

N° d'ordre: 2146

THESE DE DOCTORAT
présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE
(U.F.R. de Mathématiques)
pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN MECANIQUE
par
Anne GILLIOT- OTTAVY

**CARACTERISATION PAR ANEMOMETRIE
A FILS CHAUDS D'ECOULEMENTS TURBULENTS
DE POISEUILLE ET DE COUETTE-POISEUILLE
EN VUE DE LA VALIDATION DE
MODELES DE TURBULENCE**

soutenue le : 12 décembre 1997 devant la Commission d'examen

Membres du Jury:

Rapporteurs : Melle COMTE-BELLOT, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon
M. BONNET, Directeur du LEA de Poitiers

Membres : M. DYMENT, Professeur à l'USTL : Président du Jury
M. GENCE, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon
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

Je remercie Monsieur Bahurel, ancien directeur de l'IMFL/ONERA et Monsieur Dupriez directeur de l'IMFL/ONERA qui m'ont permis de réaliser ce travail.

Je suis reconnaissante envers Monsieur le Professeur Dymont de m'avoir accueillie dans son équipe et de m'avoir permis d'effectuer ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance et ma profonde estime à Monsieur le Professeur Stanislas, pour son accueil au sein de son équipe et son encouragement au cours de cette étude. Ses compétences dans le domaine de la turbulence et son enseignement ont été un très grand apport pour la conduite de cette thèse.

J'exprime également ma reconnaissance envers Monsieur Monnier, ingénieur à l'IMFL, pour sa constante disponibilité et l'intérêt qu'il a constamment témoigné à l'égard de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance au groupe MFF et au personnel de l'IMFL en général qui se sont toujours montrés très coopératifs à mon égard.

Je remercie également Messieurs Michel et Waymel pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la partie expérimentale de cette étude.

Table des matières

Notations principales.....	6
1^{ère} Partie	PRESENTATION GENERALE DU SUJET.....8
1. Introduction	8
2. Equations du mouvement	14
2.1. Equations de Reynolds	14
2.2. Equations de transport pour les contraintes de Reynolds	14
3. Approche spectrale	16
4. Moments d'ordre supérieur	18
2^{ème} Partie	APPROCHE EXPERIMENTALE20
1. Installation expérimentale	20
2. Anémométrie à fil chaud	22
2.1. Introduction	22
2.2. Sondes à fil simple	22
2.2.1. Etalonnage	22
2.2.2. Mesures	23
2.2.3. Calcul de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence	23
2.3. Sondes à fils croisés	24
2.3.1. Etalonnage à angle constant	26
2.3.2. Etalonnage à angle variable	27
2.4. Chaîne de mesure	29
2.5. Acquisition du signal	30
2.6. Erreurs de mesure	31
2.6.1. Estimation de l'erreur statistique	31
2.6.2. Erreur due au changement de température durant l'essai	32
2.6.3. Erreur due à la chaîne de mesure	33
2.6.4. Erreur due au dépouillement des tensions en vitesse	34
2.6.5. Influence de la taille de la sonde	35
2.6.6. Erreur due aux phénomènes thermiques	36
2.6.7. Influence de la mesure des résistances à froid	37
2.6.8. Erreur sur la mesure des ordonnées	39
2.6.9. Influence du gradient de vitesse	39
2.6.10. Bilan de l'erreur de mesure totale	39
2.7. Estimation de la vitesse de frottement	40
2.8. Conclusion	41

3^{ème} Partie ECOULEMENT DE POISEUILLE PUR43

1. Introduction	43
2. Résultats	46
2.1. Influence de la taille des sondes	46
2.1.1. Profil des vitesses moyennes	46
2.1.2. Profils des corrélations normales	46
2.1.3. Profils des corrélations croisées	49
2.2. Influence du nombre de Reynolds	49
2.2.1. Profils des vitesses moyennes	49
2.2.2. Profils des corrélations normales	50
2.2.3. Profils d'énergie cinétique turbulente	51
2.2.4. Spectres unidimensionnels	51
2.2.5. Profils des corrélations croisées	53
2.2.6. Conclusion.....	53
3. Discussion	55
3.1. Grandeurs globales	55
3.2. Vitesse moyenne	62
3.2.1. Représentation naturelle	62
3.2.2. Représentation logarithmique	63
3.3. Contraintes de Reynolds	66
3.3.1. Contraintes normales	66
3.3.2. Energie cinétique	68
3.3.3. Contraintes tangentielles	69
3.3.4. Conclusion	69
3.4. Comparaison avec les simulations numériques directes	70
3.5. Moments d'ordre supérieur	71
3.5.1. Moments d'ordre 3	71
3.5.2. Facteurs de dissymétrie et d'applatissage	74
3.5.3. Bilan	77
4. Conclusion	80

4^{ème} Partie ECOULEMENT DE COUETTE-POISEUILLE82

1. Profils de vitesse moyenne	87
2. Corrélations normales	88
3. Energie turbulente	89
4. Corrélations croisées	90
5. Corrélations triples	92
5.1. Corrélations triples normales	92
5.2. Corrélations triples croisées	92
6. Facteurs de dissymétrie et d'applatissage	93
6.1. $S(u)$ et $f(u)$	93
6.2. $S(v)$ et $f(v)$	93
7. Conclusion	95

5^{ème} Partie	CONCLUSION GENERALE.....	96
Références bibliographiques.....		99
Annexes.....		103
Figures.....		111
Liste des figures.....		112

NOTATIONS PRINCIPALES

Anémométrie à fil chaud

d	: diamètre du fil
l	: longueur du fil
E	: tension de sortie de l'anémomètre
E_i	: tension de sortie de l'anémomètre pour le fil i
E_0	: tension aux bornes du fil lorsque le fil est au repos
E_m	: tension délivrée par la sonde à vitesse d'écoulement maximum
I	: courant électrique traversant le fil
R_{fluide}	: résistance du fil à température ambiante
R_{fil}	: résistance du fil chauffé
T	: température du fil chaud
T_{fluide}	: température ambiante du fluide
k_{fil}	: conductivité thermique du fil
k_{af}	: conductivité thermique du fil
h_t	: coefficient de transfert thermique par convection de la sonde
f_c	: fréquence de coupure du circuit comprenant le fil chaud
Gr	: nombre de Grashof
Nu	: nombre de Nusselt
Pr	: nombre de Prandtl
α_1	: angle entre le fil 1 et l'axe de la sonde
α_2	: angle entre le fil 2 et l'axe de la sonde
φ	: angle entre la vitesse moyenne U et l'axe de la sonde
$\psi_i = \alpha_i + \varphi_i$: angle entre la direction de la vitesse et le fil considéré

Fluide

h	: hauteur du canal
Re_q	: nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante U_q et la hauteur du canal h
Re_{max}	: nombre de Reynolds basée sur la vitesse maximum U_{max} et la hauteur du canal h
Re_{τ}	: nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement u_{τ} et la hauteur du canal h
U_i	: composante de la vitesse instantanée dans la direction i ($U_1 = U$, $U_2 = V$, $U_3 = W$)
\overline{U}_i	: composante de la vitesse moyenne dans la direction i
u_i	: composante de la vitesse fluctuante dans la direction i ($u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$)
U_{max}	: vitesse maximum
U_q	: vitesse débitante
u_{τ}	: vitesse de frottement pariétale
$u_{\tau 1}$: vitesse de frottement pariétale à la paroi fixe

u_{τ^2}	: vitesse de frottement pariétale à la paroi mobile
ρ	: masse volumique
μ	: viscosité dynamique
ν	: viscosité cinématique
τ	: contrainte de cisaillement totale
k	: énergie cinétique turbulente
P_{atm}	: pression atmosphérique
k_1	: nombre d'onde $k_1 = 2 \pi f / \overline{U}$
u^+	: vitesse adimensionnée par la vitesse de frottement $u^+ = \frac{\overline{U}}{u_\tau}$
y^+	: ordonnée adimensionnée $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$
u'	: corrélation normale $\sqrt{u'^2}$
v'	: corrélation normale $\sqrt{v'^2}$
w'	: corrélation normale $\sqrt{w'^2}$
$u'v'$: corrélation croisée $\overline{u'v'}$
$u'w'$: corrélation croisée $\overline{u'w'}$
V_b	: vitesse de la paroi mobile
$s(u_i)$: coefficient de dissymétrie
$f(u_i)$: coefficient d'aplatissement

1ère Partie

PRESENTATION GENERALE DU SUJET

1. INTRODUCTION

La mécanique des fluides qui nous entourent est dominée par des mouvements chaotiques instationnaires que l'on appelle turbulence. Qu'il s'agisse de l'écoulement de l'air ou de l'eau dans l'environnement naturel ou dans un milieu fabriqué par l'homme, les échanges de chaleur, de quantité de mouvement ou de masse sont produits par des évolutions tourbillonnaires irrégulières à grande échelle plutôt que par la diffusion moléculaire. De plus, pratiquement tous les dispositifs aérothermiques tels que les conduites, chaudières, compresseurs, turbines, moteurs à combustion interne... sont de diverses manières conçus pour tenir compte du fait que les écoulements qui les traversent ou qui les baignent sont turbulents.

Malgré la grande variété des études expérimentales sur la structure des écoulements turbulents, les mécanismes fondamentaux qui gouvernent ces écoulements demeurent encore bien imparfaitement élucidés et, aujourd'hui encore, bien des problèmes restent ouverts, parfois énigmatiques. Cependant, la plupart des écoulements rencontrés dans le domaine de la pratique industrielle sont de nature turbulente et beaucoup de phénomènes tels que le transfert de chaleur ou de masse sont si intimement liés au mouvement du fluide que leur étude nécessite l'étude préalable de l'écoulement turbulent, soit par l'approche expérimentale de mouvements plus simples, soit par la voie du calcul numérique.

