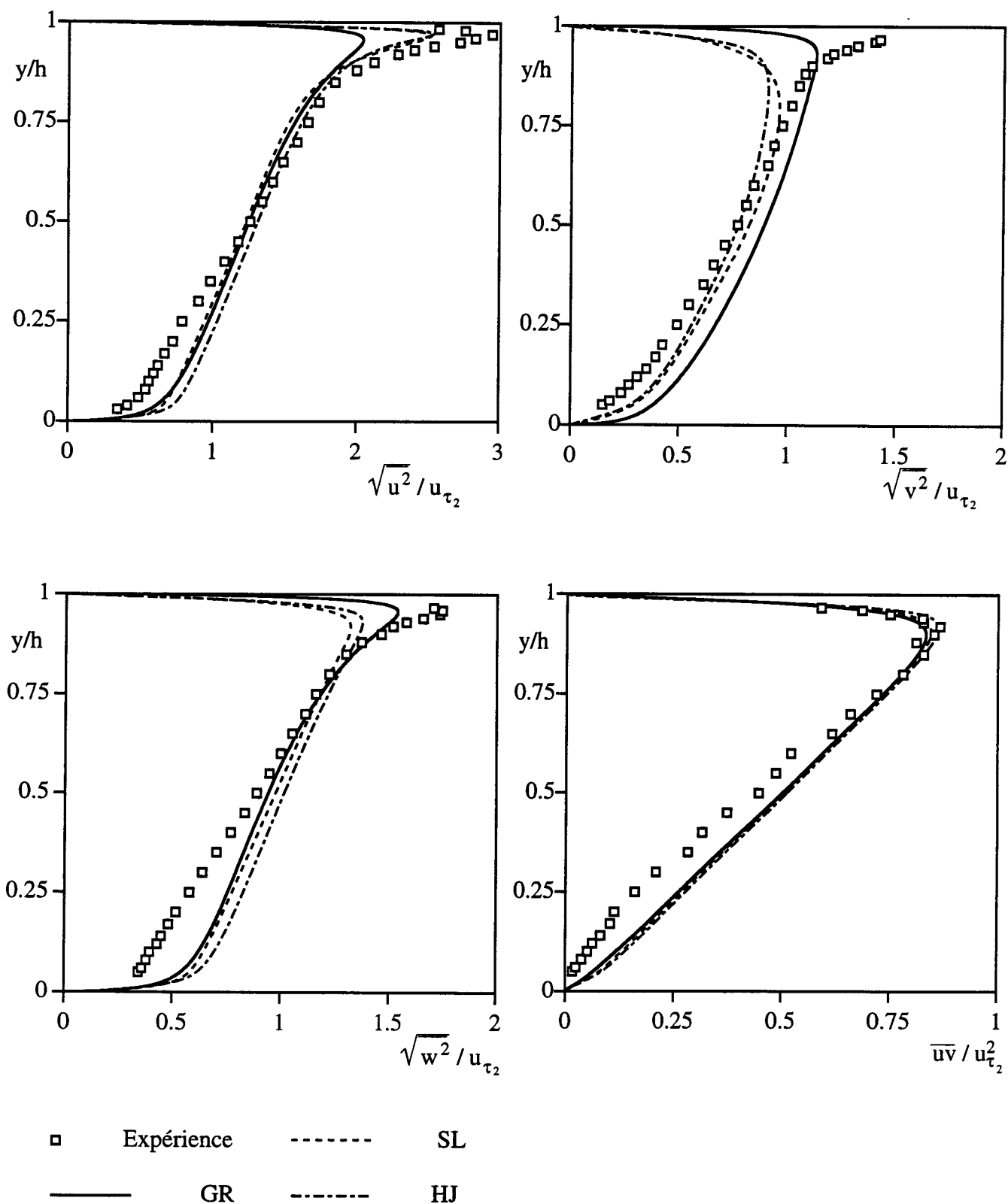


Figure 68: Prédictions de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type intermédiaire à $Re_{\tau} 10000$

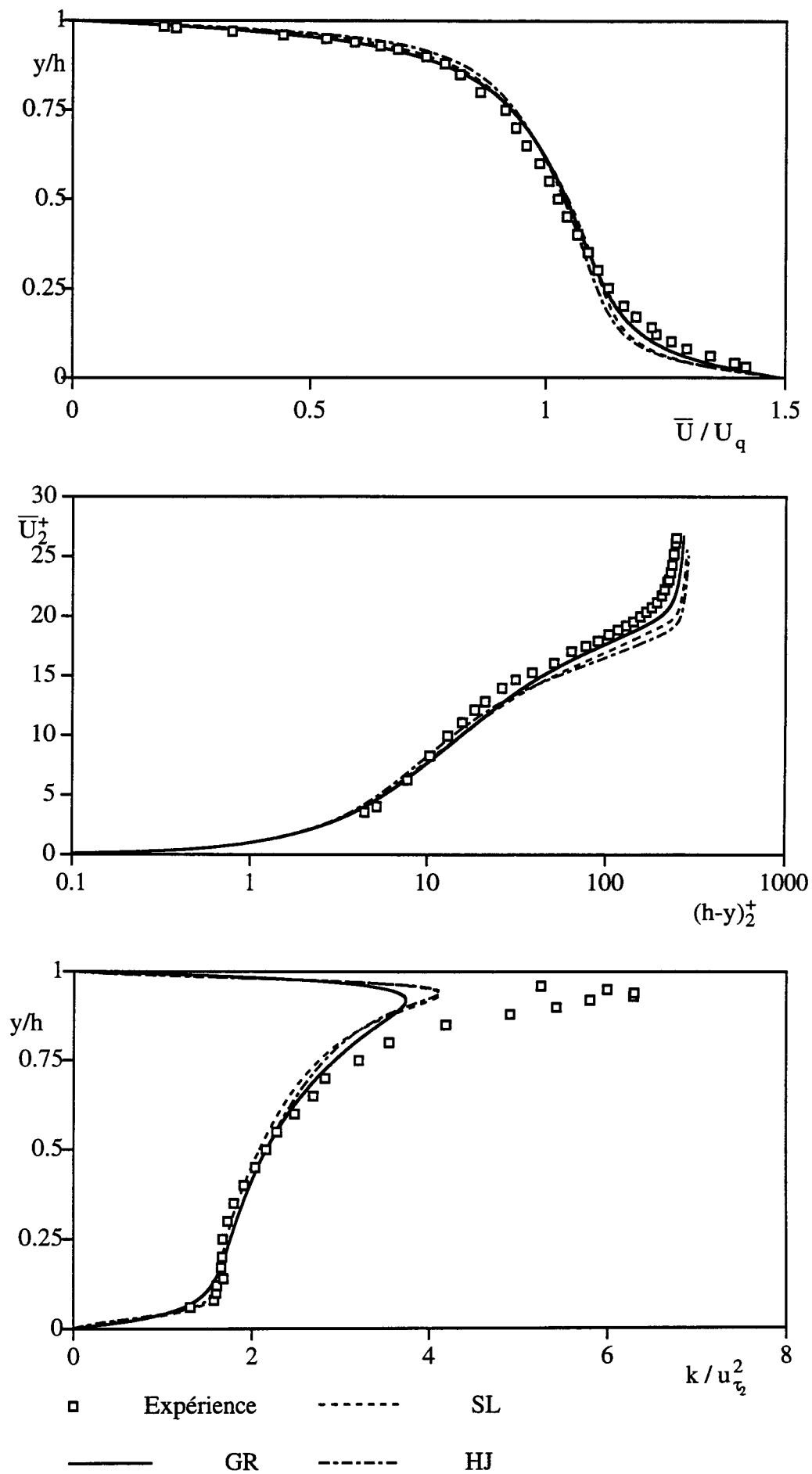


Figure 69: Prédications de U et de k pour l'écoulement de type Couette à $Re_q = 5000$

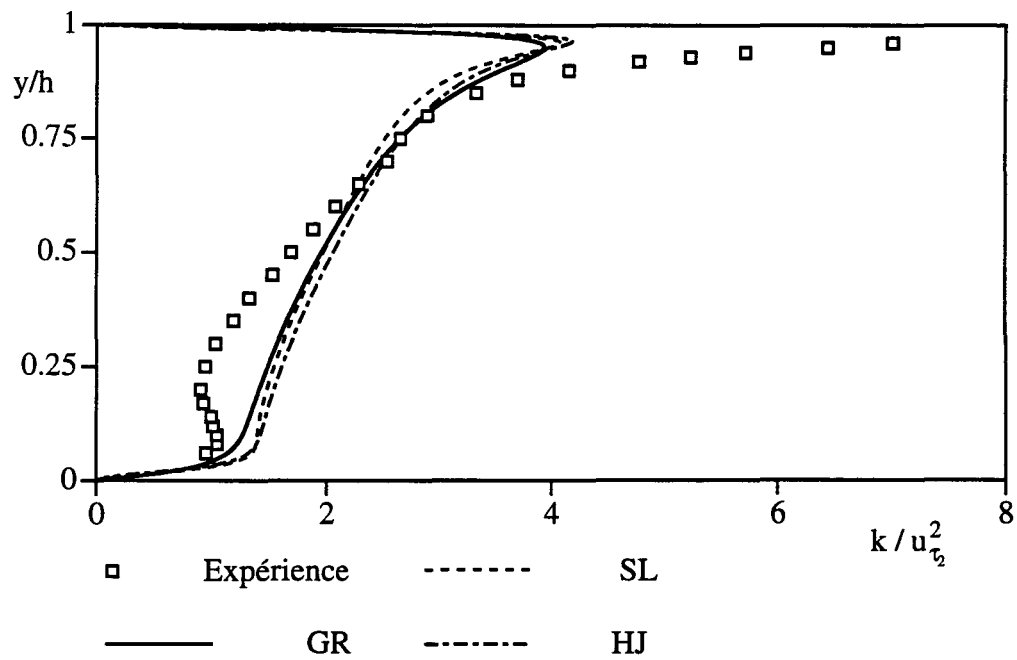
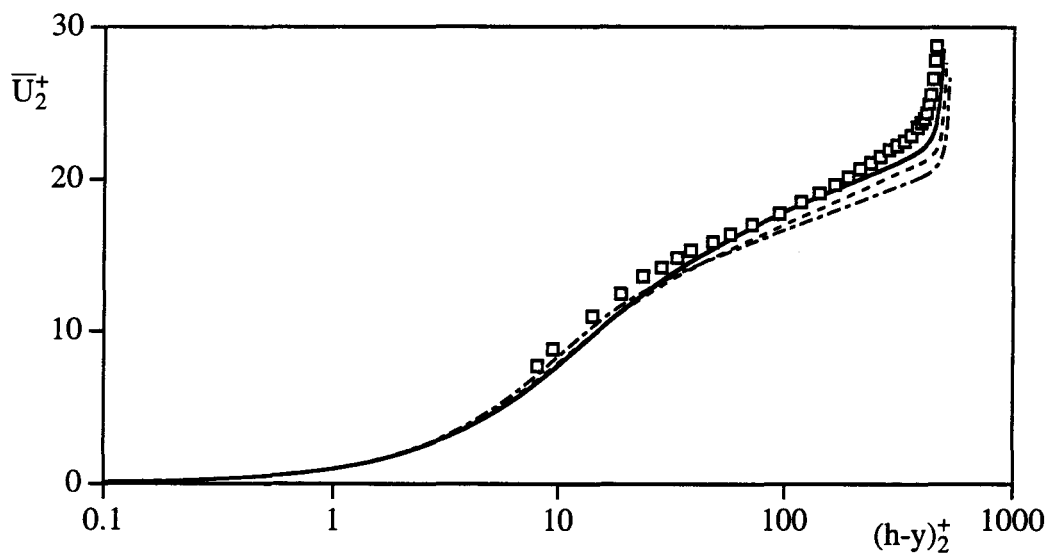
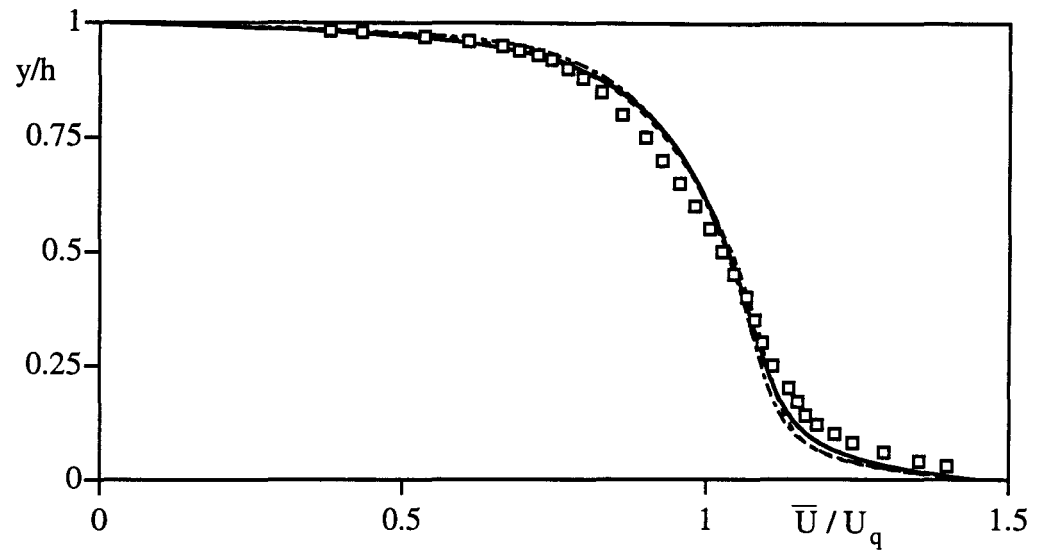


Figure 70: Prédications de U et de k pour de l'écoulement de type Couette à Req 10000

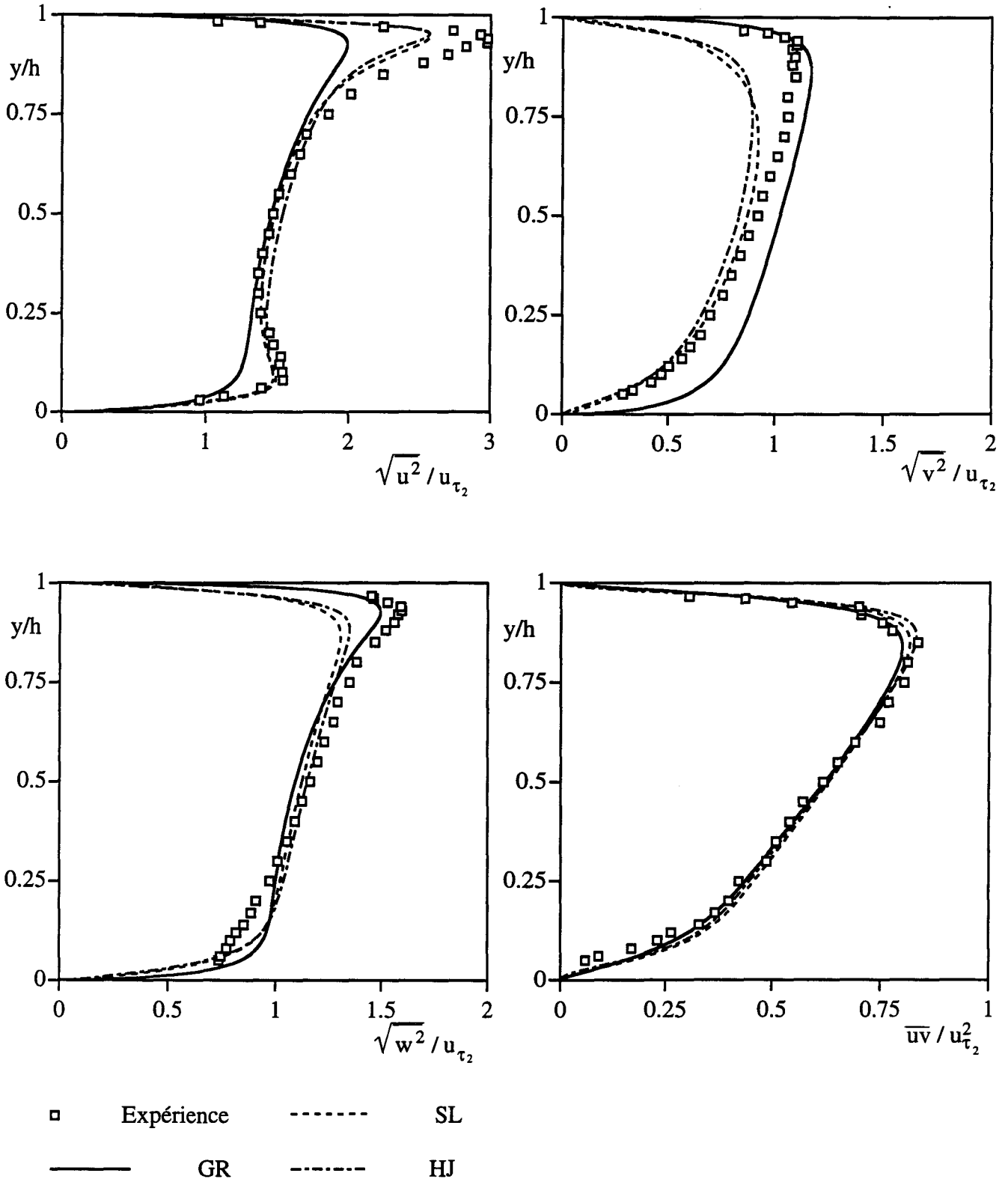


Figure 71: Prédications de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Couette à $Re_{\tau} 5000$