Un modèle de turbulence est généralement construit à partir d'un schéma issu de l'intuition physique, de données théoriques, et de propriétés mathématiques des équations. L'expérience intervient de façon globale au niveau de l'intuition physique par la connaissance synthétique comparative des données issues des mesures dans des situations variées. En fait, l'expérience intervient à deux niveaux: d'abord pour préciser les hypothèses de fermeture (constantes numériques) dans le cas d'expériences fondamentales destinées à mettre en évidence un phénomène particulier le plus pur possible. Elle intervient ensuite pour tester les modèles déjà construits. Les écoulements plus complexes rencontrés dans la pratique peuvent souvent servir de test aux modèles et parfois même suggérer des corrections empiriques qui permettent de pallier des insuffisances qu'ils ont fait apparaître dans la modélisation. Toutefois, les écoulements pratiques présentent bien souvent de nombreux niveaux de complexité dont les effets se mêlent, ce qui complique l'interprétation des mesures.

On sait que tout écoulement de fluide newtonien, isovolume et à température constante est régi par un ensemble d'équations appelées équations de Navier-Stokes qui se réduisent à l'équation de continuité et aux trois équations de la quantité de mouvement. Ce système contient quatre inconnues: la pression et les trois composantes de la vitesse. Comme il y a quatre équations, le système est fermé.

Diverses solutions existent 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 alors modéliser. Or, la phase de modélisation est rendue délicate par le fait que ces termes ne sont pas toujours accessibles à l'expérience. Cette approche est actuellement la plus développée au plan industriel. Elle a permis des avancées significatives dans la mise au point d'outils prédictifs. Elle souffre néanmoins d'un manque de données expérimentales fiables qui permettent de caler et de valider les modèles.

Pour pallier ce manque d'informations, on fait de plus en plus appel à la simulation numérique directe (DNS). Cette méthode consiste à intégrer numériquement le système des équations de Navier-Stokes. Une telle résolution nécessite un maillage dont la distance maximale entre les noeuds doit être inférieure à la taille des plus petites structures contenues dans l'écoulement. Les échelles de Kolmogorov, qui varient en sens inverse du nombre de Reynolds, peuvent être choisies comme grandeurs caractéristiques de ces petites structures. Donc plus le nombre de Reynolds est grand, plus le nombre de points de maillage à utiliser est important. De nos jours, il est possible à l'aide de moyens de calculs très performants de simuler des écoulements à faible nombre de Reynolds par la DNS. Mais les calculs sont très longs, très onéreux, et de ce fait encore très limités.

C'est pourquoi, la simulation numérique directe n'est pas encore applicable aux problèmes industriels. Elle fait néanmoins l'objet d'une activité de recherche intense et elle sert déjà de base pour définir des modèles statistiques plus réalistes. En effet, dans la mesure où elle donne accès à tous les termes des équations de bilan turbulent (équations de transport des contraintes de Reynolds) elle peut permettre de procéder à une modélisation moins empirique de certains de ces termes (corrélations pression-déformation, dissipation). La principale hypothèse pesant actuellement sur cette démarche tient au fait que les simulations directes sont réalisées à de faibles nombres de Reynolds qui ne sont pas forcément représentatifs du processus turbulent à grand nombre de Reynolds.

Un autre type de simulation numérique des équations de Navier-Stokes permet le calcul d'écoulements turbulents à nombre de Reynolds plus élevé. Il s'agit de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation). Cette technique de résolution utilise un maillage dont la distance entre les noeuds est supérieure aux petites échelles. A l'intérieur des cellules ainsi formées, la turbulence est modélisée par une viscosité apparente, dite viscosité sous-maille. Cette méthode est équivalente à un filtrage des équations de Navier-Stokes pour ne résoudre que les mouvements dont la taille est supérieure à une certaine échelle. Cette méthode de résolution nécessite également l'utilisation d'un matériel informatique très performant qui la rend très onéreuse. Elle paraît être un compromis acceptable entre les deux approches précédentes, mais elle est encore au stade de la mise au point, notamment pour ce qui concerne les modèles de sous maille.

Parallèlement à l'approche LES, dont l'application à des problèmes industriels reste du domaine du moyen terme, une approche conjointe modélisation statistique, DNS, expérience semble un moyen pragmatique pour améliorer les modèles statistiques qui répondent déjà à une large gamme de préoccupations industrielles.

Le but du présent travail est de contribuer à cette seconde approche, tout d'abord en validant par l'expérience des simulations numériques directes existantes pour des écoulements à faible nombre de Reynolds, ensuite en étudiant l'influence du nombre de Reynolds dans une gamme s'étendant des DNS aux applications industrielles et enfin en fournissant des résultats les plus fiables possibles et suffisamment documentés pour permettre une prédiction par des modèles statistiques.

Ce document présente donc un travail essentiellement expérimental qui concerne des écoulements turbulents simples que sont l'écoulement de Poiseuille pur et les écoulements de Couette-Poiseuille. L'étude de ces écoulements a été choisie car ils représentent des simplifications très réalistes d'écoulements plus complexes existants dans de nombreux procédés industriels tels que la lubrification des paliers hydrodynamiques ou l'électro-déposition (cf Monnier [1] - Vanhee [2]). Ces écoulements se produisent entre deux parois parallèles dont l'une peut être mobile. Leur géométrie et leurs conditions aux limites les rendent facilement accessibles à toutes les modélisations.

Les écoulements de Couette-Poiseuille sont schématiquement la combinaison de deux écoulements plus simples (cf tableau 1): l'écoulement de Poiseuille pur qui est produit par un gradient de pression longitudinal et l'écoulement de Couette pur qui résulte de la mise en mouvement d'une paroi par rapport à l'autre. Il existe en fait trois catégories d'écoulements de Couette-Poiseuille (figure 1.1):

- les écoulements de type Poiseuille, pour lesquels le profil de vitesse moyenne présente un extremum;
- les écoulements de type Intermédiaire, pour lesquels le gradient de vitesse moyenne est sensiblement nul à l'une des parois;
- les écoulements de type Couette, pour lesquels le profil de vitesse longitudinale présente un point d'inflexion.

Ces écoulements sont caractérisés par deux paramètres sans dimension: un nombre de Reynolds Re_q basé sur la vitesse débitante U_q et la hauteur de canal h , et le rapport de la vitesse débitante U_q sur la vitesse de paroi V_b .

		vitesse de la paroi mobile	
		nulle	non nulle
gradient de	nul	pas d'écoulement	écoulement de Couette pur
	non nul	écoulement de Poiseuille pur	écoulement de Couette-Poiseuille

tableau 1

Une étude bibliographique complète des résultats existant dans la littérature pour ce type d'écoulement a été effectuée par Monnier [1] et Corenflos [3]. La première étude expérimentale complète des écoulements de Couette-Poiseuille a été réalisée par El Telbany et Reynolds [4] [5] [6]. Elle a été effectuée par anémométrie à fils chauds pour une large gamme du rapport U_q/V_b et pour des nombres de Reynolds relativement grands ($Re_q > 30\,000$).

Outre la mise en évidence de l'influence importante du rapport U_q/V_b sur les caractéristiques de la turbulence, les résultats d'El Telbany et Reynolds ont montré un saut brutal d'énergie turbulente au passage de l'écoulement de type Intermédiaire. Ce saut n'est absolument pas reproduit par les modèles de fermeture en un point tels que K- ϵ et Reynolds stress, comme l'ont montré Monnier [1] et Vanhée [2]. Deux hypothèses ont été avancées pour expliquer ces écarts: un changement de nature physique de l'écoulement non pris en compte par les modèles ou une erreur expérimentale. Les prédictions des grandeurs turbulentes par les modèles étant par ailleurs relativement médiocres, une installation expérimentale a été conçue et réalisée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (IMFL-ONERA) en vue d'élucider ce problème.

La différence majeure entre cette nouvelle installation et celle d'El Telbany et Reynolds tient aux conditions d'entrée: dans la seconde, l'écoulement en sortie du convergent débouche immédiatement dans le canal dont l'une des parois est mobile. Dans la nouvelle installation, un canal à parois fixes permet de réaliser un écoulement de Poiseuille pur établi avant d'aborder la section à paroi mobile. Les conditions d'entrée sont donc parfaitement définies.

Les premières études sur l'installation de l'IMFL ont été réalisées par Corenflos [3] à un nombre de Reynolds de 5000 et par Deldique [7] pour un nombre de Reynolds de 10 000.

Les résultats obtenus par Corenflos [3] ont permis une première caractérisation détaillée de trois cas d'écoulement à $Re = 5\,000$ pour trois valeurs de U_q/V_b . Ces résultats ont été obtenus par anémométrie à fils chauds. La comparaison avec des simulations numériques directes disponibles à l'époque a montré un assez bon accord. Les résultats étaient satisfaisants en ce qui concerne les profils de vitesse moyenne et de la corrélation normale u' . Par contre, des écarts importants existent dans les zones pariétales pour les corrélations normales v' et w' . Les mesures semblent surestimer le niveau des pics pariétaux et les localiser trop près des parois. L'auteur souligne que ce problème serait dû à l'influence de la taille de la sonde utilisée.

Deldique [7] a poursuivi le travail de Corenflos [3] en étendant la gamme de nombre de Reynolds. Il a caractérisé les mêmes cas d'écoulement à $Re = 10\,000$. Il a constaté que les écoulements de type Couette à $Re = 10\,000$ sont affectés par des problèmes d'établissement. La longueur nécessaire pour qu'un écoulement de Couette-Poiseuille soit établi étant dépendante du rapport U_q/V_b . Dans une deuxième partie de son travail, Deldique [7] a procédé à une comparaison détaillée de ses résultats et de ceux de Corenflos avec des simulations numériques directes et des modélisations statistiques (Reynolds Stress). L'accord obtenu dans la partie centrale du canal était beaucoup plus satisfaisant que celui observé avec les résultats d'El Telbany et Reynolds. Cet accord a permis d'invalider l'hypothèse de changement de nature physique de l'écoulement et de confirmer celle d'une erreur expérimentale. Néanmoins, il est apparu des écarts systématiques près des parois pour les corrélations normales v' et w' . La corrélation $u'v'$ est également apparue surestimée. Cette surestimation était d'autant plus grande que le nombre de Reynolds était élevé.

Les écarts observés étant imputés principalement à la taille des sondes, il semblait important de vérifier cette hypothèse. De plus, les comparaisons précédentes s'étant limitées aux moments d'ordre 2, il paraissait intéressant de pousser la comparaison un peu plus loin.

Pour lever le doute sur l'influence de la taille des sondes près des parois, une nouvelle sonde a été utilisée dans ce travail. De taille inférieure à celles utilisées précédemment, elle a permis de clarifier ce problème pour les deux types d'écoulement étudiés.

Les travaux de Deldique ayant montré une influence significative du nombre de Reynolds sur l'établissement des écoulements de Couette-Poiseuille, il paraissait peu raisonnable d'étudier l'influence de ce paramètre dans le cas général sans une modification majeure de l'installation en vue de la rallonger. On a donc choisi d'étudier cette influence dans un cas particulier : l'écoulement de Poiseuille pur correspondant à $V_b = 0$.

Pour ce qui concerne cet écoulement, à la différence des écoulements de Couette-Poiseuille, la littérature est très abondante. On verra cependant un peu plus loin que les résultats présentent une dispersion significative (cf figure 1.2) et qu'il est bien difficile d'en dégager à priori une influence claire du nombre de Reynolds. Il est donc apparu intéressant de comprendre les différences existant entre chaque auteur et de contribuer à valider les simulations numériques directes à l'aide de toutes ces études expérimentales.

Pour les écoulements de Couette-Poiseuille, les trois cas étudiés par Corenflos [3] à $Re = 5000$ ont été repris. On s'est intéressé particulièrement aux écoulements pour lesquels des simulations numériques directes sont disponibles dans la littérature et à l'influence du rapport U_q/V_b .

Enfin, très peu de mesures des corrélations d'ordre supérieur à 2 existent. Ce travail présente les mesures des corrélations d'ordre 3 et 4 pour les deux types d'écoulement et les compare aux simulations numériques directes disponibles.

Le présent travail se divise donc en deux parties:

- La première concerne essentiellement les écoulements de Poiseuille pur. Une étude bibliographique détaillée est présentée, elle n'a pas permis de dégager clairement l'influence du nombre de Reynolds, même sur le profil de vitesse ! De plus, si quelques comparaisons ont été faites entre les simulations numériques directes et des résultats d'expériences, elles se limitent généralement à certains moments d'ordre 2 (u' , v'), faute de résultats expérimentaux disponibles.

Les mesures réalisées ici pour quatre nombres de Reynolds se situent dans une gamme allant de 5000 à 30000. L'étendue de cette gamme doit permettre de dégager l'influence de ce paramètre sur les différentes grandeurs mesurées. Ces mesures sont faites par anémométrie à fils chauds et un bilan des erreurs de mesure de cette méthode est présenté.

Grâce à une nouvelle méthode d'acquisition des données, toutes les valeurs instantanées des grandeurs ont pu être stockées et la mesure des corrélations d'ordre 3 et 4 a pu être réalisée. Ces corrélations sont d'autant plus importantes qu'elles apparaissent directement dans les équations de transport de la turbulence. Pour conclure, une comparaison des résultats obtenus avec ceux des simulations numériques directes a été entreprise.

- La seconde partie de ce mémoire porte sur les écoulements de Couette-Poiseuille, les mesures étant destinées à compléter la base de données existante. Des sondages pour trois types d'écoulement différents (type Poiseuille, type Intermédiaire et type Couette) ont été réalisés avec la nouvelle sonde, à un nombre de Reynolds de 5 000. Une comparaison avec les simulations directes existante est réalisée ainsi que la mesure des corrélations d'ordre supérieur à 2.

2. EQUATIONS DU MOUVEMENT

2.1. Equations de Reynolds

On note les coordonnées x, y, z et les vitesses U, V et W . Plusieurs hypothèses permettent de simplifier les équations de Reynolds.

- 1: L'écoulement est permanent.
- 2: L'écoulement est plan, parallèlement à (Oxy) .
- 3: L'écoulement est par droites parallèles à Ox .

On obtient donc après simplification les équations suivantes:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{d}{dy} \left[v \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv} \right] = 0 \quad (1.1)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \frac{d}{dy} \left(-\overline{v^2} \right) = 0 \quad (1.2)$$

$$\overline{vw} = 0 \quad (1.3)$$

Etant donnée la troisième hypothèse, l'équation (1.2) devient:

$$\frac{d}{dy} \left[v \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv} \right] = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = f(y) \quad (1.4)$$

Il faut remarquer que la condition (1.4) ne permet pas à elle seule de conclure à l'établissement de l'écoulement dans la direction x . En effet, Deldique [7] a constaté que l'obtention d'un gradient de pression longitudinal constant n'est pas le signe d'un écoulement établi. Ce dernier s'avère être constant bien avant l'établissement de toutes les grandeurs du champ moyen et du champ turbulent. Comte-Bellot [26] a d'ailleurs montré que le coefficient de dissymétrie est un indicateur très sensible de l'établissement de l'écoulement.

Comme on peut le voir, le système d'équations qui régit les écoulements de Couette-Poiseuille est simple. Il se ramène principalement à une seule équation de quantité de mouvement longitudinale (1.4). Il fait néanmoins intervenir la turbulence à travers la corrélation croisée $-\overline{uv}$.

2.2. Equations de transport pour les contraintes de Reynolds

En utilisant la décomposition de Reynolds dans les équations de quantité de mouvement, il est possible d'établir les équations de transport pour les contraintes de Reynolds. Après réarrangement, celles-ci peuvent être formulées de la façon suivante:

$$\bar{U}_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = - \left[\overline{u_j u_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k} \right] + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[- \overline{u_i u_j u_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{ik} u_j + \delta_{jk} u_i) + \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right]$$

(1)
(2)
(3)
(4)
(5)

$$+ \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \quad (1.5)$$

(6)
(7)

L'interprétation physique suivante peut être donnée aux différents termes:

- (1) : convection de la corrélation par l'écoulement moyen,
- (2) : production par interaction entre le champ turbulent et l'écoulement moyen,
- (3) : diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse,
- (4) : diffusion turbulente due aux fluctuations de pression,
- (5) : diffusion visqueuse
- (6) : redistribution de l'énergie cinétique turbulente entre les corrélations vitesse-vitesse (retour à l'isotropie pour les corrélations normales),
- (7) : dissipation visqueuse.

Le terme de dissipation visqueuse est généralement représenté sous la forme tensorielle suivante:

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (1.6)$$

ε_{ij} est appelé taux de dissipation de la corrélation $\overline{u_i u_j}$.

3. APPROCHE SPECTRALE

Une autre manière d'aborder l'aspect statistique de la turbulence est d'utiliser l'analyse spectrale. L'analyse des spectres permet en effet de connaître la répartition d'énergie (donc de vitesse caractéristique de turbulence) en fonction du nombre d'onde k ou de la fréquence f . On sait, d'après la théorie, que la turbulence est fortement dissipative du fait de la présence de forts gradients de vitesse instantanés. Les taux de déformation instantanés deviennent en effet très importants et la dégradation de l'énergie cinétique en chaleur est alors très forte. Ce phénomène limite l'étendue des spectres du côté des grands nombres d'ondes.

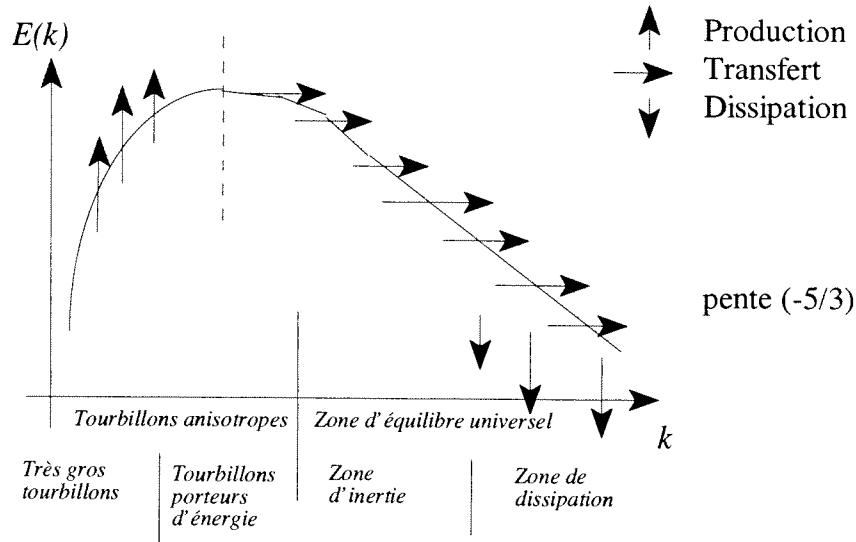
La turbulence est en effet un mouvement tourbillonnaire qui, aux nombres de Reynolds élevés, présente un spectre étendu de dimensions de tourbillons et un spectre correspondant en fréquence. Les plus gros tourbillons, qui sont associés aux basses fréquences du spectre, sont déterminés par les conditions aux limites de l'écoulement et leur dimension est de l'ordre de grandeur du domaine occupé par l'écoulement. Les plus petits tourbillons associés aux hautes fréquences, sont déterminés par les forces visqueuses. La largeur du spectre, c'est à dire la différence entre les plus gros et les plus petits tourbillons, augmente avec le nombre de Reynolds.

Les gros tourbillons interagissent avec l'écoulement moyen car leurs échelles sont du même ordre de grandeur. Ils extraient de l'énergie cinétique du mouvement moyen et la fournissent aux agitations à grande échelle.

Les structures turbulentes peuvent être considérées comme des éléments tourbillonnaires qui s'étirent les uns les autres. Cet allongement des filaments tourbillonnaires est un des aspects essentiels du mouvement turbulent. Il produit le passage de l'énergie à des échelles de plus en plus petites jusqu'à ce que les forces visqueuses deviennent actives et dissipent l'énergie, c'est ce que l'on appelle la cascade d'énergie.

La quantité d'énergie du mouvement moyen injecté dans le mouvement turbulent est déterminée par les grandes échelles, c'est seulement cette quantité d'énergie qui pourra être transmise aux petites échelles et ensuite dissipée. Ainsi le taux de dissipation d'énergie est déterminé par les mouvements à grande échelle bien que la dissipation soit un processus visqueux dont les petits tourbillons sont le siège. La viscosité du fluide ne détermine pas le taux de dissipation mais seulement l'échelle à laquelle cette dissipation se produit. Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus les tourbillons dissipatifs sont petits.