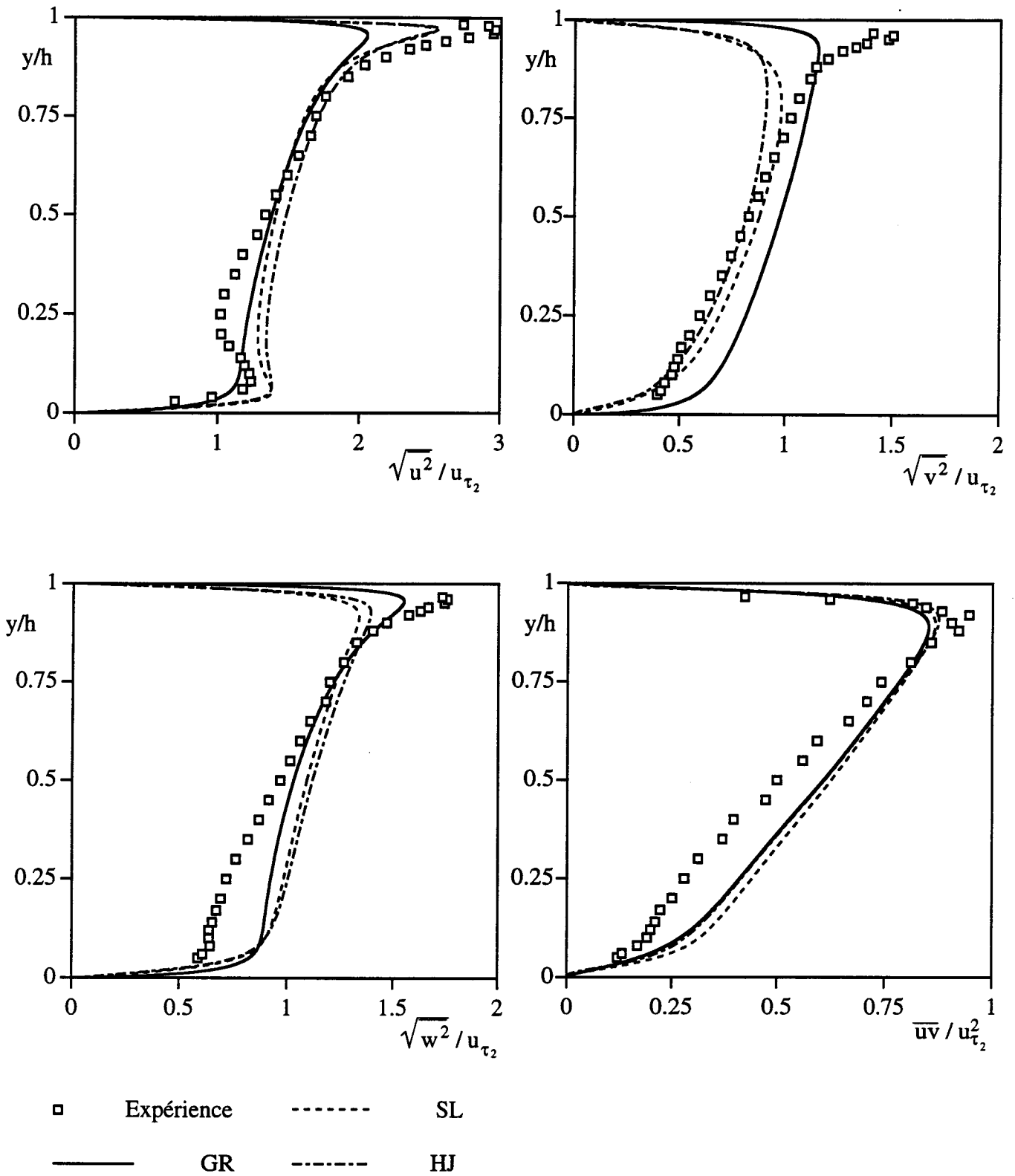
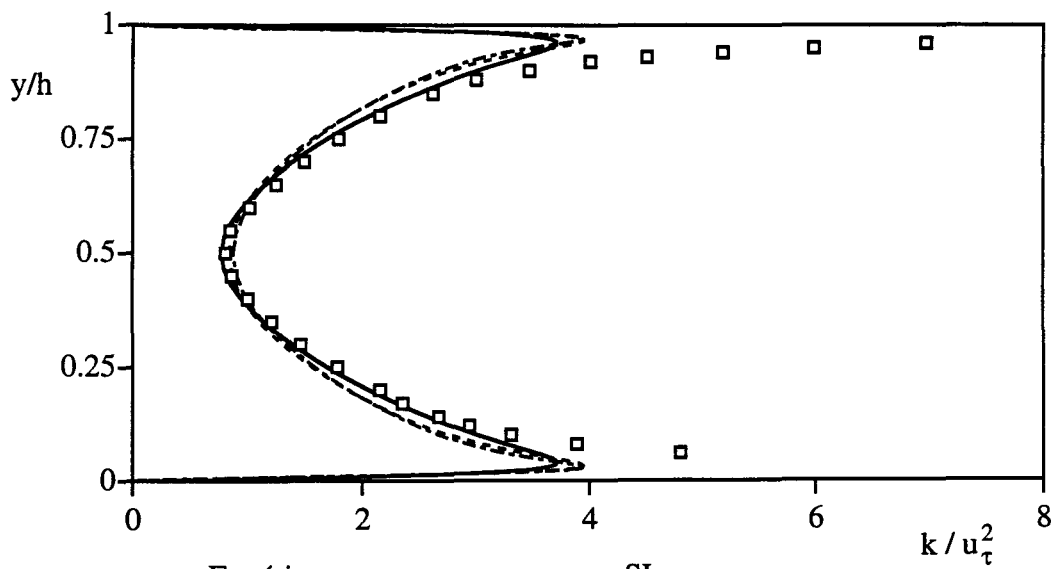
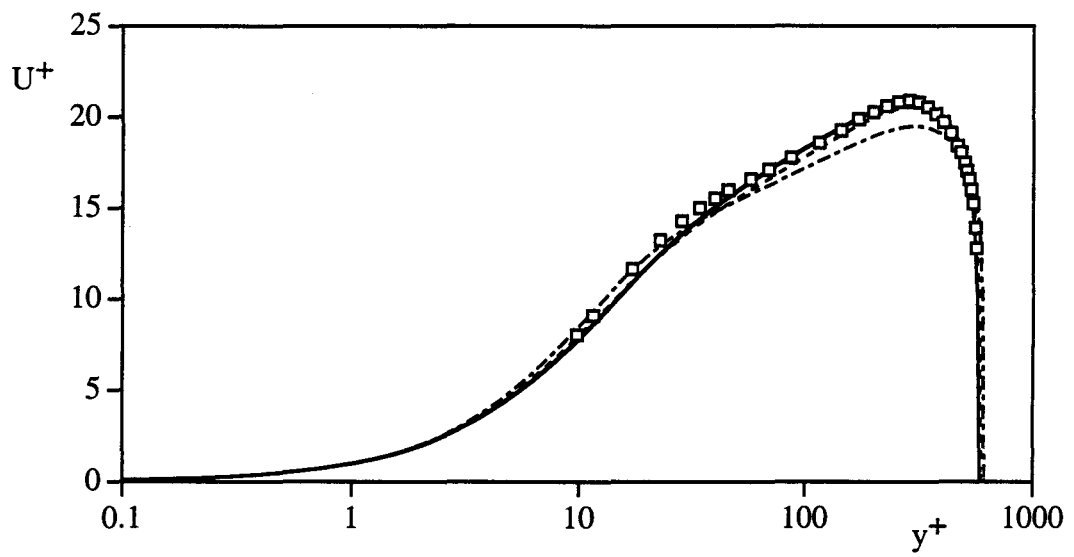
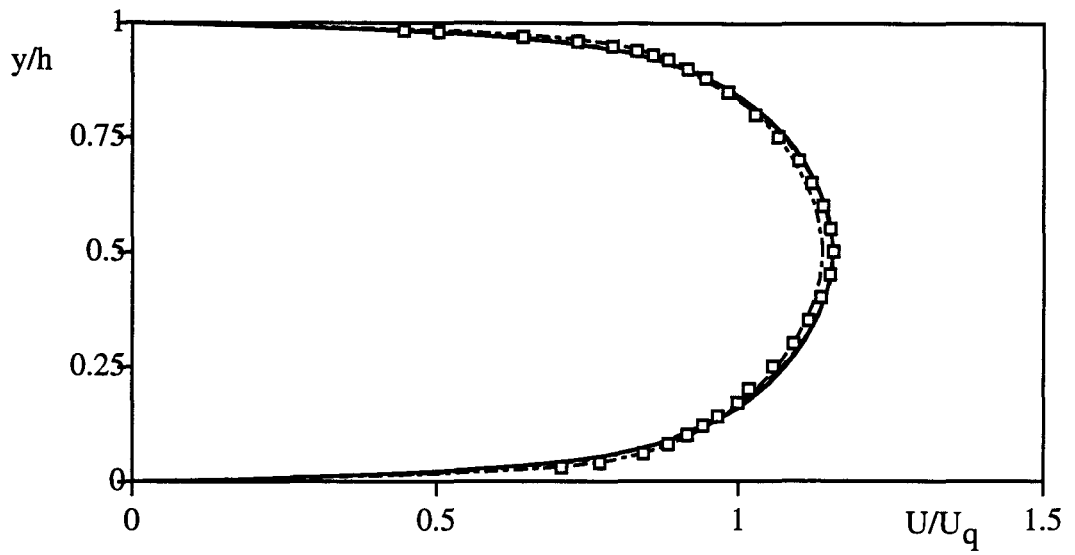


Figure 72: Prédictions de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de type Couette à Req 10000



□ Expérience - - - - - SL
 — GR - - - - - HJ

Figure 58: Prédications de U et de k pour l'écoulement de Poiseuille pur à Re_q 10000

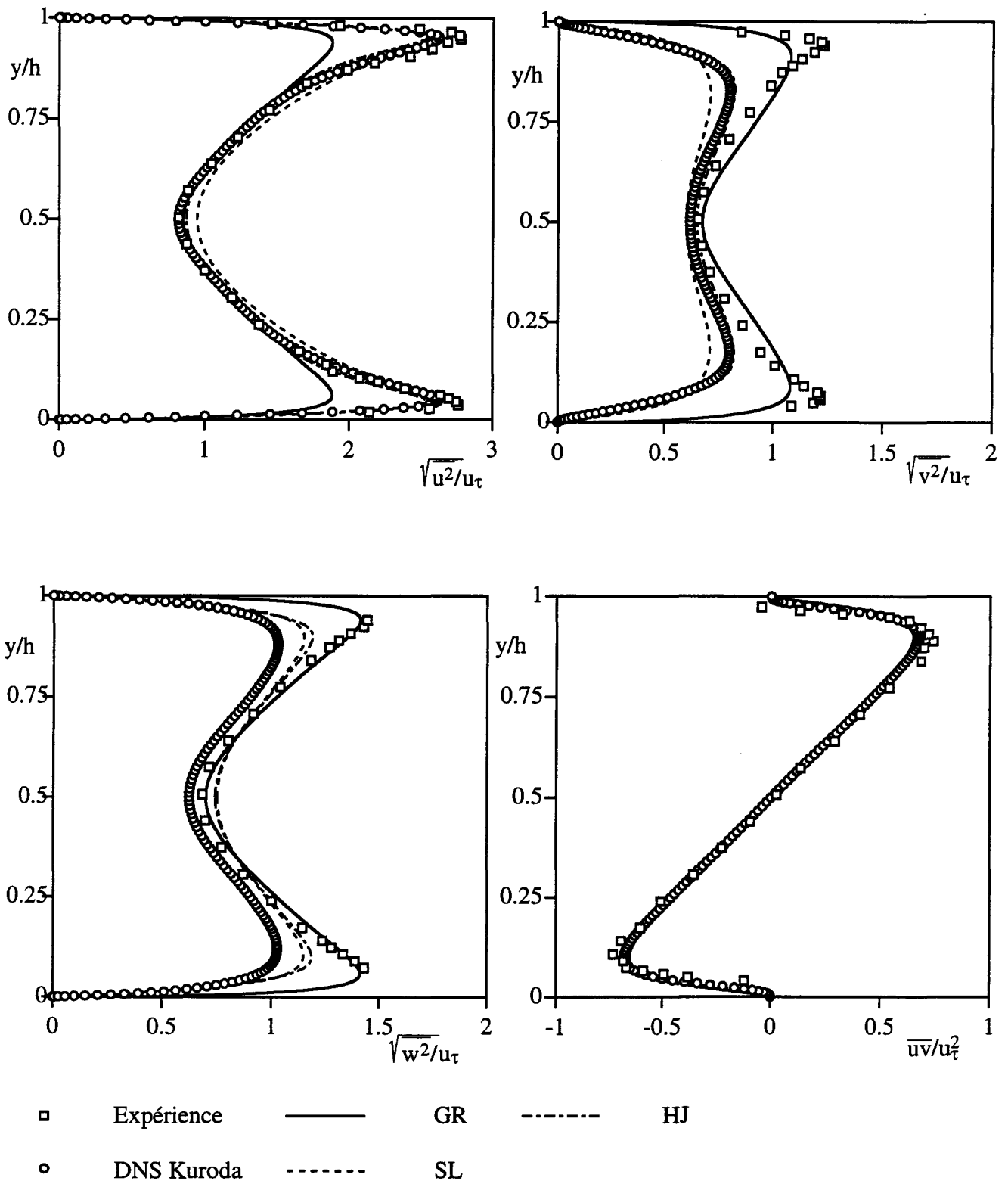


Figure 59 : Prédications de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de Poiseuille pur à Re_τ 5000

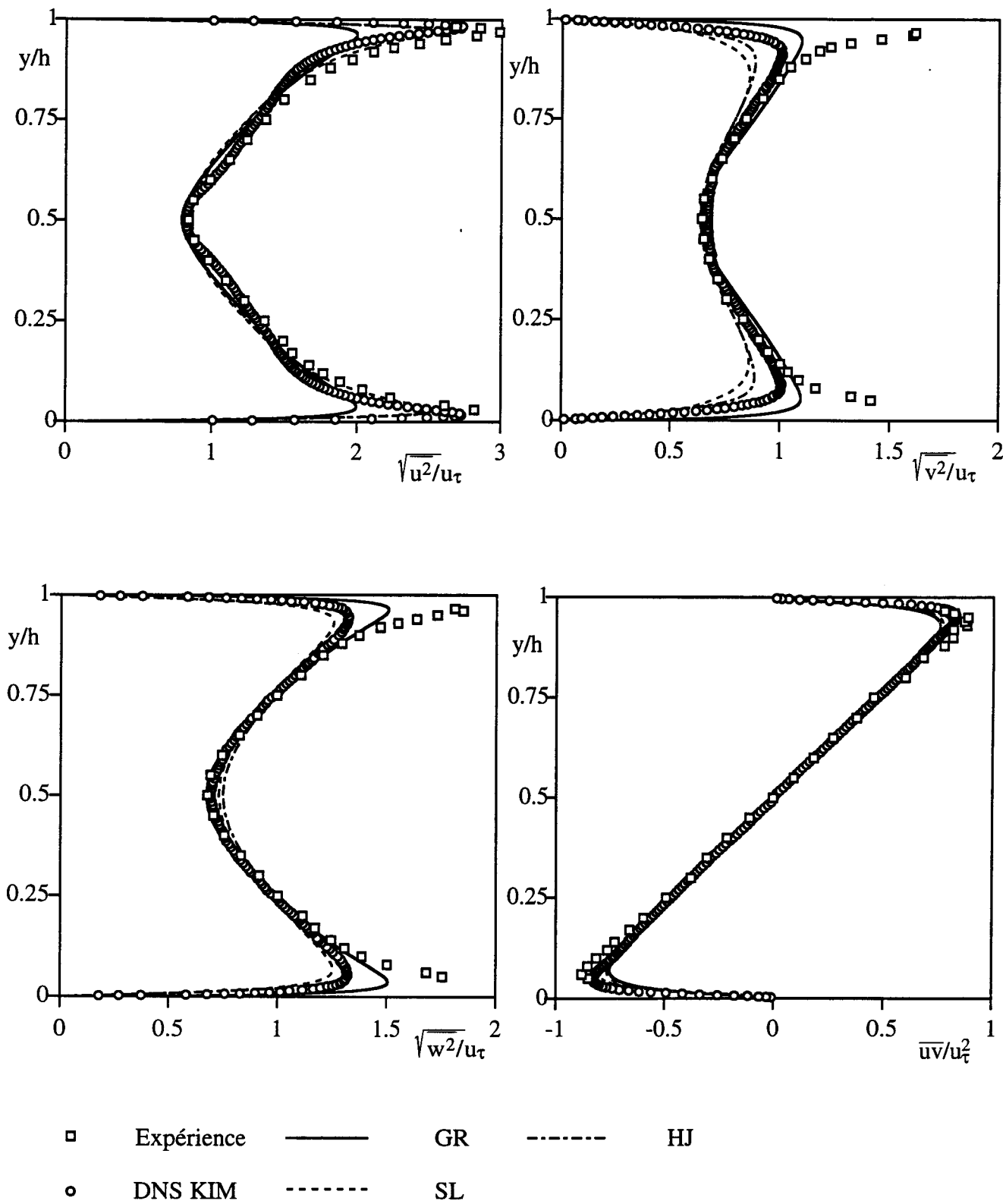
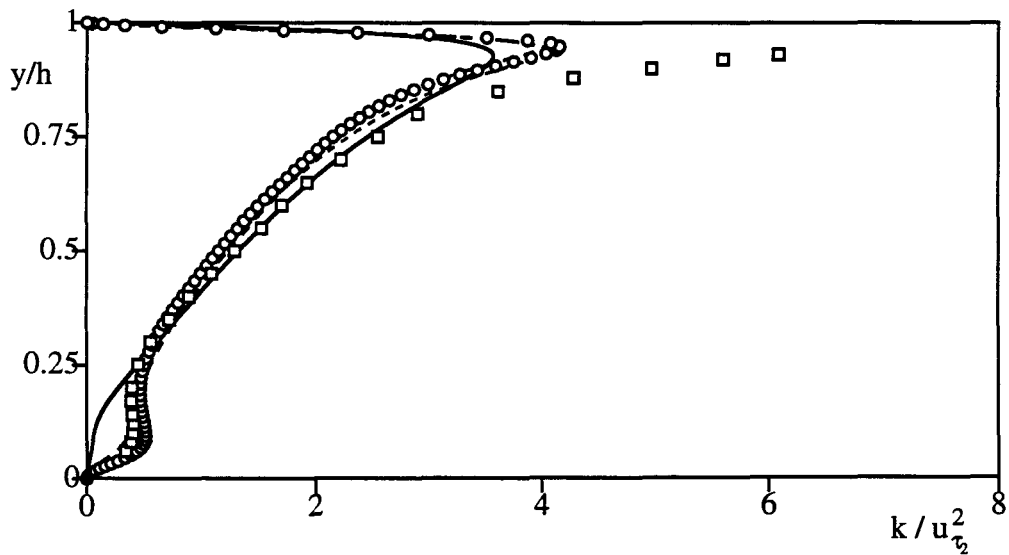
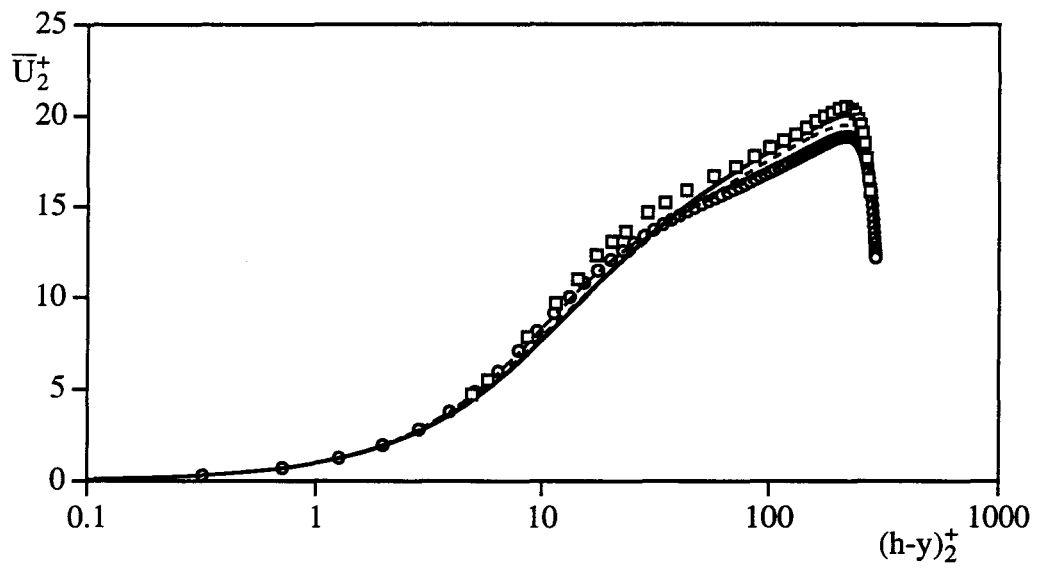
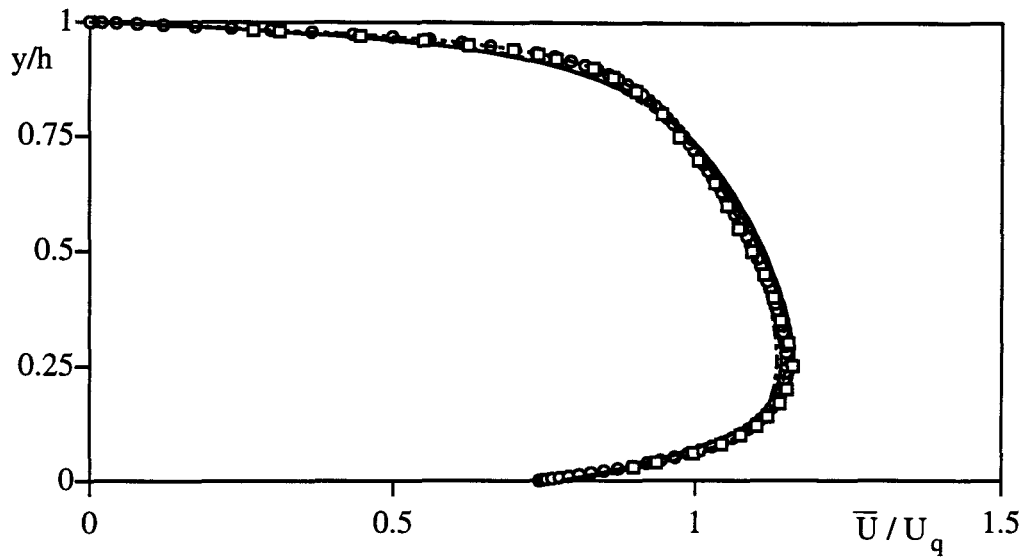


Figure 60: Prédictions de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, \overline{uv} pour l'écoulement de Poiseuille pur à Re_τ 10000



- | | | | | | |
|---|------------|---------|----|---------|----|
| □ | Expérience | — | GR | - - - - | HJ |
| ○ | DNS Kuroda | - - - - | SL | | |

Figure 61: Prédications de U et de k pour l'écoulement de type Poiseuille à Req 5000

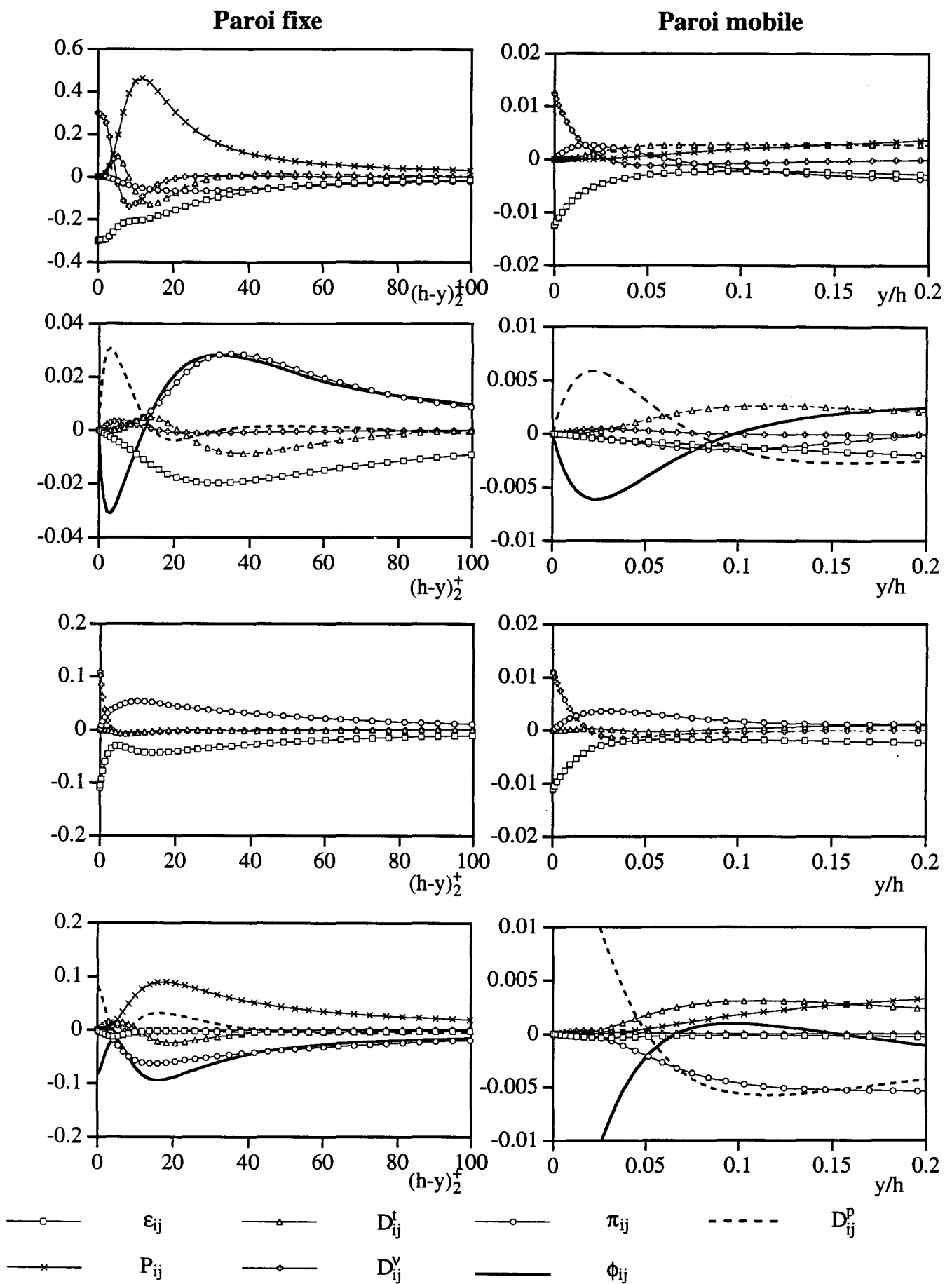


Figure 73: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes u^2 , v^2 , w^2 , \overline{uv} pour la simulation directe de KURODA

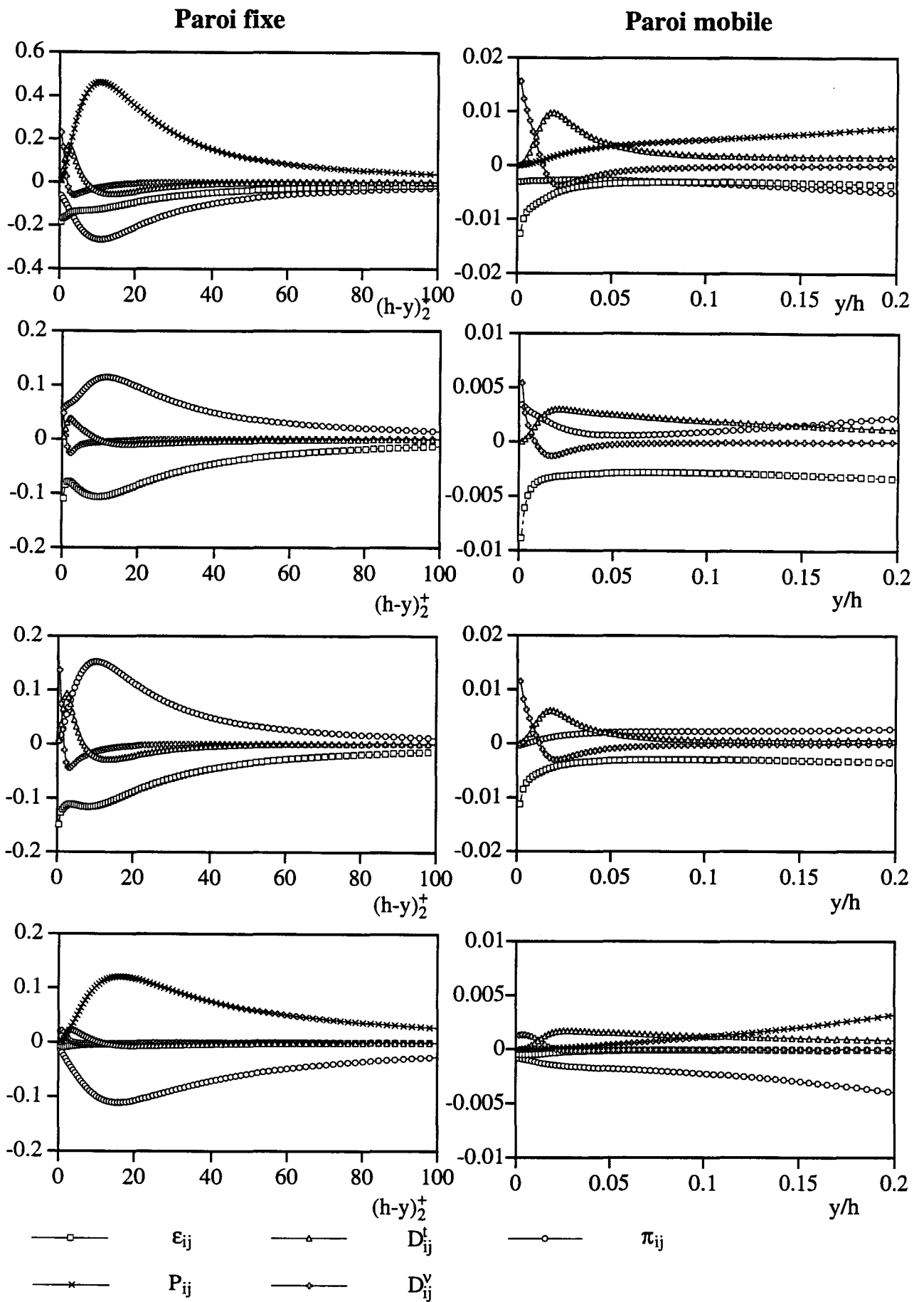


Figure 74: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes u^2 , v^2 , w^2 , \overline{uv} pour le modèle GR

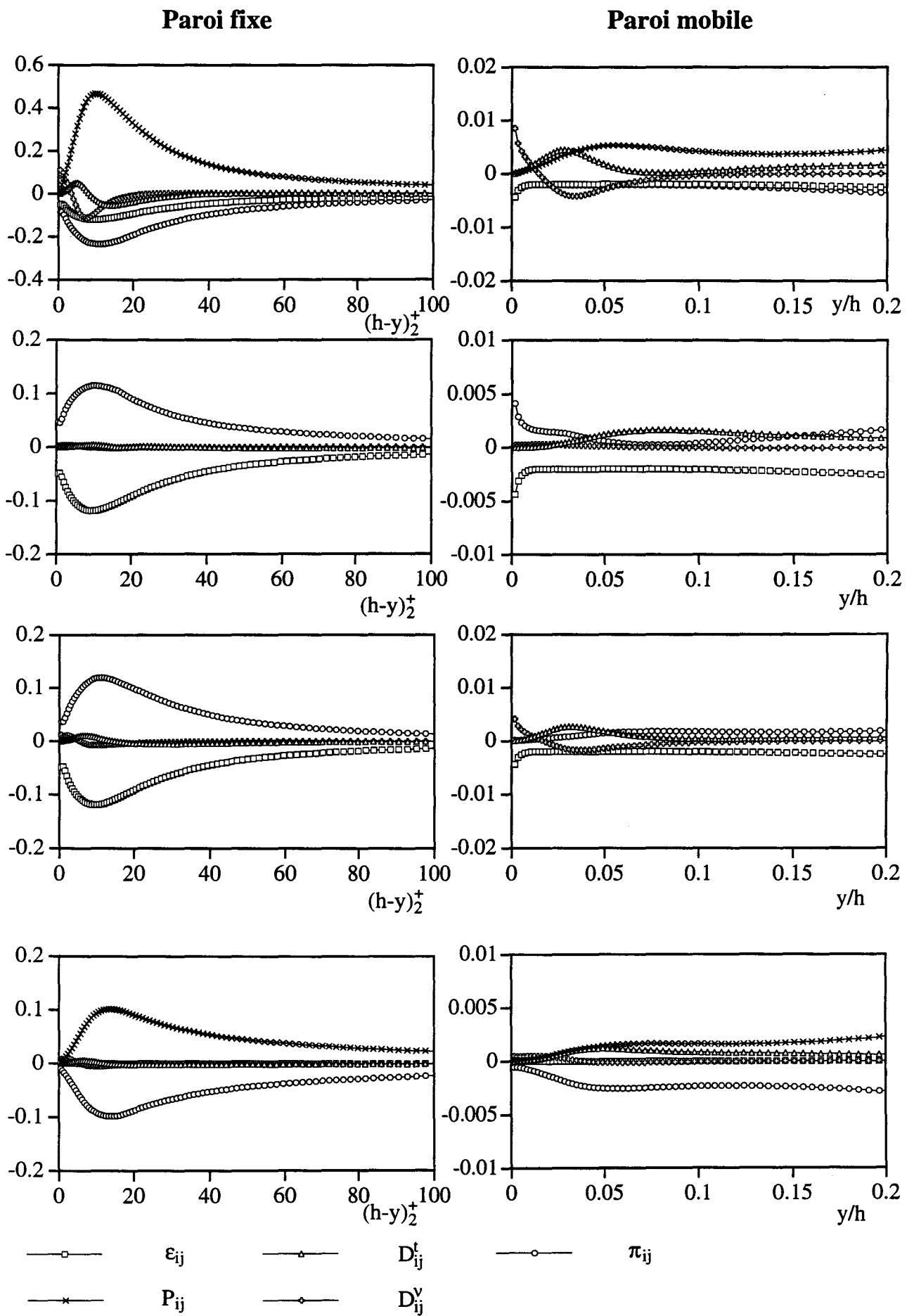


Figure 75: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes u^2 , v^2 , w^2 , \overline{uv} pour le modèle SL