Du fait de l'interaction avec le mouvement moyen, les gros tourbillons dépendent fortement des conditions aux limites du problème. Le mouvement moyen présente souvent des directions privilégiées qui sont imposées aux mouvements turbulents à grande échelle. Ces gros tourbillons peuvent alors être fortement anisotropes. Durant le processus de cascade, la dépendance directionnelle est atténuée. Lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment grand pour que la zone des gros tourbillons et celle des petits tourbillons dissipatifs soient bien distinctes dans le spectre, cette dépendance directionnelle est presque totalement perdue : c'est la tendance à l'isotropie locale de la microturbulence (cf schéma du spectre d'énergie turbulente d'après Lesieur [8], Shiestel [9] et Cousteix [10] ci-dessous).



A des nombres de Reynolds assez grands, il existe donc une zone de nombres d'onde élevés dans laquelle la turbulence est en équilibre statistique (uniquement déterminée par les deux paramètres ϵ et ν : c'est la zone d'équilibre universel. Quand le nombre de Reynolds est suffisamment grand, il peut exister une zone, située à l'intérieur et au début de la zone d'équilibre et dans laquelle la dissipation est négligeable. Dans cette zone, le transfert d'énergie par les forces d'inertie est le processus dominant et l'effet de la viscosité disparaît : c'est la zone d'inertie. La zone d'inertie est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est plus élevé. Le spectre d'énergie devient une fonction des deux variables k et ϵ de la forme :

$$E = C \epsilon^{-2/3} k^{-5/3} \quad (1.7)$$

où C est une constante numérique, dite constante de Kolmogorov. Sa valeur, déterminée par l'expérience, est environ 1,5. Diverses expériences citées par Lesieur [8], telles que celles menées par Kistler et Vrebalovitch au Caltech (JFM, 1966), sur un tunnel pressurisé de grandes dimensions, et celles menées par Grant, Stewart et Moilliet sur le passage de la Découverte près de Vancouver (JFM, 1962) ont permis de vérifier cette équation et d'obtenir $E(k) \approx k^{-5/3}$.

En raison de l'intérêt des informations fournies par l'analyse spectrale, des spectres d'énergie unidimensionnels ont été enregistrés pour chaque nombre de Reynolds. Les sondes à fils croisés donnent accès aux spectres unidimensionnels $E_i(k_i)$ qui sont normalisés ici par $\overline{u_i^2}$.

Les résultats sont présentés en fonction des nombres d'ondes k_i . La conversion de fréquence temporelle f en nombre d'onde k_i est faite au moyen de l'hypothèse de Taylor qui suppose le champ turbulent figé:

$$|k_i| = \frac{2 \pi f}{\overline{U}} \quad (1.8) \quad \text{Où } \overline{U} \text{ est la vitesse moyenne locale.}$$

4. MOMENTS D'ORDRE SUPERIEUR

Dans le cas des écoulements de Couette-Poiseuille, les équations de transport (1.5) simplifiées des contraintes $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{uv} s'écrivent:

$$0 = - 2 \overline{uv} \frac{d\overline{U}}{dy} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - \frac{d}{dy} \left(\overline{u^2 v} - v \frac{d\overline{u^2}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \right) \quad (1.9)$$

(1) (2) (3) (5) (6)

$$0 = 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - \frac{d}{dy} \left(\overline{v^3} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \overline{v} - v \frac{d\overline{v^2}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \right) \quad (1.10)$$

(2) (3) (4) (5) (6)

$$0 = 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} - \frac{d}{dy} \left(\overline{vw^2} - v \frac{d\overline{w^2}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{w}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{w}}{\partial x_k} \right) \quad (1.11)$$

(2) (3) (5) (6)

$$0 = - \overline{v^2} \frac{d \overline{U}}{dy} + \frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} \right) - \frac{d}{dy} \left(\overline{uv^2} + \frac{\overline{p}}{\rho} \overline{u} - v \frac{d\overline{uv}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \right) \quad (1.12)$$

(1) (2) (3) (4) (5) (6)

avec:

- (1): terme de production,
- (2): terme de redistribution,
- (3): terme de diffusion par fluctuation de vitesse,
- (4): terme de diffusion par fluctuation de pression,
- (5): terme de diffusion visqueuse,
- (6): terme de dissipation.

Le premier terme du membre de droite est le terme de production (1), il représente l'énergie fournie par l'écoulement moyen à la turbulence. Ce terme n'apparaît que dans la première et la dernière équation. Cela signifie que seule la composante u reçoit de l'énergie cinétique directement de l'écoulement moyen. Ce terme devrait être très important près des parois, il sera mesuré aux différents nombres de Reynolds étudiés pour les écoulements de Poiseuille pur.

Le terme (2) est le terme de redistribution. Non accessible au fil chaud, il n'est pas mesurable directement.

Les termes (3), (4) et (5) sont des termes de diffusion, ils représentent la diffusion par les fluctuations de vitesse (3), la diffusion par les fluctuations de pression (4) et la diffusion visqueuse (5). Le terme de diffusion par les fluctuations de pression (4) n'est pas mesurable, le terme de diffusion visqueuse (5) ne sera pas tracé non plus : bien qu'il soit accessible à l'expérience, il est obtenu par dérivation des profils de $u_i'^2$, donc avec une moindre précision. Seul le terme de diffusion par les fluctuations de vitesse (3) sera mesuré ici.

Le dernier terme (6) de ces équations représente la dissipation. Il est très délicat de le mesurer directement. Pour en obtenir un ordre de grandeur, on peut l'évaluer en supposant l'homogénéité et l'isotropie des structures dissipatives. L'hypothèse d'homogénéité entraîne (cf Hinze [11]):

$$\bar{\epsilon} = \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (1.13)$$

et celle d'isotropie implique :

$$\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2} \quad \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2}_{i \neq j} = \overline{\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right)^2} \quad (1.14)$$

Dans ces conditions, la dissipation se réduit à (cf Comte Bellot [26] ou Hinze [4]):

$$\overline{\epsilon_{isotope}} = 15 \nu \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2} \quad (1.15)$$

$$\text{avec:} \quad \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2} = \int_0^{+\infty} k_1^2 E_{11}(k_1) dk_1 \quad (1.16)$$

où le terme de droite représente l'aire du spectre de dissipation d'énergie turbulente.

Au vu de ces différentes remarques, seuls les termes de production (1), de diffusion par fluctuation de vitesse (3) et de dissipation (6) pour l'équation de transport de la contrainte u'^2 (1.9) seront mesurés et comparés aux simulations numériques directes disponibles. Ils seront ensuite tracés aux différents nombres de Reynolds étudiés dans ce travail.

2^{ème} Partie

APPROCHE EXPERIMENTALE

La première partie de ce mémoire a permis de situer le problème et de poser les équations du mouvement. Au vu de ces équations, on a pu dégager un certain nombre de termes mesurables aux fils chauds. Avant de passer à la présentation de nos mesures, une étude des erreurs de mesure commises avec la méthode de l'anémométrie à fils chauds s'impose. Cette dernière sera effectuée dans le chapitre consacré à la description de la méthode, après la présentation de l'installation expérimentale.

1. INSTALLATION EXPERIMENTALE

Afin de pouvoir réaliser les expériences, une soufflerie a été construite à l'IMFL autour d'un banc motorisé (figure 2.1). Ce dernier entraîne une bande métallique qui simule la paroi mobile. A l'origine, ce banc avait été construit pour l'essai de pneumatiques d'avions en situation d'atterrissage. Les dimensions de la veine ont donc dû être adaptées à celles de la paroi mobile existante.

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, tendue entre deux rouleaux de 1m de diamètre et de 1,4 m d'entre-axes. Cette bande a une largeur de 0,6 m et une longueur développée d'environ 6 m. Elle a été réalisée spécialement pour cette étude afin de minimiser les effets du passage de la soudure dans l'écoulement. La bande étant montée sur le banc et appliquée sur le patin, les variations d'épaisseur à respecter étaient de plus ou moins 0,025 mm sur un tour, sauf sur les 100 mm encadrant la soudure où la tolérance était de +/- 0,05 mm. La bande est entraînée en rotation par un moteur hydraulique.

Cette bande glisse sur un patin de bronze fritté de 1 m de long sur 0,69 m de large. Sa hauteur et son orientation sont réglables. La position du patin est ajustée de manière à assurer la continuité de hauteur du canal et à minimiser les vibrations de la bande. Ce patin est refroidi par une circulation d'eau afin de maintenir constante la température dans la veine d'essai.

Les raccords entre les parois fixes inférieures et la paroi mobile ont été particulièrement soignés. Ils sont réalisés avec des bandes en ABS de 0,5 mm d'épaisseur qui occupent toute la largeur de la veine. La légère surpression régnant à l'intérieur de la veine applique ces deux bandes de téflon contre la paroi mobile et assure l'étanchéité de la partie inférieure du canal.

La vitesse de translation de la paroi peut-être réglée continûment entre 0 et 36 m/s. La partie utile de la bande a une longueur de 1,38 m et une largeur de 0,55 m.

La veine de la soufflerie est fermée et horizontale. L'air est aspiré dans la pièce par un ventilateur puis passe dans un caisson de tranquillisation via un coude et un divergent. Il est ensuite dirigé soit

vers la soufflerie d'étalonnage, soit vers la veine d'essais. Pour des raisons d'encombrement, les deux veines ainsi que le diffuseur d'alimentation sont montés perpendiculairement au caisson.

Le ventilateur est radial et permet d'aspirer jusqu'à 3500 m³/h. Il est entraîné par un moteur électrique de 5,5 kW par l'intermédiaire d'une transmission par courroies. La vitesse du ventilateur est réglée par combinaison de différents jeux de poulies.