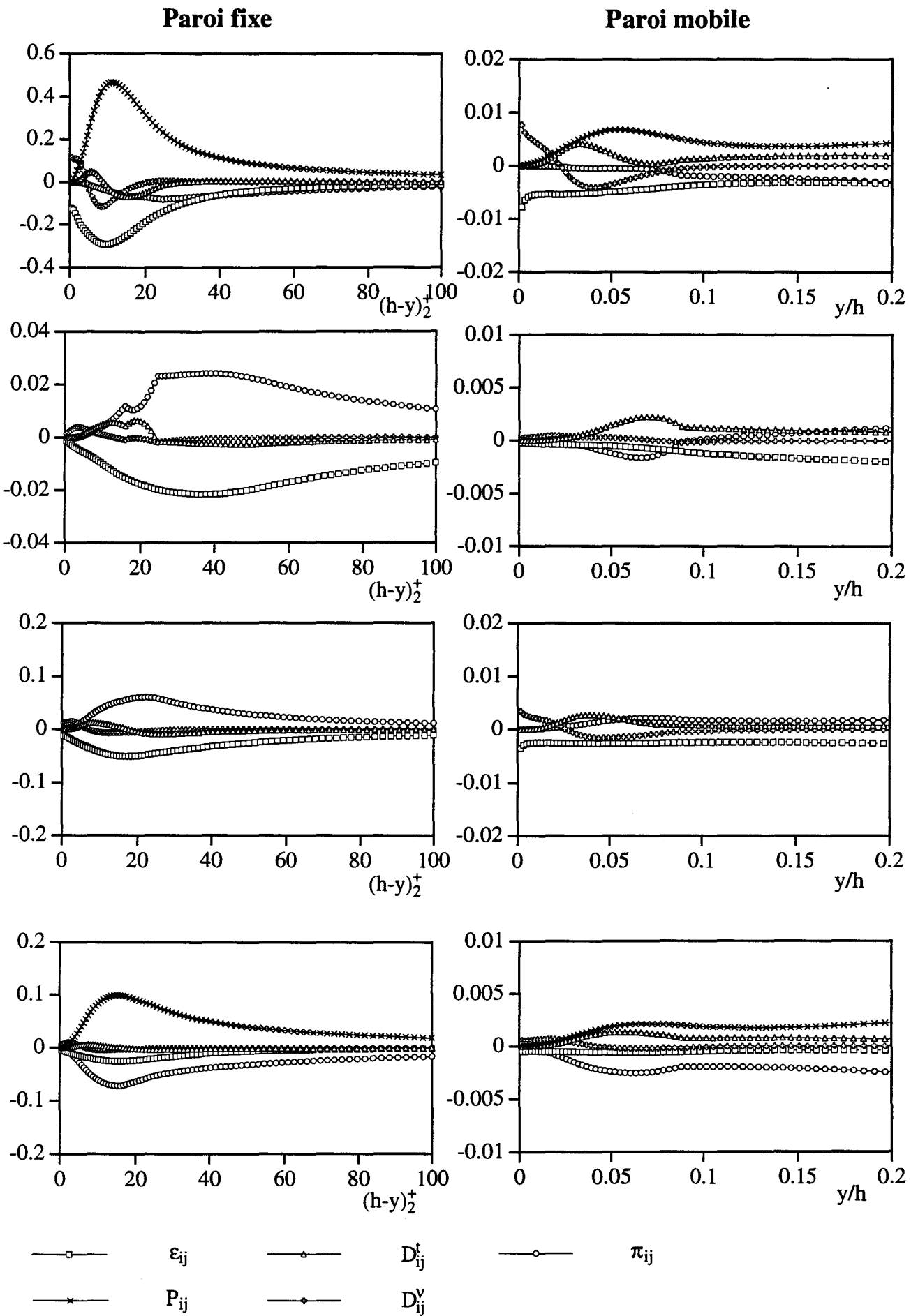
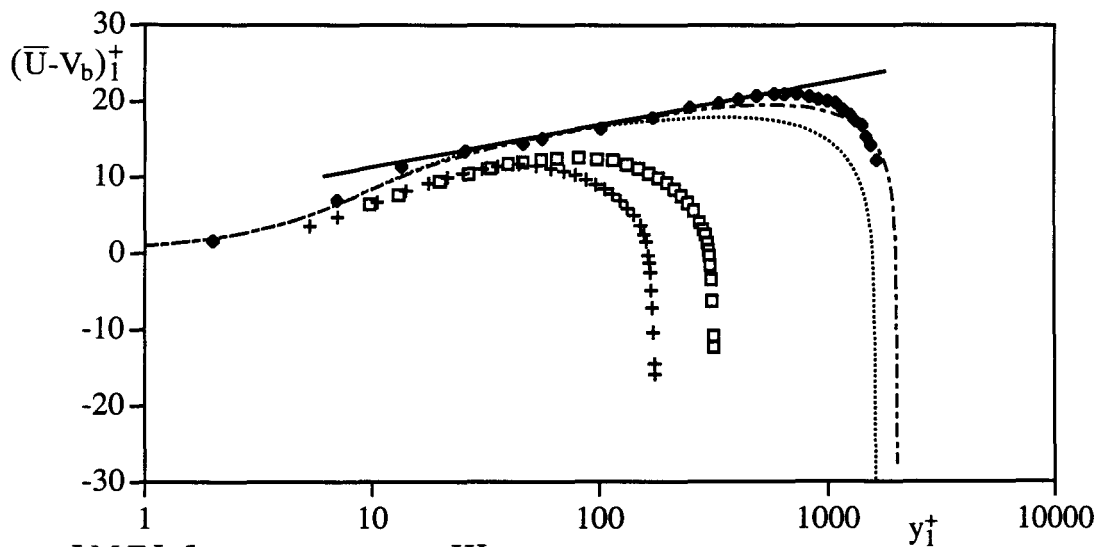
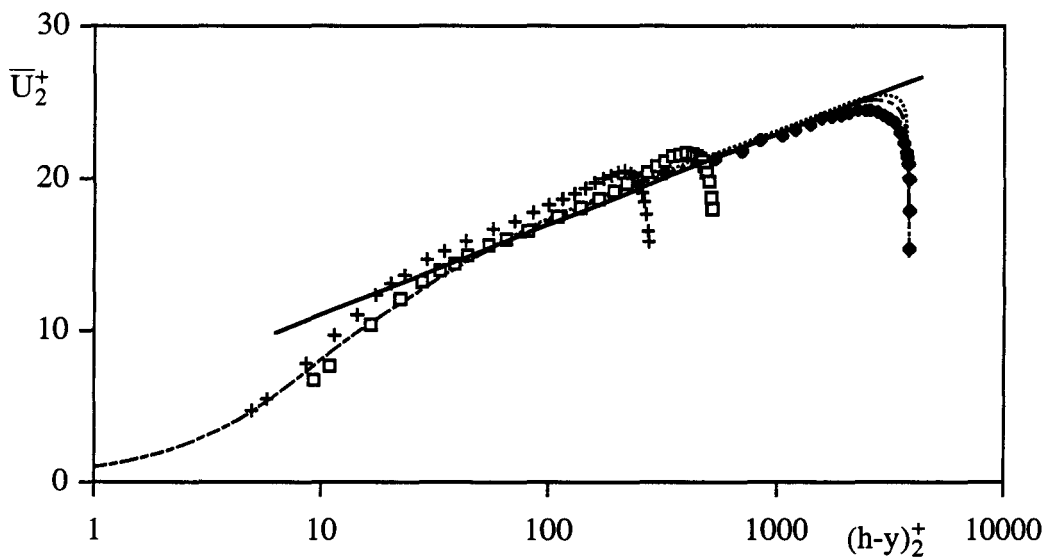
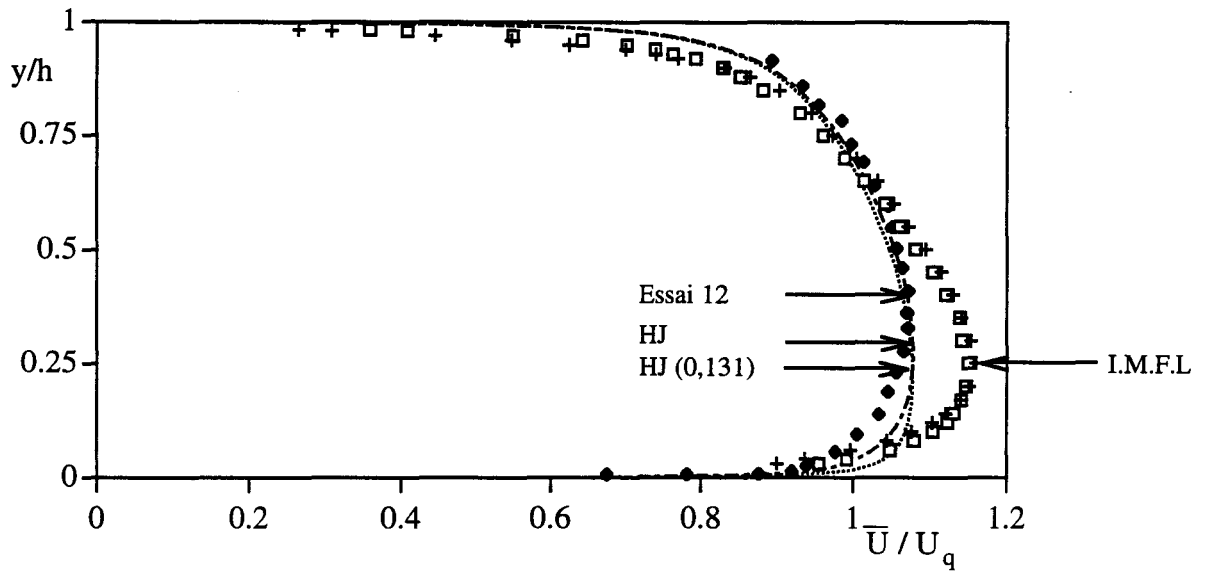


Figure 76: Bilans des équations de transport des corrélations turbulentes u^2 , v^2 , w^2 , \overline{uv} pour le modèle HJ



- + I.M.F.L 5 - - - - - HJ ———— $U^+ = 2,5 \ln y^+ + 5$
- I.M.F.L 10 ········· HJ (0,131)
- El Telbany & Reynolds[5], essai 12

Figure 77: Profil de vitesse moyenne pour l'écoulement de type Poiseuille à trois nombres de Reynolds

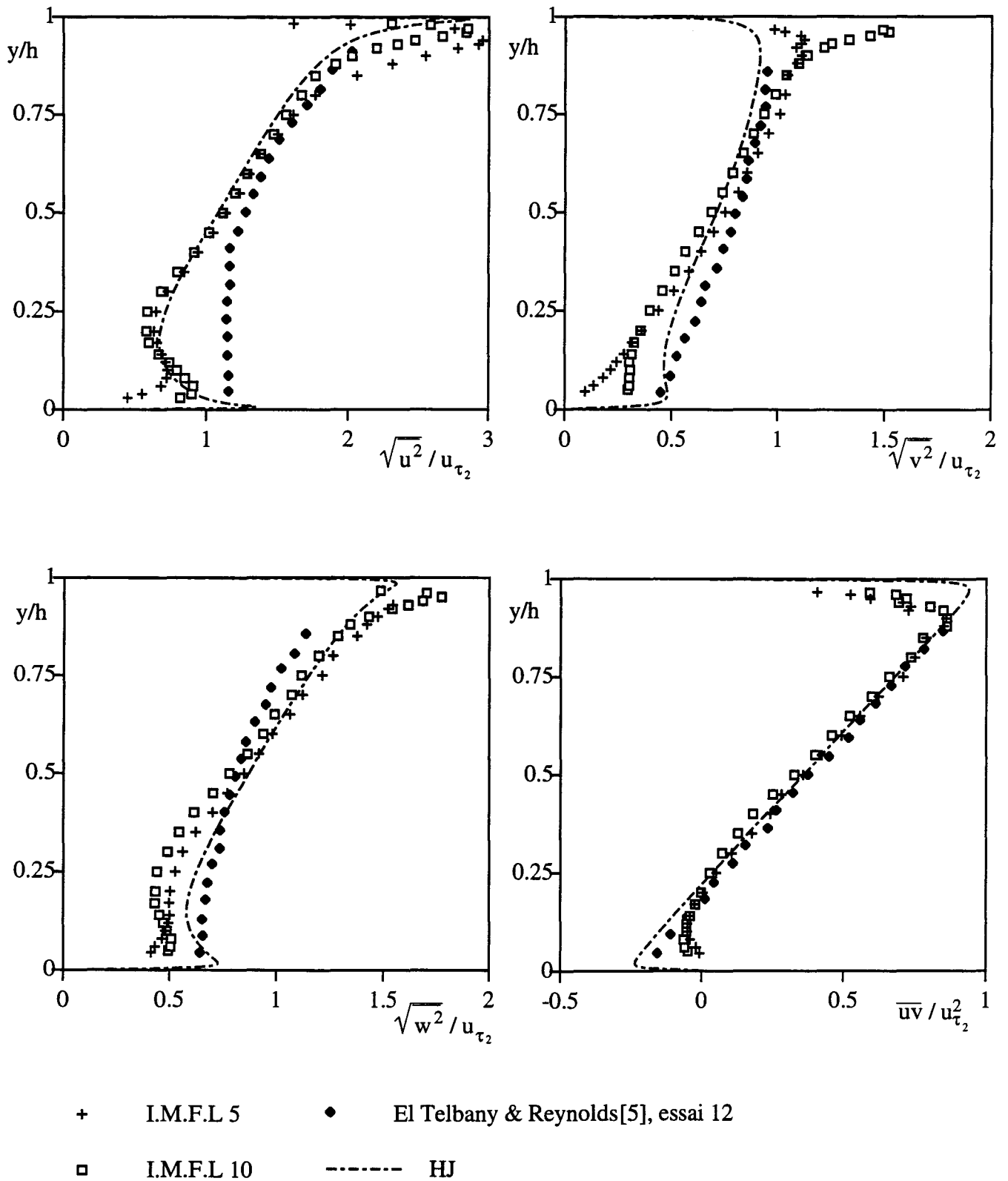


Figure 78: Profils des corrélations turbulentes pour l'écoulement de type Poiseuille à trois nombres de Reynolds

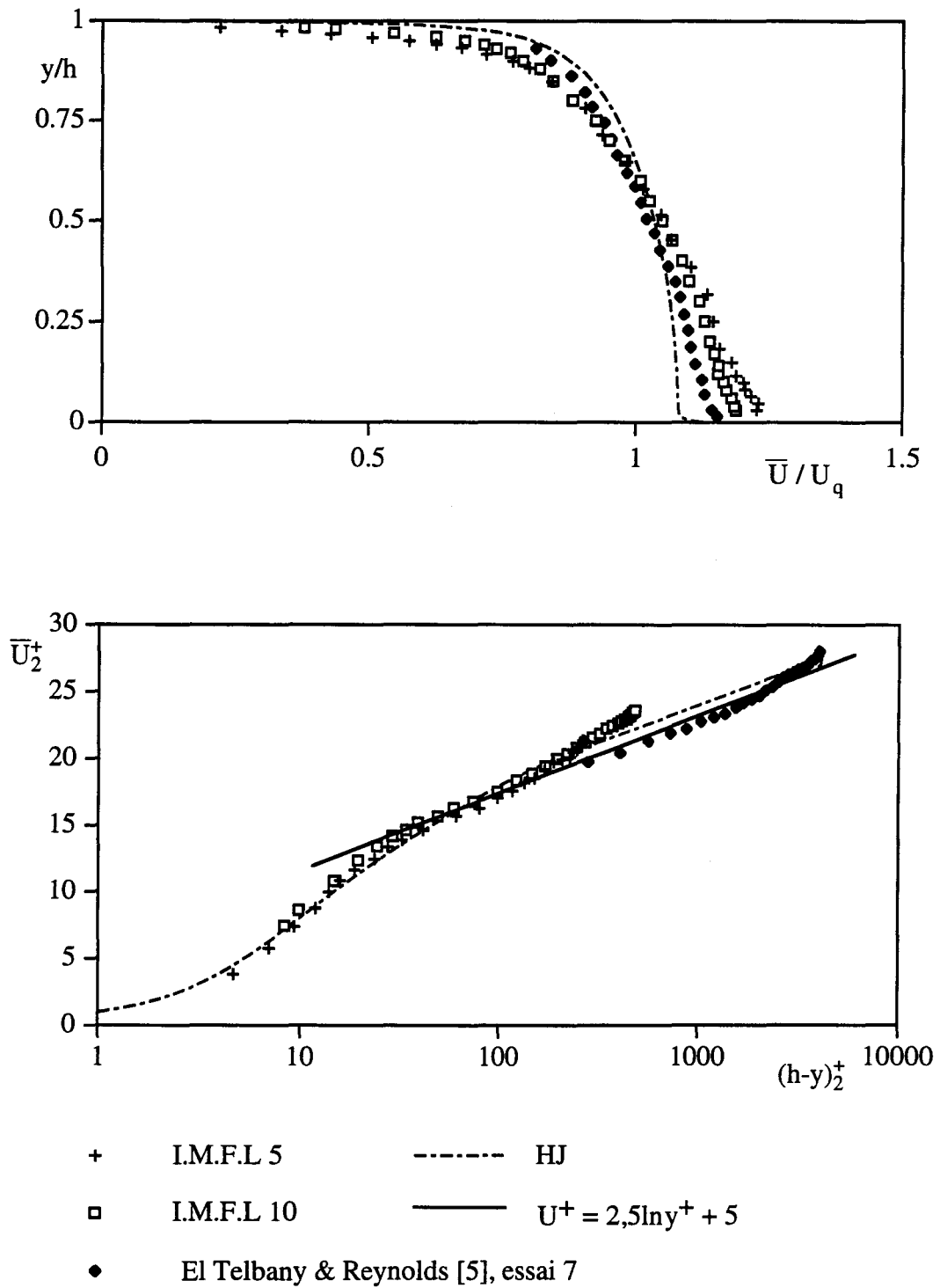


Figure 79: Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type intermédiaire à trois nombre de Reynolds

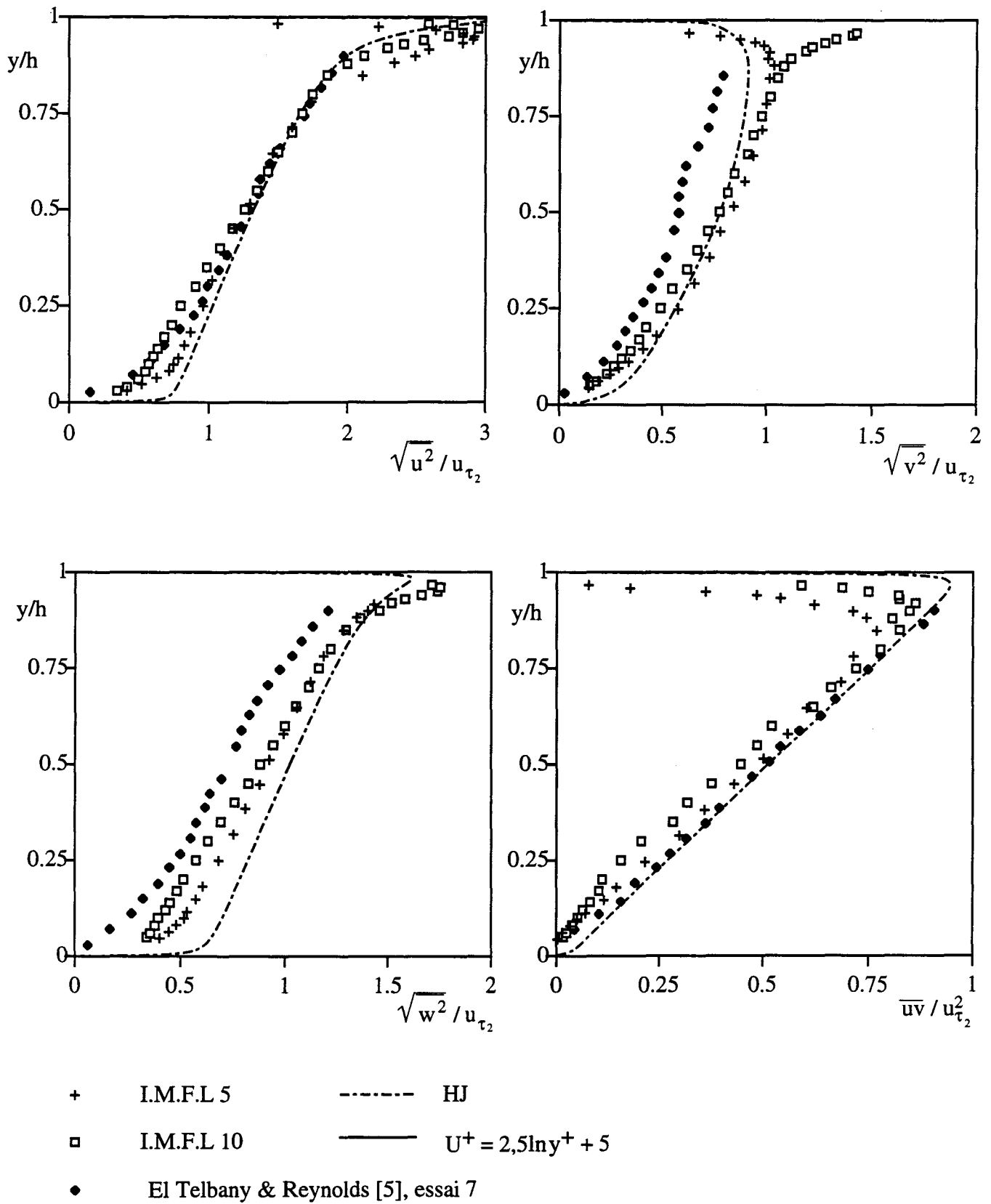


Figure 80: profils des corrélations turbulentes pour l'écoulement de type intermédiaire à trois nombres de Reynolds

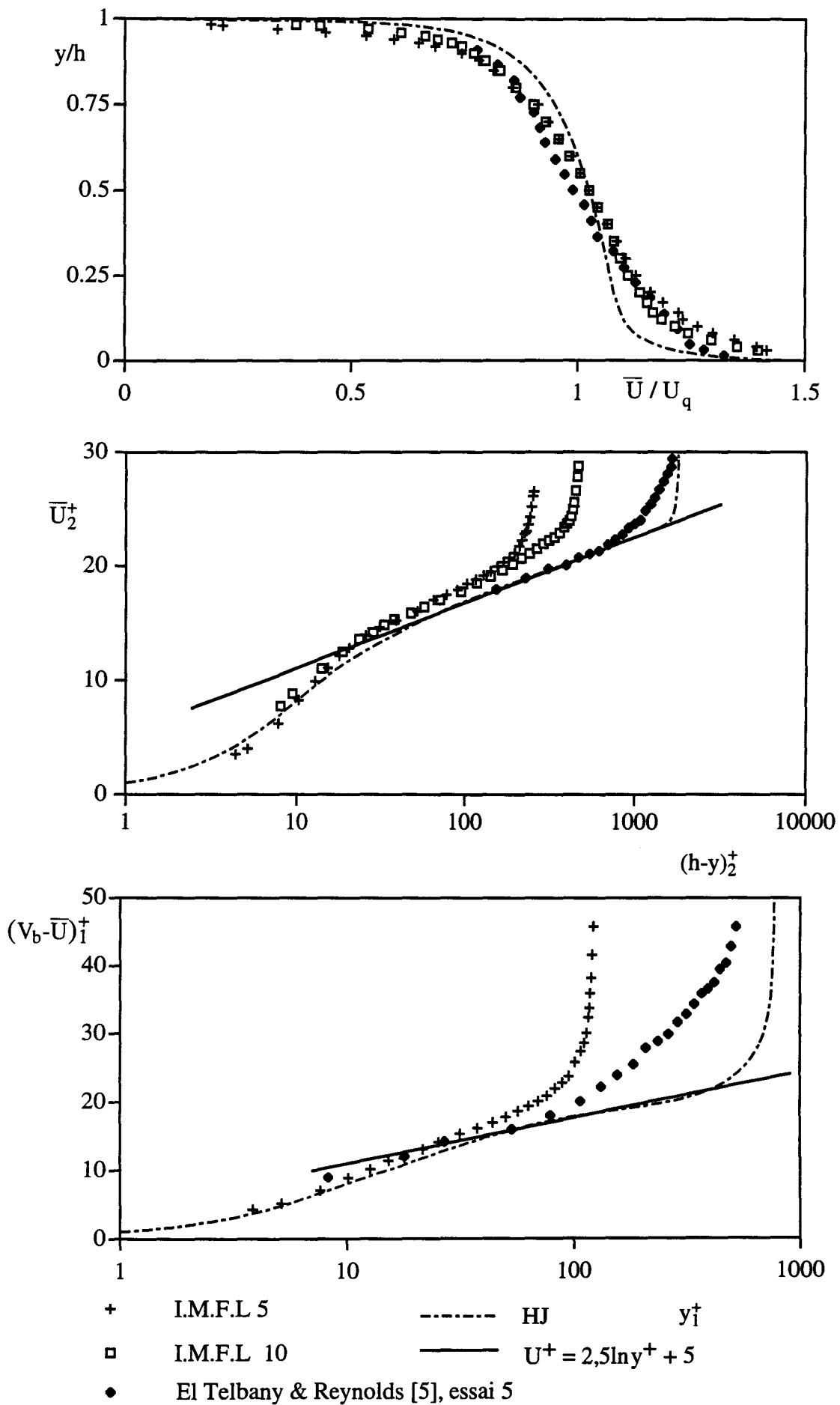


Figure 81: Profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type Couette à trois nombres de Reynolds

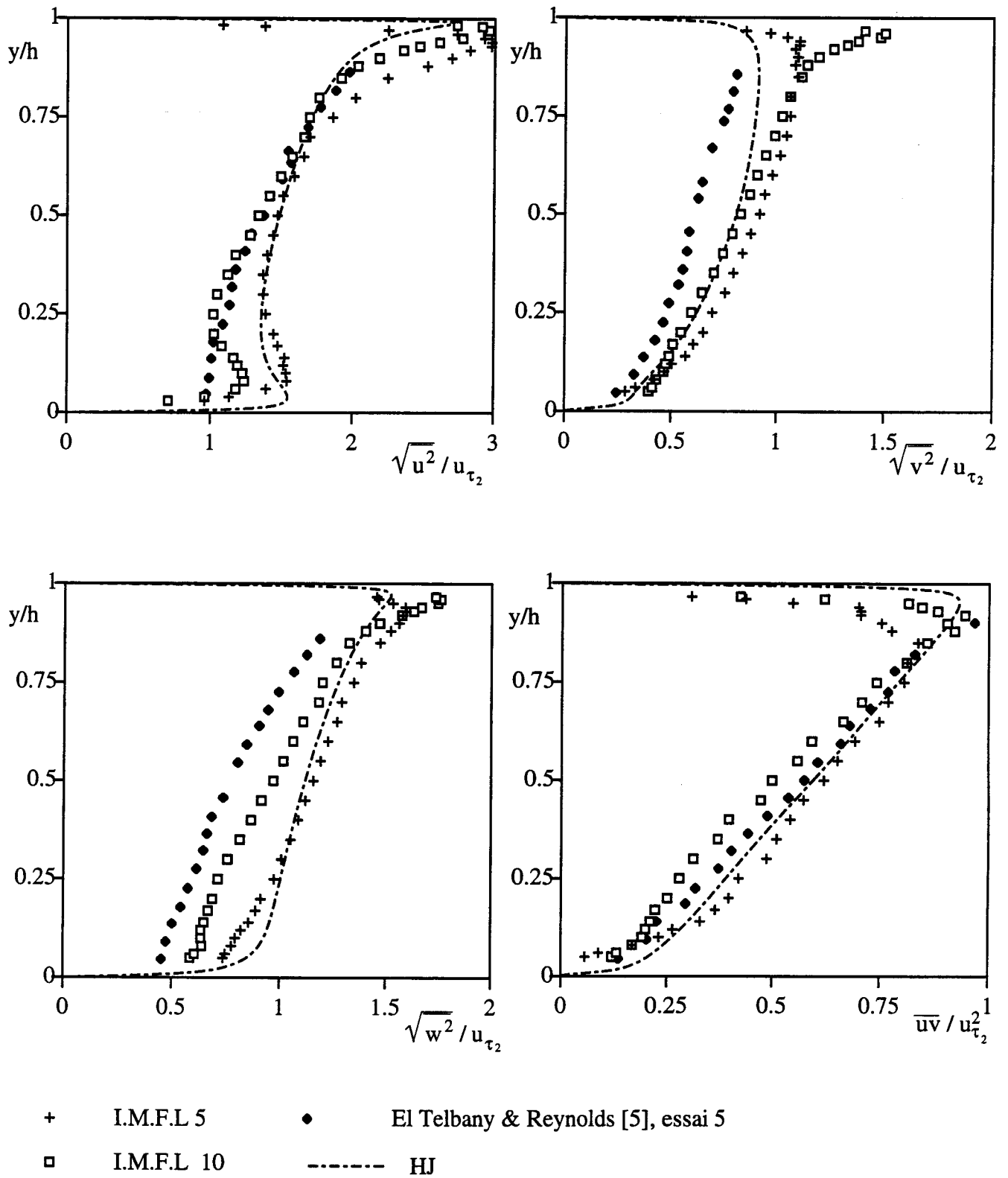
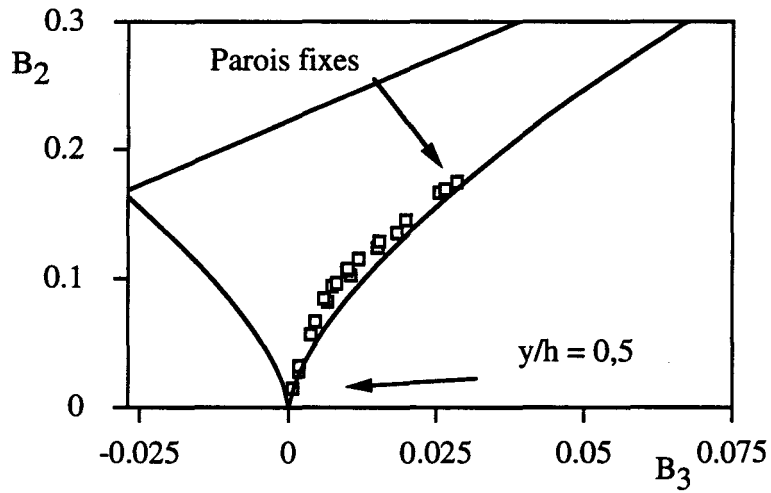
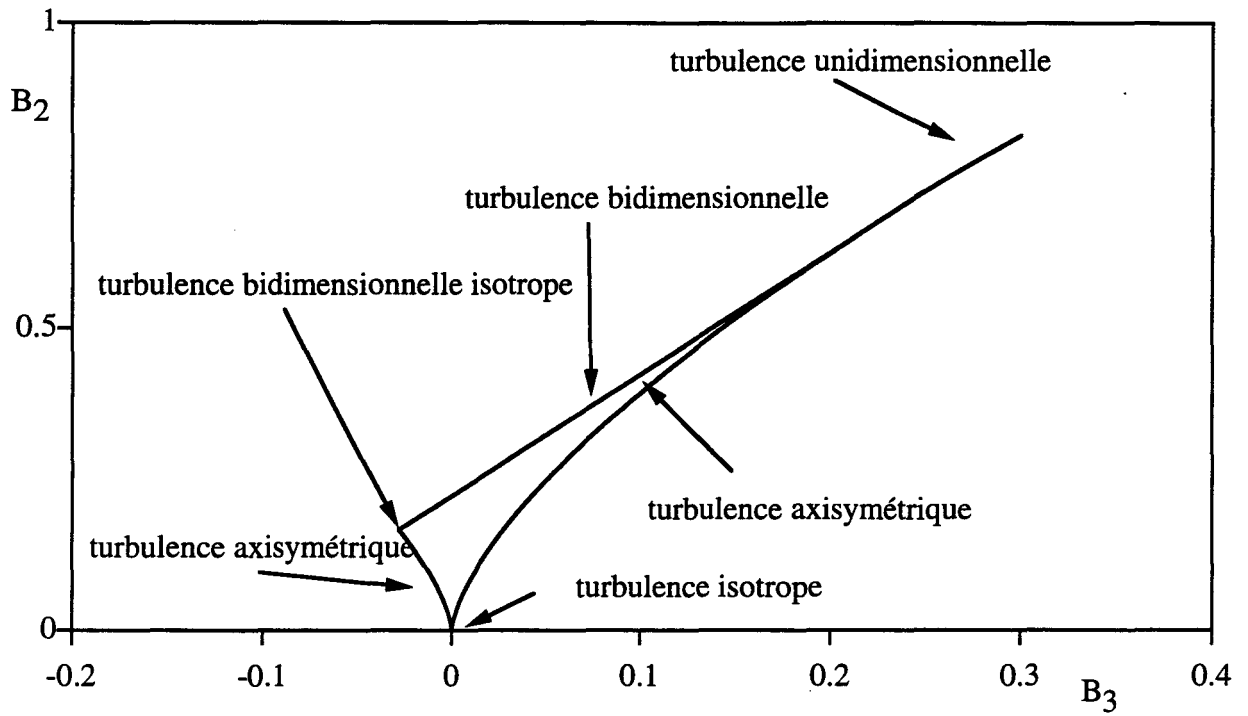
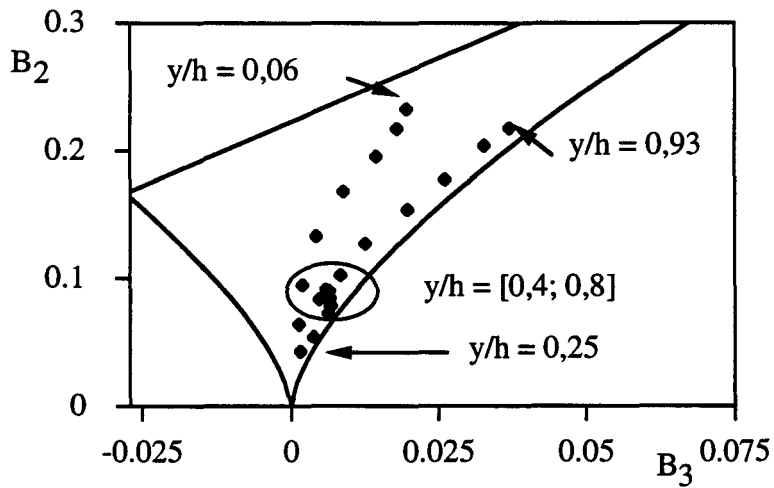