Le coude et le divergent sont en bois. Ils guident l'écoulement vers le haut du caisson. Ils sont séparés par un joint souple qui minimise la transmission des vibrations du ventilateur au reste de l'installation. Sur la partie arrondie de l'extérieur du coude se trouve une trappe, qui est actionnée par un système vis-écrou, afin de permettre un réglage fin de la vitesse débitante. Les vitesses obtenues dans les deux veines (la veine d'étalonnage et la veine de mesures) varient de 0 à 40 m/s.

Le caisson de tranquillisation est en bois. Il mesure 3,7 m de hauteur et a une section de 1,1 m sur 0,9 m. Les vitesses y sont inférieures à 1 m/s. Afin de stabiliser l'écoulement et de filtrer les éventuelles poussières, deux structures en nid d'abeille montées sur du grillage fin et doublées de deux épaisseurs de filtre au micron ont été fixées respectivement à 1 et 2 m de l'entrée d'air de la veine d'essais.

La veine d'étalonnage est en bois. Elle a une section de 0,1 m sur 0,2 m et une longueur de 0,4 m. Elle est fixée sur l'un des flancs du caisson par l'intermédiaire d'un convergent. Un nid d'abeille doublé d'un grillage et d'un filtre permet de casser les grosses structures. Une plaque d'obturation est installée en sortie lorsque l'on utilise la veine d'essais.

Un convergent assure la liaison entre le caisson et la veine d'essais. Ce dernier est aussi équipé d'un nid d'abeille et d'un filtre au micron qui canalisent et stabilisent l'écoulement à basse vitesse.

Afin d'obtenir un écoulement de Poiseuille turbulent établi au début de la paroi mobile, 15 cm de papier de verre à gros grain ont été collés dans le convergent, juste en amont de la veine. De plus des tubes de nickel de 2,5 et 5 mm ont été placés respectivement à 15 et 10 cm de la section d'entrée du canal. Ce déclenchement de la turbulence n'est efficace que pour des REYNOLDS supérieurs ou égaux à 10 000. A Reynolds 5 000, une grille de turbulence est ajoutée en sortie de convergent pour accélérer l'établissement de l'écoulement.

La veine d'essai est en duralumin. Elle mesure 3,57 m de long, 0,55 m de large et 0,03 m de haut. La partie supérieure est composée de six couvercles dont un qui est équipé de 14 prises de pression statique. Un autre, en plexiglas, est muni de 9 stations de sondage. Un système de déplacement automatique de sonde peut-être positionné en chacune de ces stations.

Le référentiel choisi est représenté sur la figure (2.2). L'origine est prise sur la paroi inférieure au début du canal dans le sens de la longueur et au milieu dans le sens de la largeur. La zone d'établissement à paroi fixe s'étend jusqu'à l'abscisse $x=1,69$ m. Le canal à paroi mobile a une longueur de 1,38 m. Il est prolongé par un tronçon à paroi fixe de 0,5 m de longueur qui débouche dans le hall d'essais à travers un nid d'abeille.

La combinaison du choix de la station de sondage et de la position des couvercles permet d'effectuer des mesures tous les 10 cm environ sur toute la longueur du canal.

2. ANEMOMETRIE A FIL CHAUD

2.1. Introduction

Parmi les différentes techniques utilisées pour mesurer les vitesses moyennes et fluctuantes d'un écoulement turbulent, l'anémométrie à fil chaud est celle qui s'est le plus largement développée dès les années 60, grâce aux progrès de l'électronique intégrée. La petite taille des sondes et la large bande passante de l'appareil font de cet anémomètre un outil adapté à l'étude des écoulements instationnaires et de la turbulence. De plus ils ont la propriété importante de délivrer un signal continu proportionnel à la vitesse instantanée. En fait, cet appareil répond aux critères qu'exigent des mesures correctes de turbulence :

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

On ne rappellera pas ici le principe de l'anémométrie à fil chaud qui a été étudié de façon très détaillée par Perry [12] et Corenflos [3]. On précisera cependant, que la méthode à température constante a été choisie pour réaliser les mesures en anémométrie à fil chaud dans cette étude.

2.2. Sondes à fil simple

2.2.1. Etalonnage

L'étalonnage est la première opération à réaliser. La sonde est placée dans un écoulement dont on connaît la vitesse, et on relève la tension E aux bornes de l'anémomètre. On modifie la vitesse, de manière à obtenir une dizaine de couples vitesse/tension. Les vitesses choisies pour l'étalonnage dépendent bien sûr de la gamme de vitesse que l'on souhaite mesurer. On recherche alors par régression linéaire, l'équation de la courbe de calibration, sous la forme:

$$E^2 = E_0^2 + B U^n \quad (\text{Loi de King}) \quad (2.1)$$

Dans un repère logarithmique, cette équation est celle d'une droite, puisque l'on a :

$$\ln \left(E^2 - E_0^2 \right) = \ln B + n \ln U \quad (2.2)$$

On détermine alors la valeur des coefficients E_0 , B et n relatifs à la sonde.

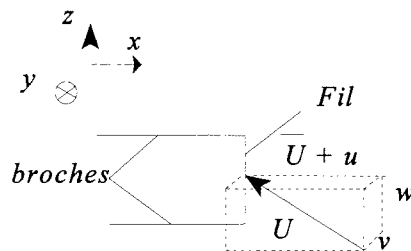
2.2.2. Mesures

La sonde est placée dans l'écoulement dont on veut mesurer la vitesse. Le relevé des tensions permet, grâce à la loi de King dont on a déterminé les coefficients, de calculer la vitesse. Il est impératif que l'étalonnage et la mesure soient effectués dans les mêmes conditions : mêmes fils reliant la sonde à l'anémomètre, même fluide bien sûr, mais aussi même température. Une différence de plus de 0,5°C entre la calibration et la mesure suffit à fausser les mesures (voir chapitre 2.6.2.).

2.2.3. Calcul de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence

Comme nous l'avons vu précédemment, une calibration minutieuse de la sonde est essentielle pour obtenir des mesures précises. L'anémométrie à fil simple permet la mesure de la vitesse moyenne et de la fluctuation de vitesse en un point de l'écoulement. Le principe de mesure est le suivant :

Considérons un fil simple placé dans un écoulement, perpendiculairement à la vitesse moyenne de celui-ci. Soit (x,y,z) le repère lié au fil, défini par:



- x est suivant la direction moyenne de la vitesse,
- z est suivant la direction du fil,
- y est tel que le repère forme un trièdre direct.

Dans ce repère, la vitesse instantanée se décompose en une vitesse moyenne \bar{U} et une vitesse fluctuante (u, v, w). Dans le repère du fil on obtient:

$$U = \bar{U} + u \quad (2.3)$$

$$V = v$$

$$W = w$$

u , v et w étant les composantes des fluctuations de U . Champagne, Sleicher et Wehrmann [13] puis Jorgensen [14] montrèrent que, pour un fil de longueur finie, les composantes V et W refroidissent également le fil. Ils proposèrent la loi suivante:

$$U_{eff} = \sqrt{U^2 + p V^2 + q W^2} \quad (2.4)$$

où p et q sont des paramètres dépendant essentiellement des caractéristiques du fil, principalement du rapport l/d. La vitesse de refroidissement du fil s'écrit donc:

$$U_{eff} = \bar{U} \sqrt{\left(1 + \frac{u}{\bar{U}}\right)^2 + p \left(\frac{v}{\bar{U}}\right)^2 + q \left(\frac{w}{\bar{U}}\right)^2} \quad (2.5)$$

Compte tenu du fait que p est compris entre 0 et 0,3 et q entre 1 et 1,2, un développement limité à l'ordre 1 donne:

$$U_{eff} \approx \bar{U} \left(1 + \frac{u}{\bar{U}}\right) = \bar{U} + u = U \quad (2.6)$$

$$\text{soit } \overline{U_{eff}} = \bar{U} \quad \text{et} \quad \overline{u_{eff}^n} = \overline{u^n} \quad n=2, \dots \quad (2.7)$$

Cette relation n'est vraie que si l'intensité des fluctuations est inférieure environ à 10% de \bar{U} sinon, il faut retenir les termes du second ordre dans le développement limité de U_{eff} .

E étant la valeur instantanée de la tension aux bornes du fil, on obtient d'après la relation (2.1):

$$E^2 = E_0^2 + B U_{eff}^n \quad (2.8)$$

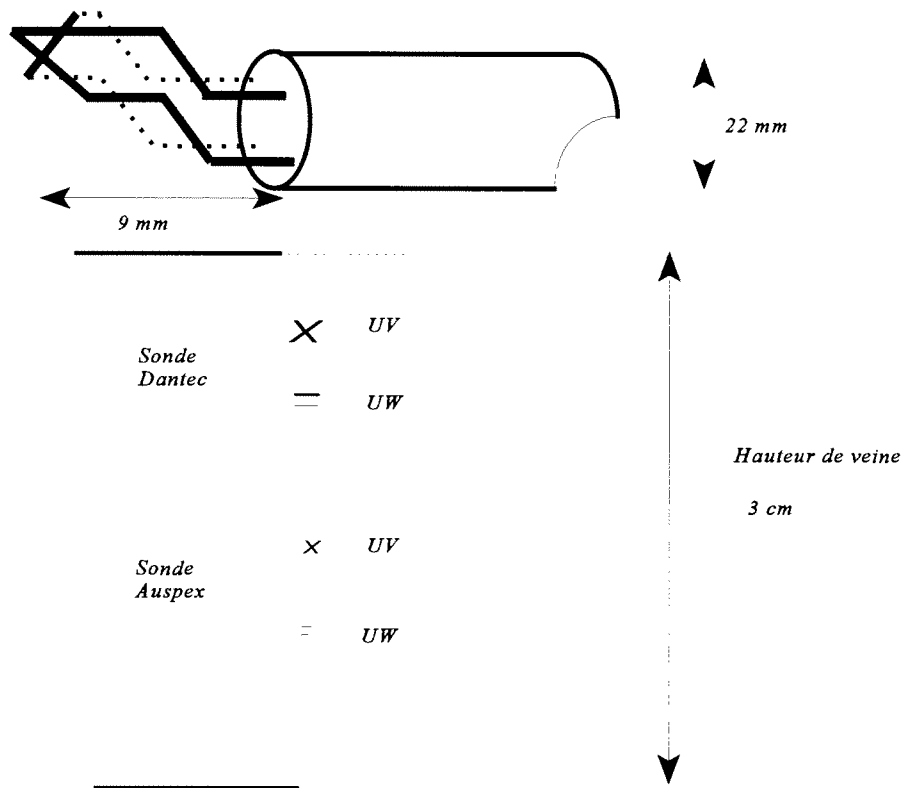
La solution la plus précise consiste à numériser le signal de tension E, à en déduire U_{eff} et donc U et à calculer ensuite les grandeurs recherchées par des moyennes d'ensemble. Ceci a été possible grâce à la puissance du micro ordinateur utilisé.