Figure 82: Profils des corrélations turbulentes pour l'écoulement de type Couette

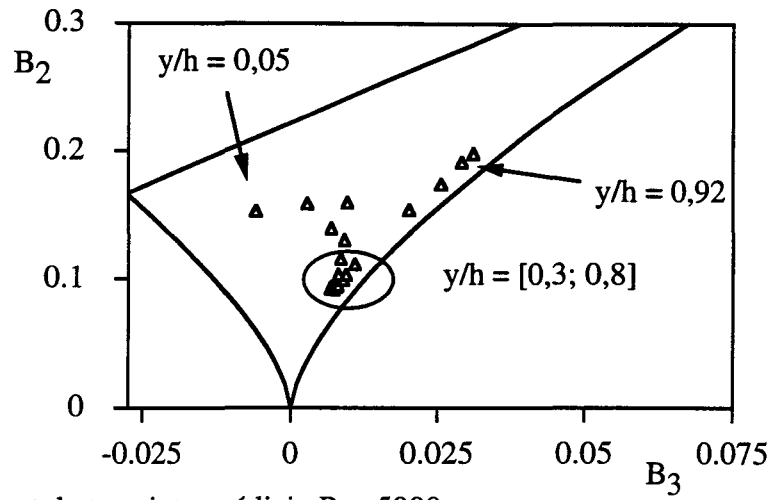


□ Ecoulement de Poiseuille $Re_\eta 5000$

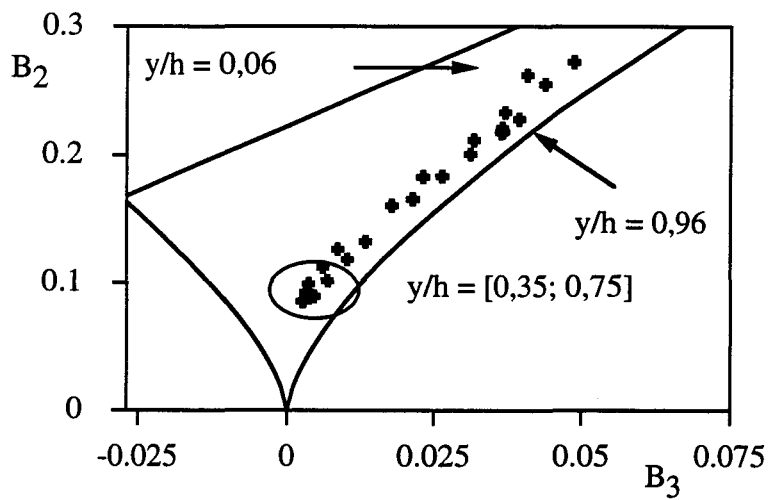


• Ecoulement de type Poiseuille $Re_\eta 5000$

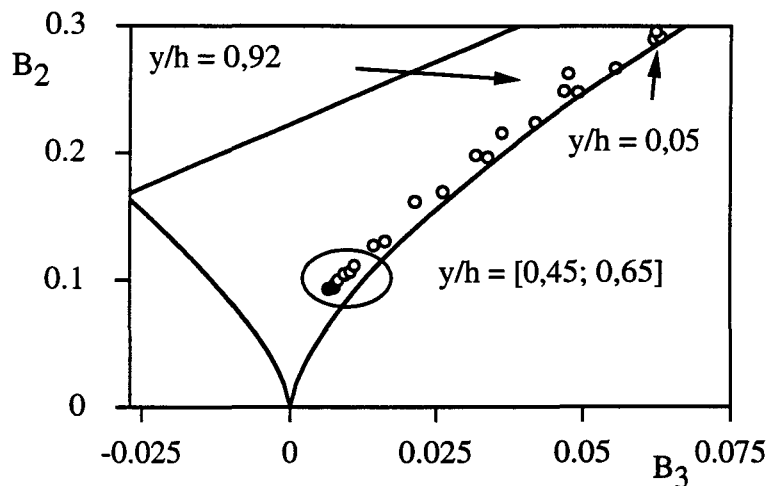
Figure 83: Etats de la turbulence à $Re_\eta 5000$



▲ Ecoulement de type intermédiaire Req 5000

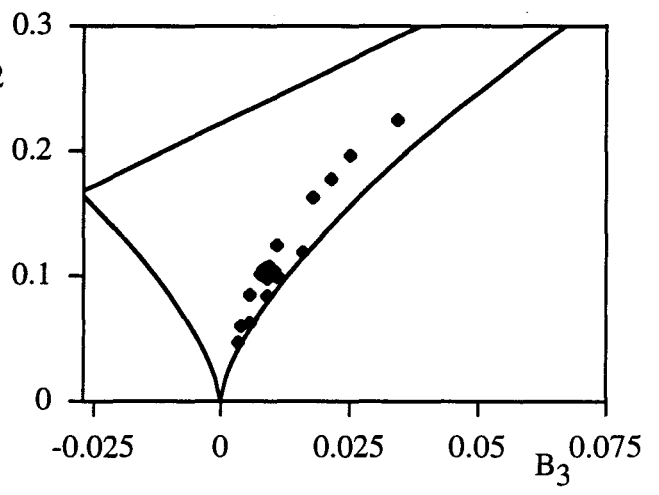
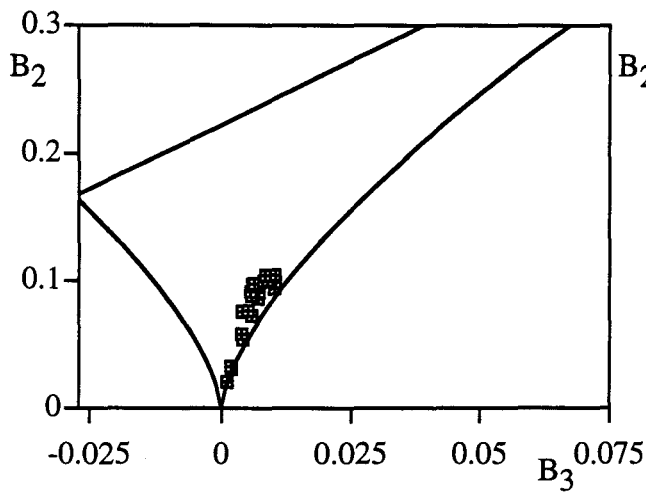


● Ecoulement de type Couette Req 5000



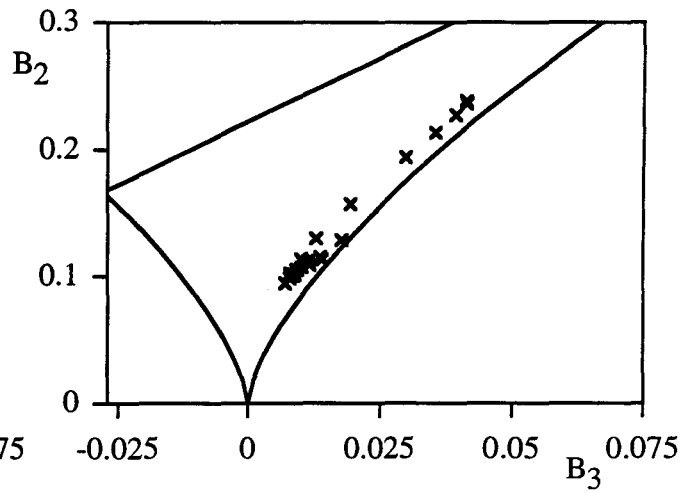
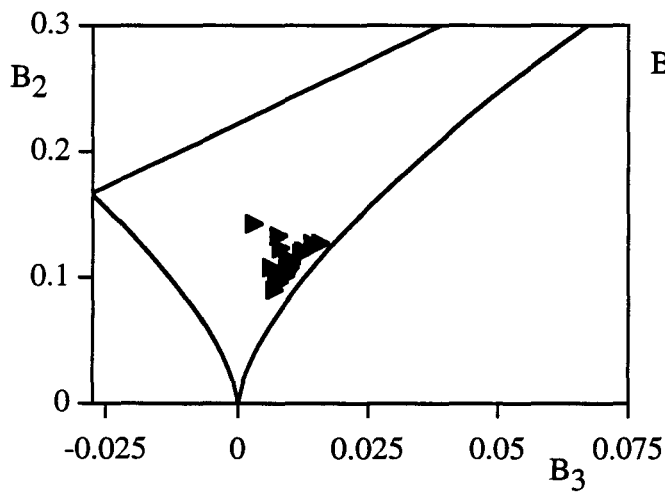
○ Ecoulement de Couette Req 5000

Figure 84: Etats de la turbulence à Req 5000



■ Ecoulement de Poiseuille Re \bar{q} 10000

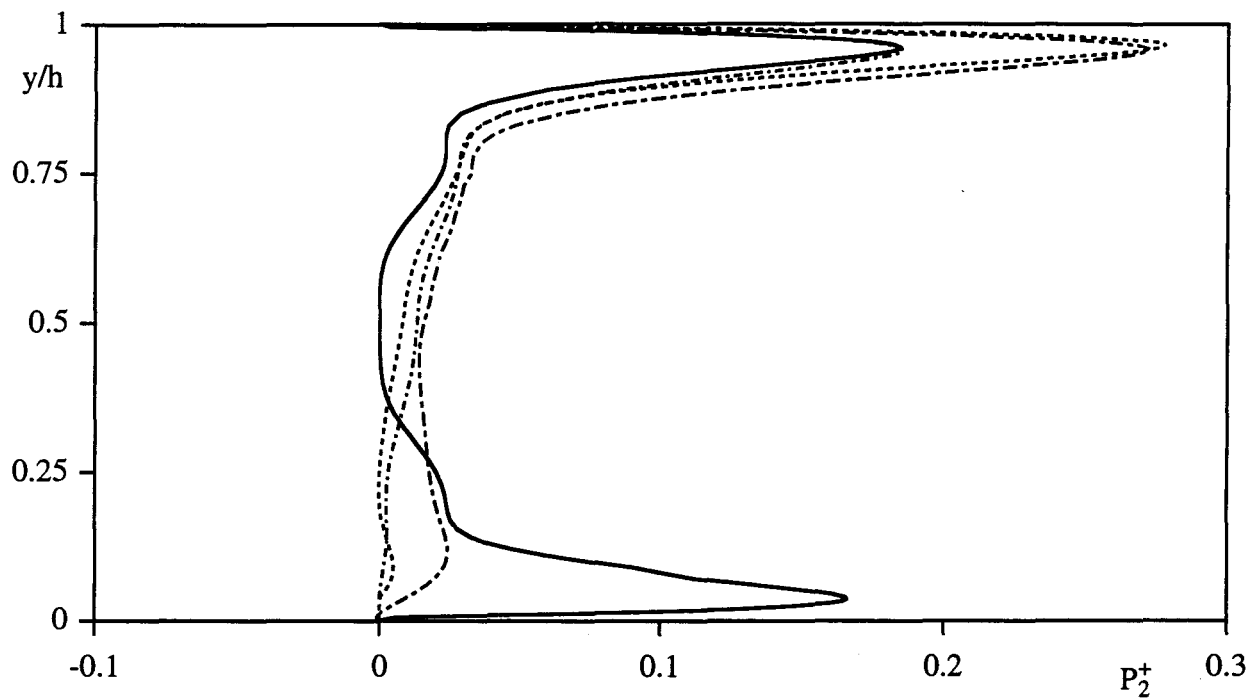
● Ecoulement de type Poiseuille Re \bar{q} 10000



► Ecoulement de type intermédiaire Re \bar{q} 0000

× Ecoulement de type Couette Re \bar{q} 10000

Figure 85: Etats de la turbulence à Re \bar{q} 10000



— Poiseuille pur Req 5000 ······ Type intermédiaire Req 5000
 ······ Type Poiseuille Req 5000 - - - - - Type Couette Req 5000

Figure 86: Production turbulente

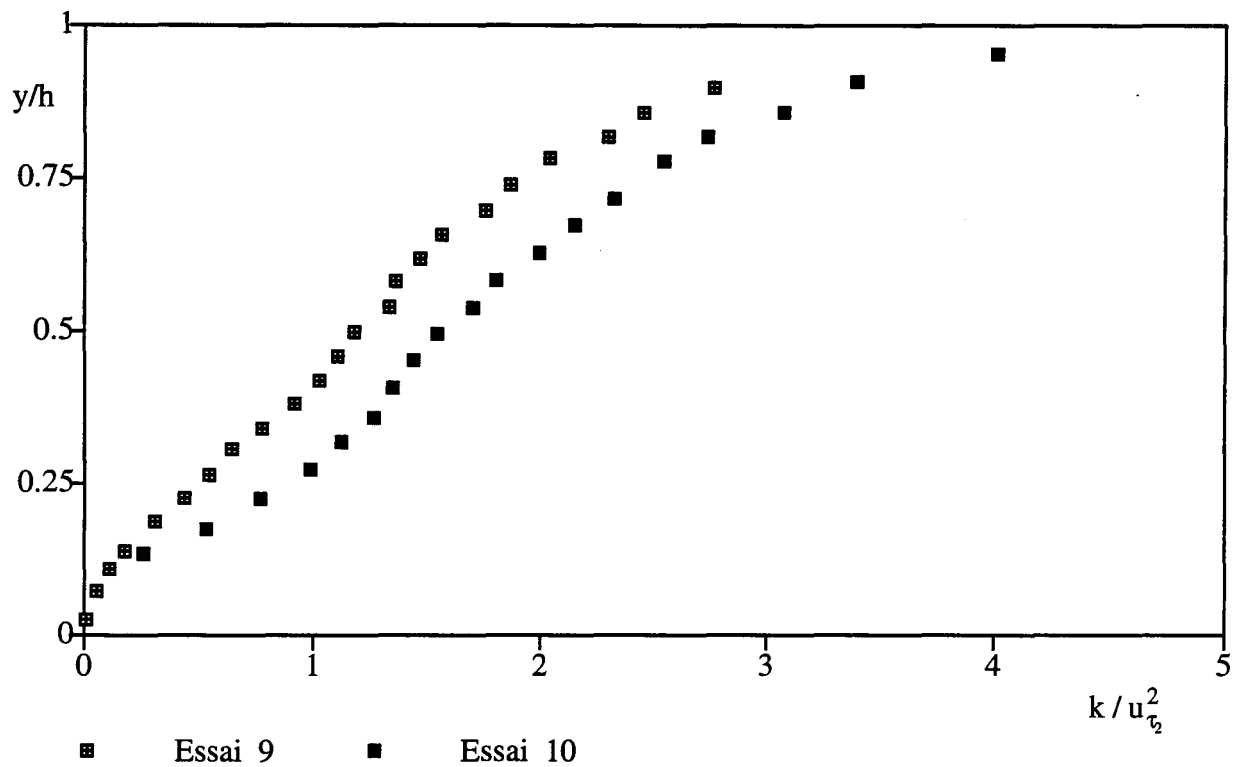


Figure 87 : Profils d'énergie turbulente pour les écoulements de type intermédiaire