Il faut cependant prendre la précaution de bien choisir la fréquence d'échantillonnage et le filtre et d'effectuer les moyennes sur un nombre suffisant d'échantillons pour qu'elles soient convergentes. Comme on le sait, ce nombre augmente de façon significative avec l'ordre du moment statistique recherché.

2.3. Sondes à fils croisés

L'anémométrie à fil simple ne permet que la mesure de la vitesse moyenne et de la fluctuation longitudinale. Pour obtenir les valeurs des coefficients du tenseur de REYNOLDS, il faut utiliser des sondes à fils croisés, encore appelées sondes en "X".

Le dessin et le tableau ci-dessous représentent une vue schématique à l'échelle des sondes à fils croisés dans la veine d'essais et les dimensions et caractéristiques des différentes sondes utilisées dans ce travail.

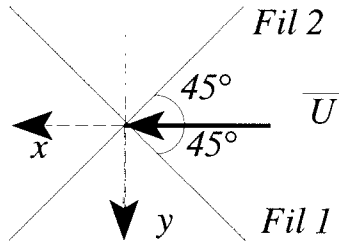


	Sonde fil simple	Sonde UV Dantec Sonde UW Dantec	Sonde UV Auspex Sonde UW Auspex
Distance inter broches	1 mm	1 mm	0,5 mm
Diamètre du fil	2,5 μm	5 μm	2,5 μm
Longueur/Diamètre	400	200	200
Réparation	facile	moyen	difficile
mesure des angles α_1 et α_2	/	moyen	difficile
mesure des ordonnées	facile	moyen	difficile

Les angles entre les fils 1 et 2 des sondes sont mesurés à l'aide d'un théodolite et les ordonnées avec un cathétomètre. Les figure (2.3) et (2.4) présentent des photographies des différentes sondes en "X" utilisées, la figure (2.3) est une vue de côté, la figure (2.4) une vue de dessus.

2.3.1. Etalonnage à angle constant

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



On obtient ainsi deux familles de couples (U, E_1) et (U, E_2) à partir desquelles une régression linéaire permet de calculer les constantes E_{01} , B_1 , n_1 , E_{02} , B_2 , et n_2 intervenant dans l'équation de la courbe de calibration des deux fils, comme pour le fil simple.

Dans ce cas, on détermine les composantes de la vitesse fluctuante, u et v , de la manière suivante.

Si U_{1eff} et U_{2eff} sont respectivement les vitesses refroidissant effectivement les fils 1 et 2, nous pouvons écrire :

$$U_{1eff} = \sqrt{[(\bar{U} + u) \sin 45 + v \cos 45]^2 + p_1 [(\bar{U} + u) \cos 45 - v \sin 45]^2 + q_1 w^2}$$

$$U_{2eff} = \sqrt{[(\bar{U} + u) \cos 45 - v \sin 45]^2 + p_2 [(\bar{U} + u) \sin 45 + v \cos 45]^2 + q_2 w^2}$$

(2.9)

En supposant les fils suffisamment longs de manière à ce que p_1 et p_2 soient proches de 0 et que q_1 et q_2 soient proches de 1, on peut écrire, en factorisant U et en effectuant un développement limité à l'ordre 1 :

$$U_{1eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \left[1 + \frac{u}{\bar{U}} + \frac{v}{\bar{U}} \right] \quad \text{soit} \quad \overline{U_{1eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \quad (2.10)$$

$$U_{2eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \left[1 + \frac{u}{\bar{U}} - \frac{v}{\bar{U}} \right] \quad \text{soit} \quad \overline{U_{2eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U}$$

Donc :

$$U_{1eff} = \overline{U_{1eff}} + \frac{1}{\sqrt{2}} (u + v) \quad \text{soit} \quad u_{1eff} = U_{1eff} - \overline{U_{1eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u + v) \quad (2.11)$$

$$U_{2eff} = \overline{U_{2eff}} + \frac{1}{\sqrt{2}} (u - v) \quad \text{soit} \quad u_{2eff} = U_{2eff} - \overline{U_{2eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u - v)$$

Finalement :

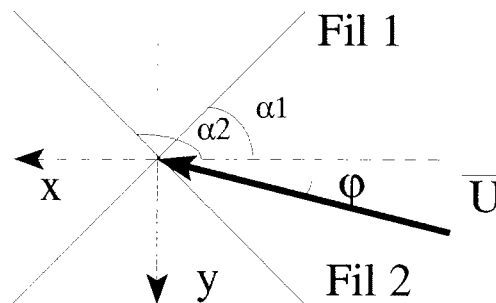
$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} (u_{1eff} + u_{2eff}) \quad \text{et} \quad v = \frac{1}{\sqrt{2}} (u_{1eff} - u_{2eff}) \quad (2.12)$$

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

Cependant, cette méthode classique n'est pas satisfaisante. En effet, les fils sont rarement rigoureusement perpendiculaires entre eux et la vitesse moyenne de l'écoulement n'est pas toujours alignée avec l'axe de la sonde, ce qui entraîne forcément une imprécision des résultats.

Ces raisons ont poussé les chercheurs à mettre au point des méthodes plus précises de calibration des fils croisés. Pour notre part, nous avons utilisé une méthode d'étalonnage à angle variable proposée par Johnson et Eckelmann [15].

2.3.2. Etalonnage à angle variable



Dans un premier temps, on mesure à l'aide d'un théodolite les angles entre les fils et le support de sonde. On a :

α_1 : angle entre le fil 1 et le support de sonde,

α_2 : angle entre le fil 2 et le support de sonde,

φ : angle entre la vitesse moyenne U et le support de sonde.

L'étalonnage des fils s'effectue en faisant varier non seulement la vitesse de l'écoulement U , mais aussi l'angle φ existant entre cette vitesse et le support de sonde. Le cas de l'étalonnage à angle constant correspond donc à $\varphi=0^\circ$.

A partir de cet étalonnage, il nous faut déterminer pour chaque couple de tension mesurée, les vitesses instantanées. Une méthode consisterait à chercher le point d'étalonnage dont les tensions seraient les plus proches des tensions mesurées, puis à interpoler. Cette méthode présente plusieurs inconvénients: d'une part, la transformation des tensions en vitesse n'est pas toujours biunivoque, d'autre part, dans le cas où les tensions se trouvent hors étalonnage, il y aurait de très grandes imprécisions.

L'autre méthode plus pratique, consiste à déterminer les courbes d'étalonnage des deux fils croisés. Sous sa forme la plus générale, l'équation de calibration du fil chaud s'écrit:

$$E^2 = E_0^2 + B(\psi) U^n \quad (2.13)$$

où Ψ est l'angle entre la direction de la vitesse et le fil considéré ($\psi = \alpha + \varphi$).

La constante E_0 correspond au cas où la vitesse moyenne est nulle. Ainsi E_0 ne dépend pas de φ et est calculé en optimisant le passage des courbes d'étalonnage pour chaque angle par ce point. E_0 étant choisi, on trace dans le plan ($\log(E^2 - E_0^2), \log(U)$) les points obtenus expérimentalement, pour toutes les valeurs de l'angle φ . On s'aperçoit que pour un angle fixé, les points s'alignent entre eux. De plus, ces droites paramétrées par l'angle φ , sont toutes parallèles entre elles. Elles ont donc la même pente n , que l'on détermine par régression linéaire. Ces droites n'ayant pas toutes la même ordonnée à l'origine, on peut écrire pour chaque couple (U_i, φ_j) :

$$\log(E^2 - E_0^2) = C(\psi_j) + n \log(U_i) \quad (2.14)$$

Reste alors à déterminer $C(\psi_j)$ à l'aide d'une fonction simple de ψ_j . La fonction qui correspond le mieux à notre cas est:

$$B(\psi) = B_0 \sin^n \psi + B' \quad \text{où } B' \text{ est non nul.}$$

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

$$\begin{cases} E_1^2 = E_{0,1}^2 + \left(B_{0,1} \sin^{n_1} \psi_1 + B_1' \right) U^{n_1} \\ E_2^2 = E_{0,2}^2 + \left(B_{0,2} \sin^{n_2} \psi_2 + B_2' \right) U^{n_2} \end{cases} \quad (2.15)$$

Pour obtenir les deux composantes de la vitesse instantanée à partir des deux tensions mesurées, il suffit de résoudre ce système de deux équations à deux inconnues, les inconnues étant U et ψ .

2.4. Chaîne de mesure

La chaîne de mesure est composée d'un anémomètre à température constante IFA100, de marque TSI, relié à un ordinateur de type PC.

Les sondes sont montées sur des tables de déplacement motorisées de marque Micro-contrôle, pilotées par ordinateur. On dispose d'une table de rotation pour l'étalonnage angulaire des sondes à fils croisés, et d'une table de translation pour les mesures en veine d'essais. Les pas minimaux de ces tables sont respectivement de 1/100 de degré et de 1 μm .

Les pressions qui permettent de connaître la vitesse de l'écoulement sont mesurées par des micro-manomètres de marque FURNESS. Ils donnent une valeur de pression en mm d'H₂O (précision: +/- 0,5 mm H₂O).

Par rapport aux études précédentes (Corenflos [3], Deldique [7]), une nouvelle carte, compatible avec le PC a été installée. Elle sert à numériser des signaux analogiques. L'anémomètre délivre en sortie une tension continue. La carte permet d'échantillonner ce signal. Elle a les caractéristiques suivantes :

- Nombre de voies : 16
- Fréquence maximum d'acquisition : 100 kHz
- Fréquence maximum entre deux voies : 200 kHz
- Résolution : 12 bits
- Tension d'entrée : -5 à +5 volts.