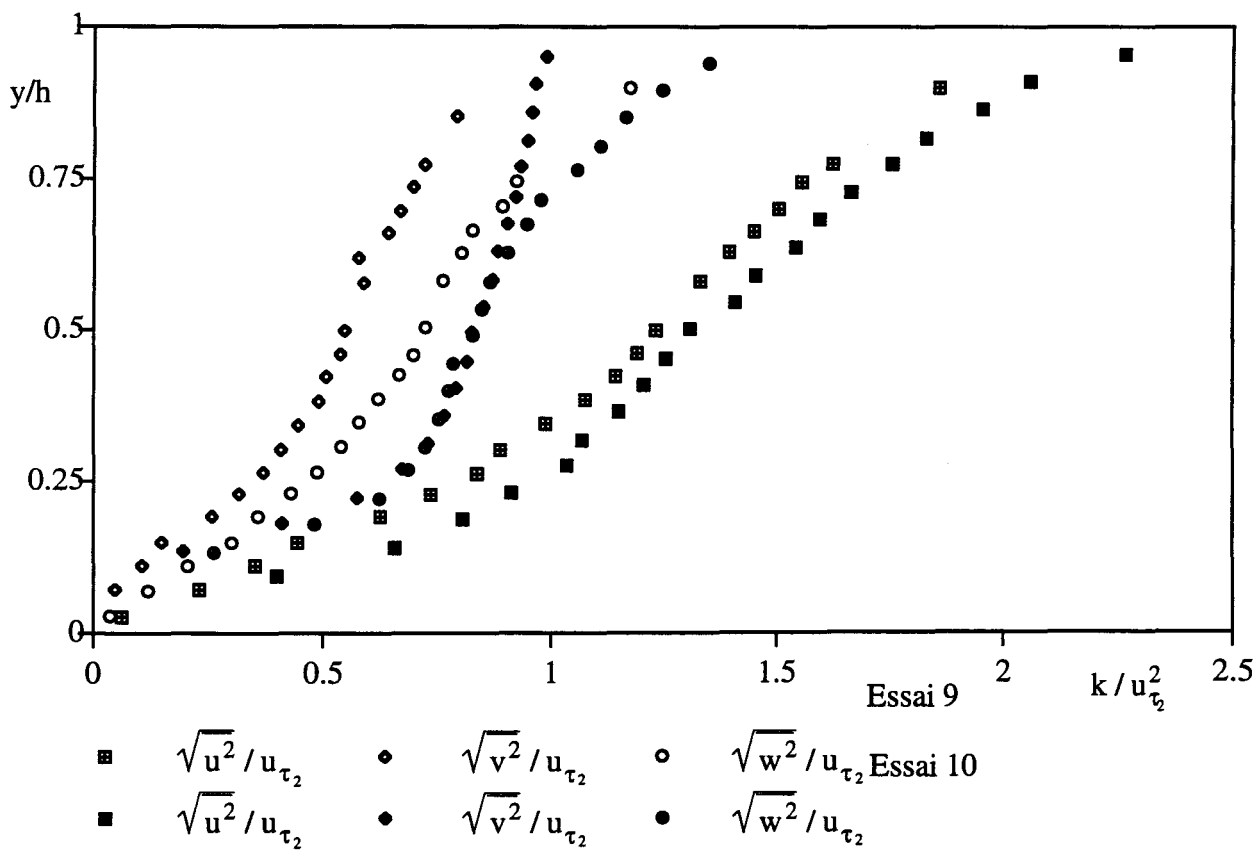


Figure 88: Profils des corrélations turbulentes pour les écoulements de type intermédiaire d'El Telbany

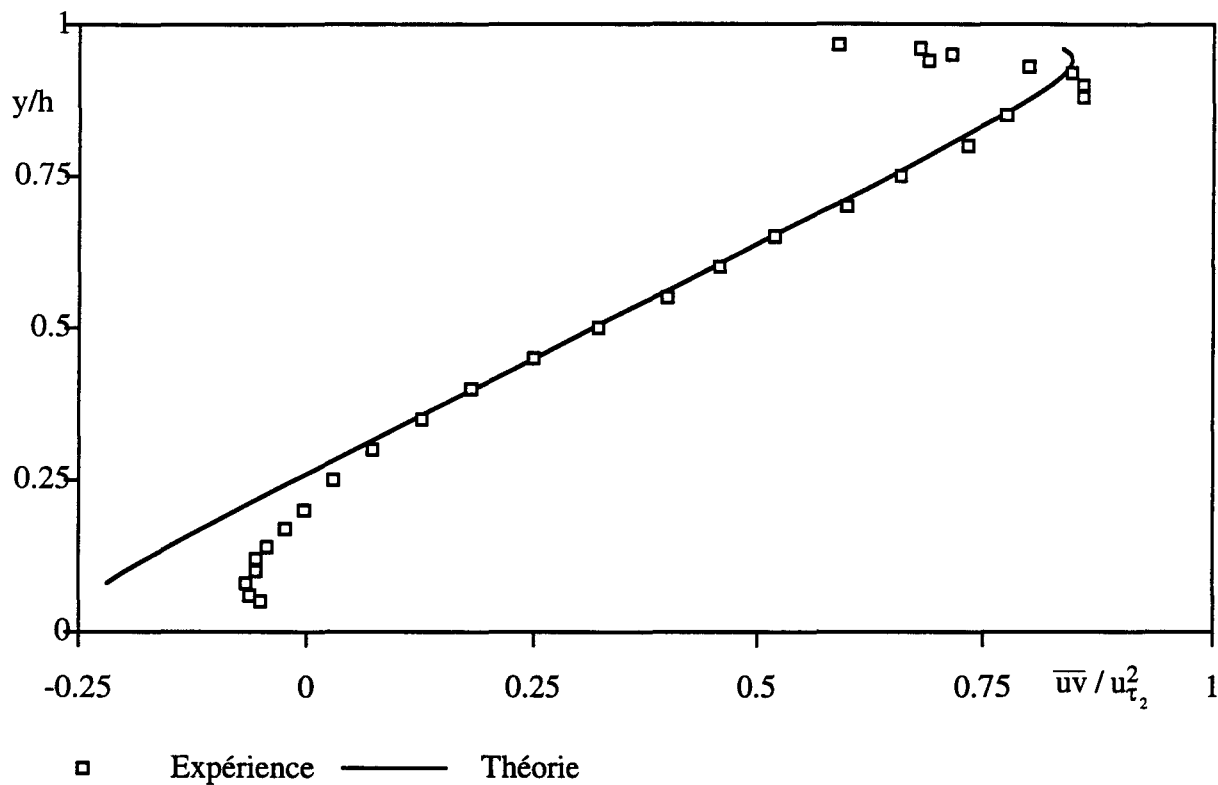


Figure 89: Profils expérimental et théorique de la corrélation croisée pour l'écoulement de type Poiseuille à $Re = 10000$

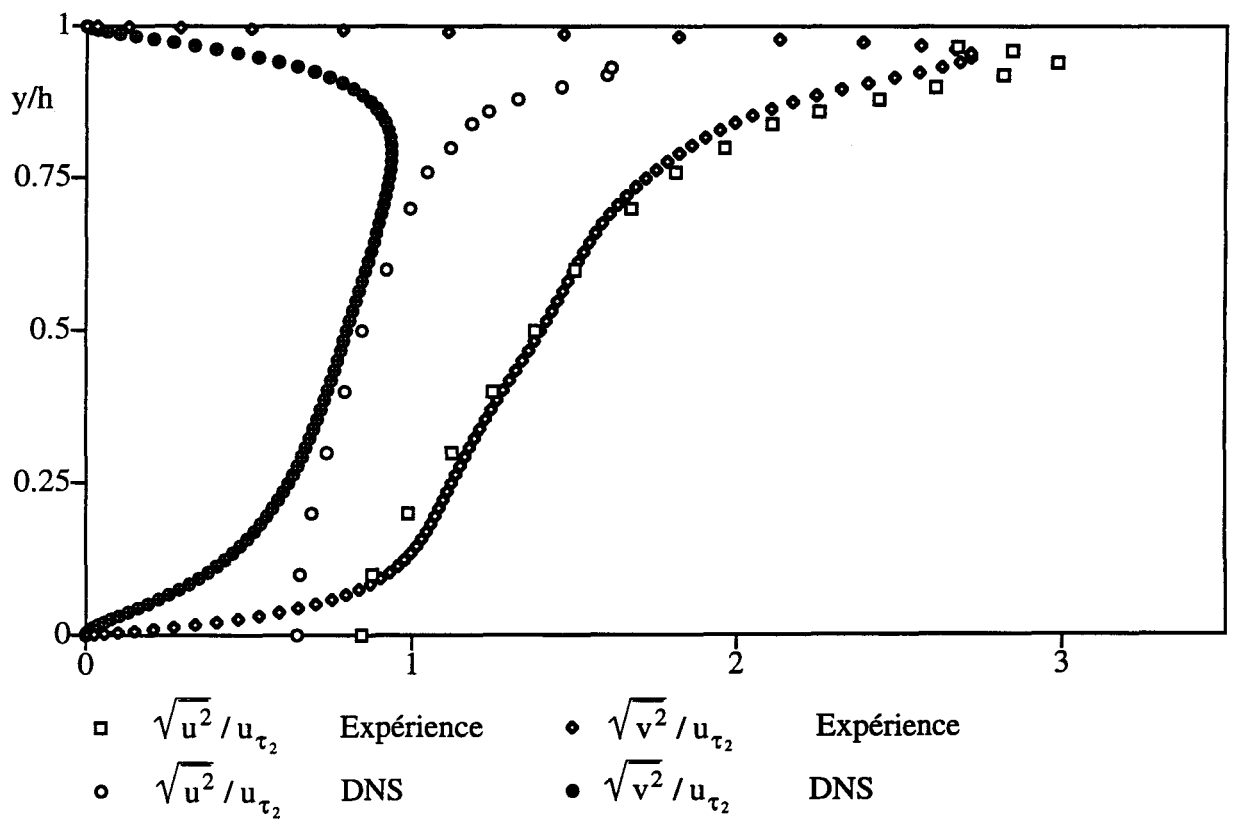
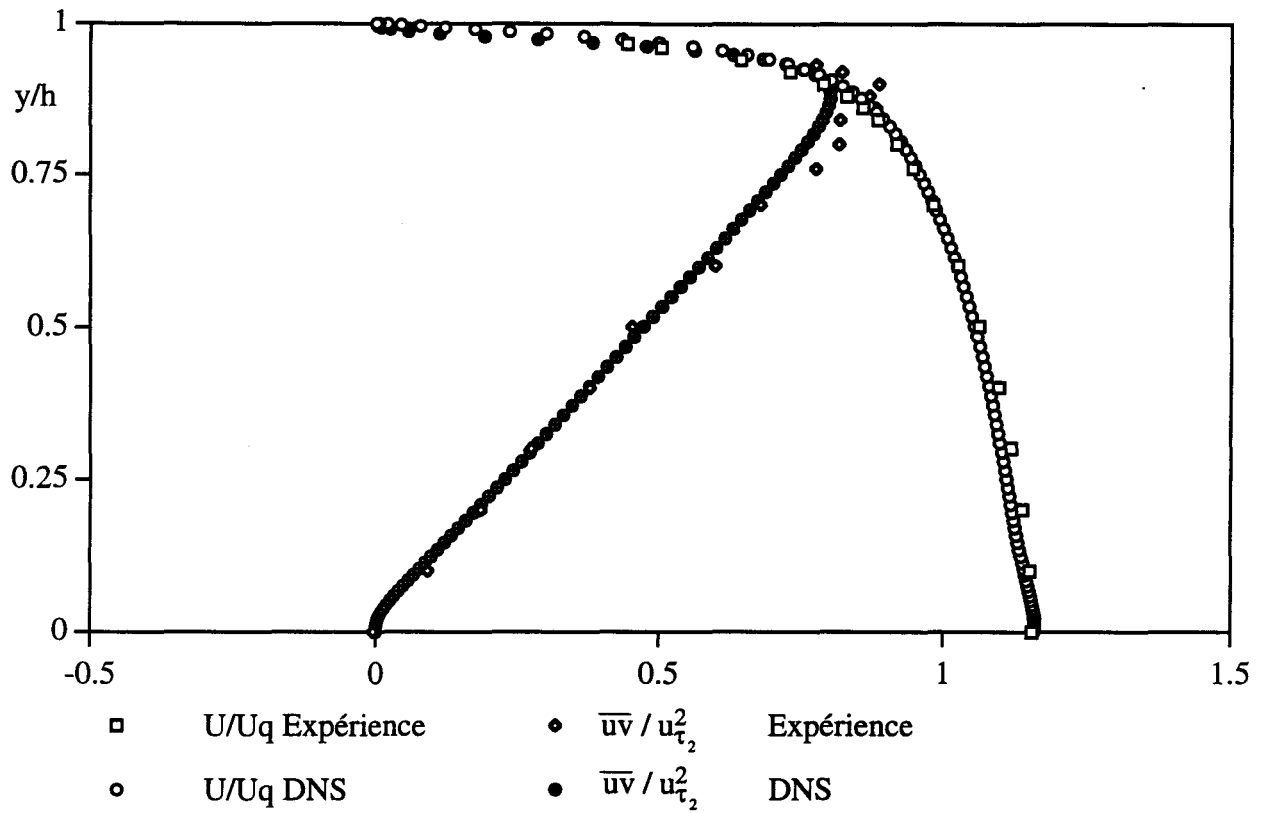


Figure 90: Comparaison entre un écoulement de Poiseuille pur et un écoulement de type intermédiaire

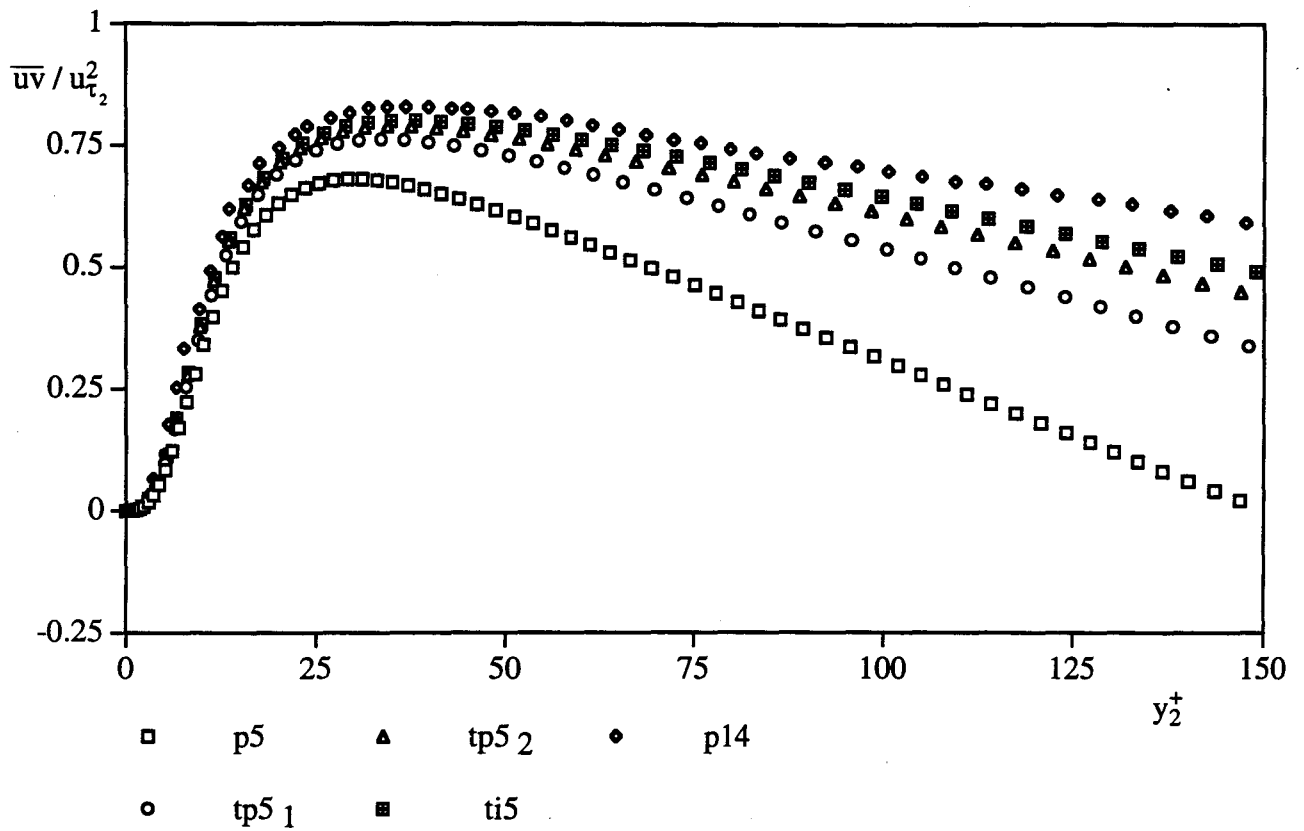


Figure 91: Profils de la corrélation croisée près de la paroi fixe pour cinq simulations directes