Pour chaque valeur de tension appliquée à l'entrée, la carte renvoie un nombre entier : à la tension de -5 volts, la carte associe une valeur entière de -2048 et à la tension de 4,9976 volts, la carte associe une valeur entière de 2047. On a par conséquent pour une tension comprise entre ces deux extrêmes (-5 et 4,9976) la valeur entière suivante :

$$n = \text{valeur entière} \left(\frac{2048 \times E}{5} \right)$$

Il nous a fallu modifier les programmes, afin de les adapter à la nouvelle carte d'acquisition. Cette dernière est en effet entièrement pilotée par l'ordinateur et tous les paramètres de l'acquisition sont programmables.

L'anémomètre à fil chaud utilisé délivre une tension de sortie fonction de la vitesse du fluide dans lequel est plongée la sonde. Dans notre cas, les tensions relevées aux bornes des broches sont comprises entre 0,6 volt, pour les vitesses les plus faibles et 1,4 volt, pour les vitesses les plus élevées.

Nous avons vu que l'échelle des tensions de la carte d'acquisition allait de -5 à +5 volts. Il convient donc d'exploiter au mieux cette plage. L'IFA 100 possède un conditionneur de signal, permettant d'amplifier les tensions relevées aux bornes des broches de la sonde.

Or, nous désirons avoir des tensions en sortie allant de - 5 à + 5 volts, alors que les tensions aux bornes des broches de la sonde ne varient que de 0,6 à 1,4 volt; c'est pourquoi un offset et un gain ont été appliqués au signal provenant de la sonde.

Le gain et l'offset ont été déterminés de la façon suivante:

Soient E_0 la tension délivrée par la sonde à vitesse d'écoulement nulle et E_m la tension délivrée par la sonde à vitesse d'écoulement maximale.

Nous relevons : $E_0 = 0,6 \text{ V}$ et $E_m = 1,4 \text{ V}$

L'écart E est défini de la façon suivante :

$$E = \frac{10}{E_m - E_0} = 12,5 \quad \text{offset} = E_m - \frac{5}{E} = 1 \quad \text{gain} = \frac{5}{E_m - \text{offset}} = 12,5$$

Nous avons donc déterminé un offset de 1 et un gain de 12,5. Cependant, le réglage de l'anémomètre ne permet que d'avoir des gains multiples de 10. Nous prendrons donc la valeur du gain égale à 10.

L'offset étant égal à 1 et le gain à 10, le conditionneur en sortie donnera donc :

$$E'_0 = \text{gain} (E_0 - \text{offset}) = 10 (0,6 - 1) = - 4 \text{ Volts}$$

$$E'_m = \text{gain} (E_m - \text{offset}) = 10 (1,4 - 1) = 4 \text{ Volts}$$

La tension de sortie du conditionneur variera donc de - 4 Volts à + 4 Volts, pour une tension d'entrée variant de 0,6 Volt à 1,4 Volt. La plage de la carte d'acquisition sera dans ces conditions exploitée au mieux et son buffer prendra par conséquent des valeurs entières comprises entre - 1639 et + 1639, soit une résolution de +/- 0,25 mV correspondant typiquement à +/- 0,0001 m/s.

2.5. Acquisition du signal

Pour réaliser des mesures de moments d'ordre supérieur à deux, il a fallu respecter certaines conditions:

- le nombre d'acquisitions a du être augmenté par rapport aux essais précédents (essais réalisés par Corenflos [3] et Deldique [7]). En effet, en chaque point de sondage, on enregistre 10 à 15 échantillons de 15 000 valeurs, soit 150000 valeurs de tension au minimum pour chaque fil chaud, soit deux fois plus d'acquisitions que Corenflos et Deldique.

Pour sonder toute la hauteur de canal suivant l'axe y, on utilise 34 points de sondage en moyenne. Ainsi, pour un sondage complet au fil simple, 5 100 000 acquisitions sont réalisées. Pour un sondage aux fils croisés, 10 200 000 acquisitions sont effectuées. Les tensions instantanées sont toutes stockées.

- la fréquence de coupure pour chaque essai à un nombre de Reynolds différent est déterminée à l'aide d'un analyseur de spectre. Les résultats suivants sont obtenus:

Re = 5000	----->	$f_c = 2000$ Hz
Re = 10000	----->	$f_c = 4000$ Hz
Re = 20000	----->	$f_c = 8000$ Hz
Re = 30000	----->	$f_c = 8000$ Hz

- la fréquence d'acquisition est déterminée à l'aide du théorème de Shannon : $f_e \geq 2 f_c$, on en déduit donc:

Re = 5000	----->	$f_e = 5000$ Hz
Re = 10000	----->	$f_e = 8000$ Hz
Re = 20000	----->	$f_e = 16000$ Hz
Re = 30000	----->	$f_e = 16000$ Hz

Ces fréquences ont toujours été utilisées lors des sondages. Pour les étalonnages, les fréquences de coupure et d'échantillonnage valent respectivement 1000 Hz et 2000 Hz.

2.6. Erreurs de mesure

Bien que très utilisé en turbulence, le fil chaud présente plusieurs inconvénients:

- La vitesse n'est pas mesurée directement, mais par l'intermédiaire d'un transfert de chaleur, ce qui peut entraîner des erreurs dans les mesures.
- Il est fragile, et se casse relativement facilement. Il faut donc le manipuler avec précaution.
- Il se salit rapidement à cause des micro-particules en suspension dans l'écoulement qui viennent se coller sur le fil et modifient ses caractéristiques, donc sa courbe de calibration. Il faut de ce fait, le nettoyer et l'étalonner régulièrement.
- Les mesures et la calibration doivent être effectuées dans les mêmes conditions c'est à dire : même fluide, même température ...
- La réparation des fils pour les plus petites sondes à fils croisés est très difficile.

Avant de présenter nos résultats, il est important de pouvoir en estimer la précision. C'est pourquoi, nous allons essayer de faire un bilan de toutes les erreurs commises en anémométrie à fil chaud.

2.6.1. Estimation de l'erreur statistique

On désire calculer différentes grandeurs statistiques des écoulements étudiés:

- Les valeurs moyennes,
- Les moments d'ordre 2 ou supérieur.

Dans chaque cas, il faut procéder à une acquisition suffisamment longue pour obtenir une bonne estimation de ces variables. Le fait que le temps d'acquisition T soit fini engendre une erreur qu'il n'est pas possible de négliger. C'est l'erreur de traitement statistique (cf Comte-Bellot [16]).

On mesure une grandeur u pendant un temps T et on cherche à connaître l'erreur de traitement statistique ϵ_n sur la mesure du moment d'ordre n soit $\overline{u^n}$. Le calcul détaillé de cette erreur figure en annexe 2.

Pour des mesures effectuées au centre du canal, on obtient les erreurs de traitements statistiques suivantes:

Re	5000	10 000	20 000	30 000
temps acq. en s	40	25	12,5	12,5
θ en ms	5,51	1,83	1,48	0,82
ϵ_1 (%)	0,1	0,06	0,05	0,04
ϵ_2 (%)	1,6	1,2	1,5	1,1
ϵ_4 (%)	2,7	1,9	2,5	1,8

Voici maintenant le calcul correspondant aux points situés près de la paroi:

Re	5000	10 000	20 000	30 000
temps acq. en s	40	25	12,5	12,5
θ en ms	11,49	3,13	1,26	0,73
ϵ_1 (%)	0,8	0,5	0,3	0,2
ϵ_2 (%)	2,4	1,6	1,4	1,1
ϵ_4 (%)	3,9	2,6	2,3	1,8

Ces erreurs sont calculées à une distance de 1 mm de la paroi. Suivant le nombre de Reynolds, ces points se trouvent dans des zones différentes de la sous-couche visqueuse. Ainsi, θ est plus élevé à la paroi qu'en milieu de veine à $Re=5\,000$, alors que c'est l'inverse pour $Re=30\,000$, où l'on se situe dans la zone logarithmique. θ représente la durée de vie des structures. En utilisant l'hypothèse de Taylor, on s'aperçoit que les distances intégrales diminuent au fur et à mesure que l'on s'approche de la paroi.

2.6.2. Erreur due au changement de température durant l'essai

Une des principales erreurs commises lors de la mesure par anémométrie à fil chaud, est due à la variation de la température ambiante. Ainsi, dans la gamme de 1 à 15 m/s, on a noté des erreurs

d'environ 10% sur la vitesse moyenne pour des écarts de température ambiante de l'ordre de 6°C. Les valeurs des corrélations multiples sont bien évidemment aussi affectées. La figure (2.5) montre un exemple d'étalonnage d'une sonde fil simple à deux températures différentes, on voit sur cette planche qu'une erreur de température engendre une erreur importante sur la détermination de la vitesse.

Pour minimiser l'erreur engendrée par la dérive thermique, nous nous sommes astreints à réaliser les étalonnages et les sondages à la même température, les écarts ne dépassant jamais +/- 0,5°C. En respectant ces conditions, les erreurs dues à cet effet thermique peuvent être négligées.