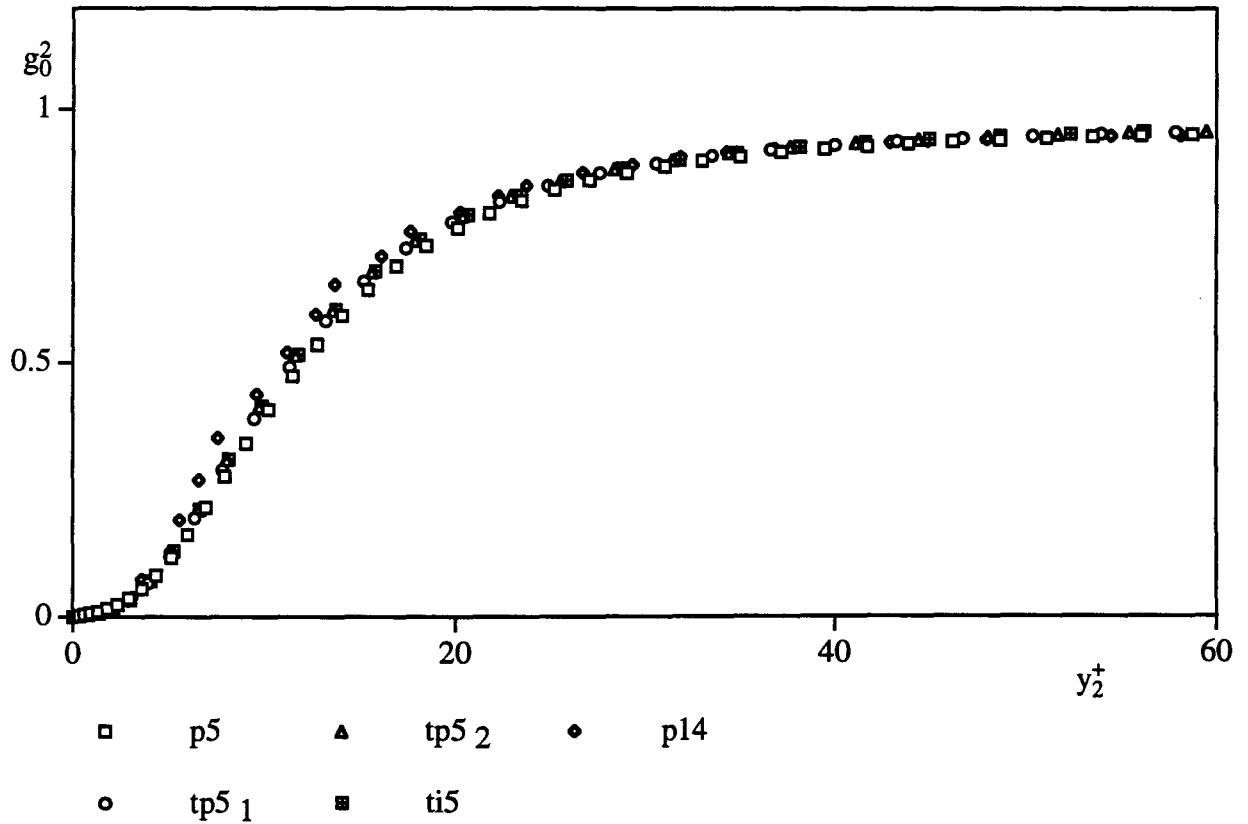


Figure 92: Profils de la fonction universelle près de la paroi fixe pour cinq simulations directes

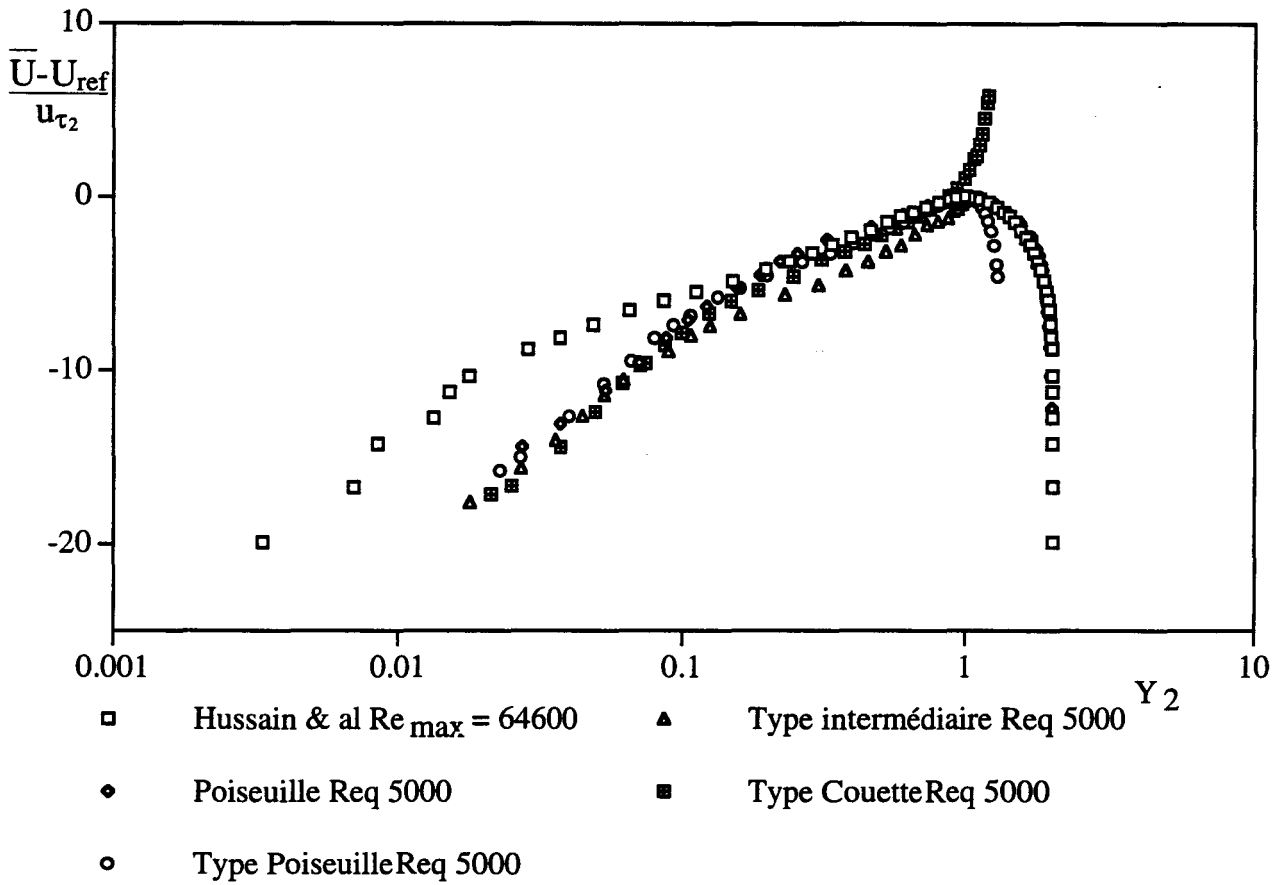


Figure 93: Profils de vitesse moyenne sous forme déficitaire

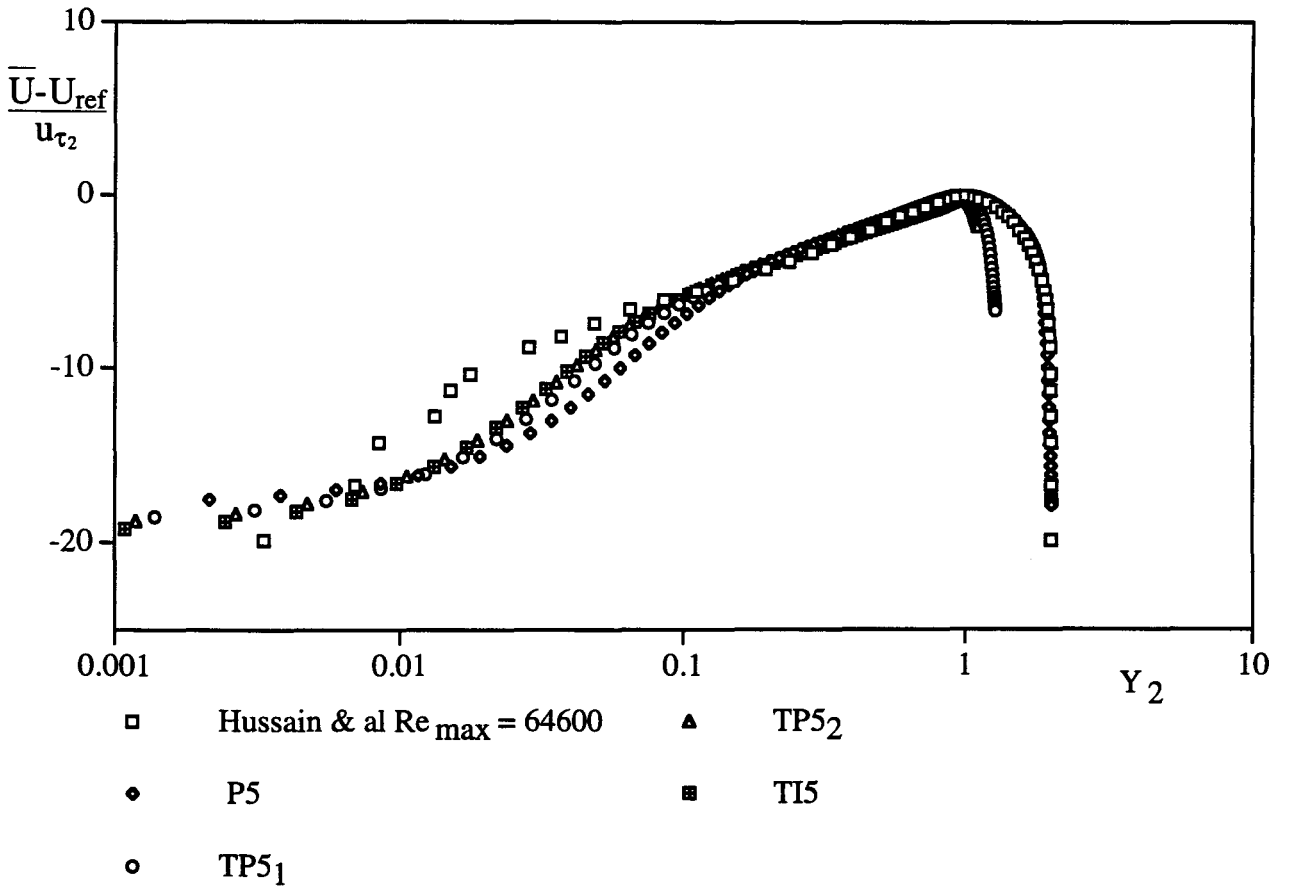


Figure 94: Profils de vitesse moyenne sous forme déficitaire

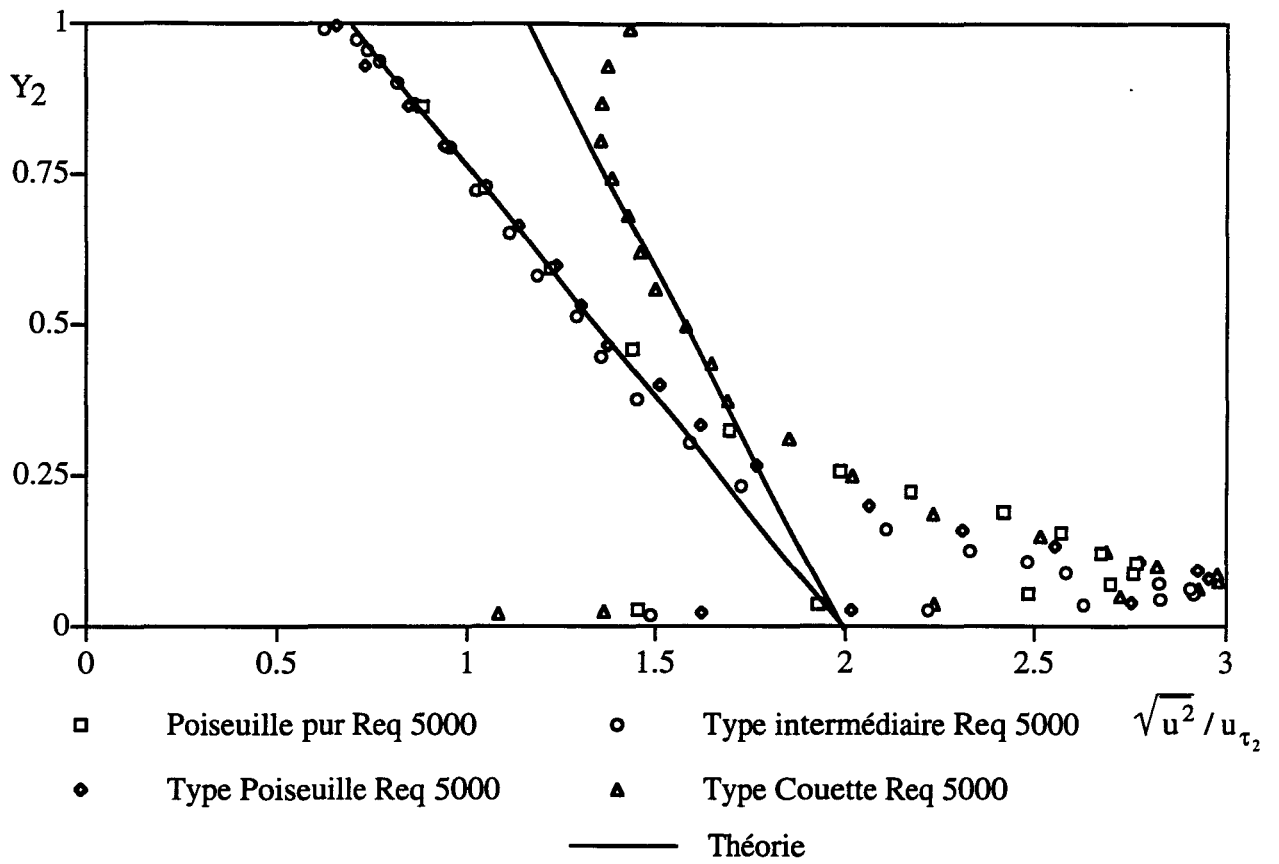


Figure 95: Profils de la corrélation longitudinale en fonction de Y_2

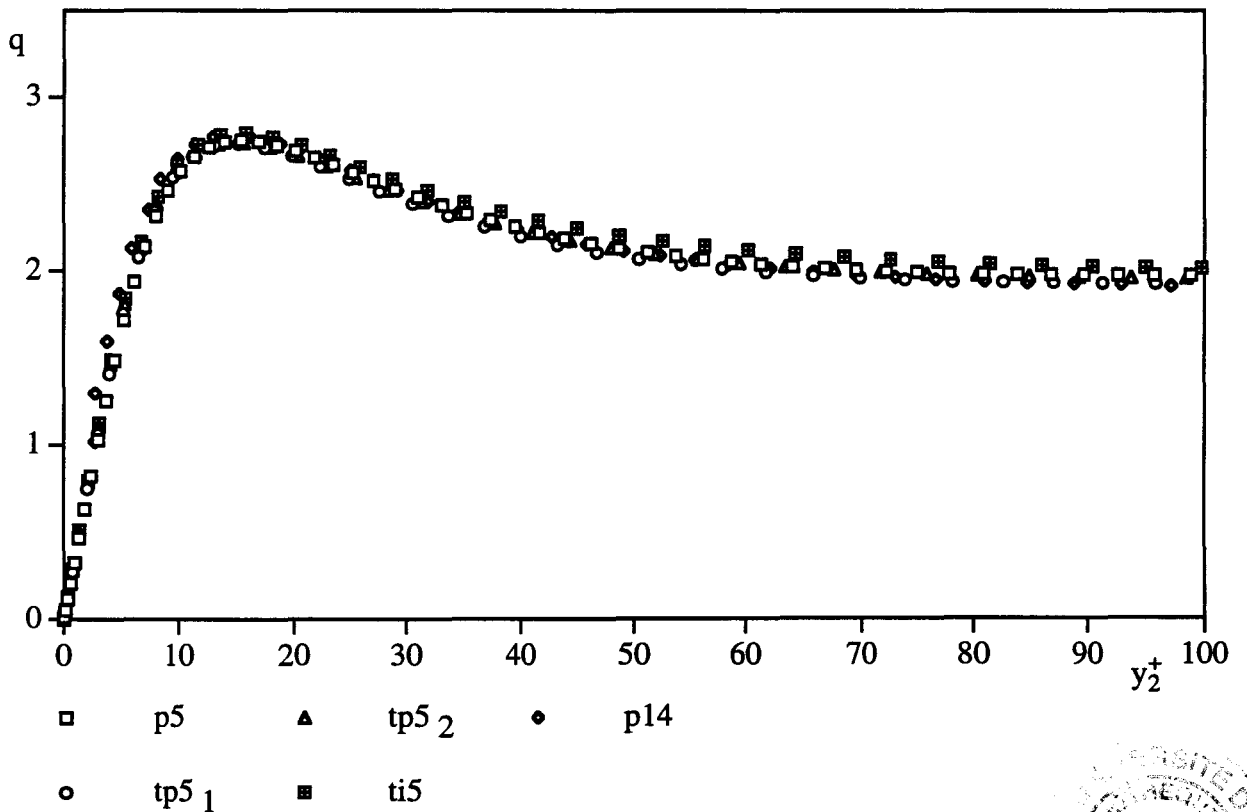


Figure 96: Profils de la fonction universelle q près de la paroi fixe pour cinq simulations directes