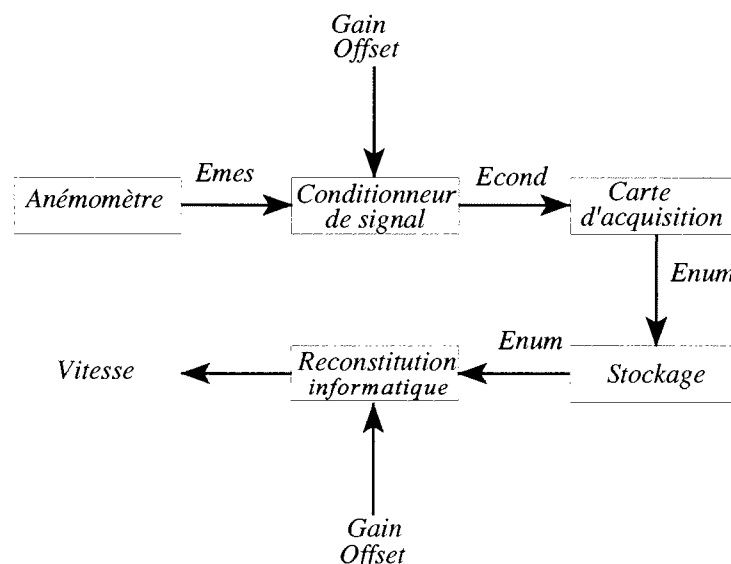
Dans le cas des écoulements de Couette-Poiseuille, la bande métallique glisse sur le patin et provoque un échauffement de la partie inférieure du canal. On a pu évaluer l'importance du gradient thermique normal à l'écoulement grâce à la mesure de la résistance du fil simple utilisée comme thermomètre. Pour un nombre de Reynolds égal à 5000, la température à proximité de la bande est supérieure de 6°C à celle de la partie supérieure du canal avec un fort gradient près de la paroi mobile. Le refroidissement du patin s'est donc avéré nécessaire pour tous les essais avec cisaillement. Le débit d'eau de refroidissement est ajusté en fonction de la réponse du fil chaud de manière à obtenir un gradient thermique inférieur à 0,5°C sur toute la hauteur du canal.

2.6.3. Erreur due à la chaîne de mesure

La modification du signal dans la chaîne de mesure est une source d'erreur supplémentaire. En effet, on passe d'un signal mesuré qui est continu à un signal stocké numérique.

Pour pouvoir quantifier les erreurs résultant du traitement du signal, décrivons tout d'abord la chaîne d'acquisition.

Les différents états du signal dans la chaîne d'acquisition sont les suivants:



avec:

- signal analogique mesuré en sortie de l'anémomètre : E_{mes} ,
- signal analogique de sortie du module conditionneur : E_{cond} , avec $E_{cond} = (E_{mes} - \text{offset}) \cdot \text{gain}$
- signal conditionné numérisé (codage en entier 12 bits) : E_{num} .

Pour chaque valeur de tension appliquée à l'entrée, la carte renvoie un nombre entier, on a alors:

-2048 associés à la valeur -5 Volts

+2047 associés à la valeur +4,9976 Volts.

$$E_{num} = \text{Partie entière} \left(\frac{2048 \cdot E_{cond}}{5} \right)$$

- signal conditionné discrétisé (reconstitution en Volt) E_{dis} , $E_{dis} = \frac{5 \cdot E_{num}}{2048}$

- signal déconditionné E_{dec} , $E_{dec} = \frac{E_{dis}}{\text{gain}} + \text{offset}$

Ensuite le signal est transformé en vitesse.

Les erreurs correspondant au traitement du signal sont:

- L'erreur de conditionnement du signal qui est supposée nulle étant donnée la fiabilité des valeurs de l'offset et du gain délivrées par le module conditionneur et qui ont été vérifiées.
- L'erreur de quantification e_{qua} provenant de l'échantillonnage sur 12 bits. Cette erreur est maximale dans le cas où le signal n'est pas conditionné et vaut dans ce cas 0,25%.

Dans le cas de nos acquisitions (optimisation du conditionneur), cette erreur vaut 0,05% et est par conséquent négligeable.

2.6.4. Erreur due au dépouillement des tensions en vitesse

Cette erreur correspond à l'écart entre la modélisation des points d'étalonnage par une loi de King (fonction ajustée par la méthode des moindres carrés) et les valeurs d'étalonnage relevées. Pour chaque sondage effectué à un nombre de Reynolds différent, correspond un étalonnage. Cela permet de réduire les erreurs commises. Dans le cas du fil simple, cette erreur ne dépasse pas 0,2% en moyenne.

Dans le cas des fils doubles, les angles entre la vitesse instantanée et les fils interviennent. La sonde est étalonnée pour des angles variant de -9° à $+9^\circ$. La répartition des angles a été tracée pour un écoulement près de la paroi, où l'écoulement est le plus turbulent, et au centre du canal. Le nombre d'angles sortant de l'étalonnage représente respectivement 3% et 0,1% du nombre total des mesures. L'extrapolation de l'étalonnage pour des angles plus grands est relativement bonne, car l'erreur commise pour les points d'étalonnage d'angle 9° ou -9° est inférieure à 0,3%. La figure (2.6) montre les valeurs que prend l'angle ϕ au cours d'un essai près de la paroi. Au vu de ces valeurs, on voit que l'angle ϕ sort rarement des valeurs de l'étalonnage (entre -9° et $+9^\circ$), de plus il ne dépasse jamais la valeur de 20° (3% des valeurs de ϕ mesurés sont en dehors de l'étalonnage au point le plus proche de la paroi). La valeur de l'écart type σ vaut 2,6.

2.6.5. Influence de la taille de la sonde

L'anémométrie à fil chaud étant une méthode intrusive, il paraît naturel de penser que la sonde modifie l'écoulement. En effet, plus les dimensions de la sonde sont importantes, plus les erreurs de mesures sont grandes (cf Corenflos [3], Deldique [7]).

a) Phénomènes parasites dus aux supports des fils chauds

Lors des calculs en anémométrie à fil chaud, les fils sont supposés infiniment longs alors qu'il y a évidemment en pratique des broches qui en limitent la longueur, et qui définissent le point de mesure. Un phénomène parasite essentiel se manifeste. Il s'agit du refroidissement supplémentaire du fil par les supports qui sont eux, à la température ambiante.

Il a été remarqué que la relation entre la longueur du fil et son diamètre est importante. Ligrani et Bradshaw [17] ont fait des essais avec des sondes ayant des diamètres différents. Ils se sont aperçus que pour $l/d < 200$, la réponse des fils est réduite en fréquence. Ce phénomène est dû à la conduction des fils vers les broches. De plus, pour Bruun (1971), le rapport l/d doit être inférieur à 500 pour obtenir un maximum de performance. Le tableau suivant confirme que les sondes utilisées remplissent ces conditions.

	longueur en mm	diamètre en μm	l/d
sonde fil simple	1,0	2,5	400
sonde fils croisés	0,5	2,5	200

b) Interférence fil à fil dans le cas des sondes à fils croisés

Pour ne pas avoir d'interaction fil à fil dans le cas d'une sonde à fils croisés, Jérôme, Guitton et Patel (1971) d'après Perry [12], ont trouvé que la distance fil à fil d doit être supérieure ou égale à la longueur du fil L . Les sondes utilisées dans ce travail sont telles que $L=d=0,5\text{mm}$. Ainsi, l'interférence entre les deux fils peut être négligée.

Mais il peut aussi exister une interférence fil à fil lorsque l'angle entre la vitesse moyenne et le support de sonde (ϕ) est important. Ainsi, pour des angles supérieurs à 30° , Luepov, Breuer et Haritonidis [48] ont montré qu'il existe une interférence fil à fil. Or, dans nos mesures, l'angle ϕ n'est jamais supérieur à 20° , les mesures étant effectuées à 1 mm des parois dans le cas des sondes à fils croisés. Dans le cas de l'étalonnage, l'angle ϕ est compris entre -9° et $+9^\circ$, donc là encore aucun fil n'influence l'autre.

Enfin, il apparaît que la plus petite vitesse qui peut être mesurée avec précision est limitée par le transfert de chaleur d'un fil sur l'autre. En effet, en dessous d'une certaine vitesse, l'influence d'un fil peut être détectée. Cette vitesse limite est voisine de 1,5 m/s. Ce phénomène est négligeable dans notre travail car la vitesse minimum mesurée est de 1,6 m/s.

c) Interférence fil-corps de sonde

Le rapport (dx/d) doit être supérieur ou égal à 3 dans le cas de notre sonde de couche limite avec:

-d : diamètre du corps de sonde,

-dx : distance fil-corps de sonde.

Dans le cas des sondes Auspex, on a dx=8,5 mm et d=2mm soit dx/d=4,25. Par conséquent on négligera les interférences entre les fils et le corps de sonde.

d) Influence de la longueur du fil

Les mesures effectuées en anémométrie à fil chaud dépendent aussi de la longueur du fil car les vitesses mesurées représentent une moyenne spatiale le long du fil. Ligrani et Bradshaw [9] ont utilisé plusieurs sondes à fil simple dont le fil avait des longueurs et des diamètres différents. Selon leurs résultats, les meilleures mesures obtenues pour la corrélation normale u' ont été mesurées avec des sondes ayant des longueurs de fil les plus petites possibles tout en respectant la condition suivante : $200 < l/d < 500$.

On constate que les sondes utilisées dans ce travail respectent ces conditions, on supposera donc négligeable l'influence de la longueur du fil.

2.6.6. Erreur due aux phénomènes thermiques

Les phénomènes entrant en jeu lorsque le fil est proche d'une paroi sont de deux types:

- la convection qui peut être à priori forcée, libre ou combinée,

- l'effet de "puits thermique" engendré par les propriétés de conductivité thermique de la paroi.

On commence par étudier les paramètres qui interviennent et voir leur influence effective sur la mesure des vitesses moyennes.

a) La convection

La loi d'équilibre thermique s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{R_{fil} \cdot I^2}{R_{fil} - R_{fluide}} = A' + B' \cdot U^{0.5} \quad (2.16)$$

Cette loi a pour origine l'hypothèse d'une convection forcée. Or Hinze [10] indique, conformément à Collis et Williams [11] que les effets dus à la convection libre sont négligeables si $Gr < Re^3$ avec:

$$Re = \frac{U d}{\nu_g} \quad et \quad Gr = \frac{g d^3 \beta}{\nu_g} \Delta \Theta_f \quad (2.17)$$

avec: -U : vitesse du gaz,

- ν_g : viscosité cinématique du gaz,

- d : diamètre du fil,

- g : accélération de la pesanteur,

- β : coefficient de dilatation isobarique,

- $\Delta \Theta_f = \Theta_{fil} - \Theta_{gaz}$.

On se place dans le cas le plus défavorable, c'est à dire dans le cas où la vitesse U est la plus faible $U = 1,6$ m/s (vitesse relevée lors de l'étalonnage). Les valeurs trouvées pour les nombres de Reynolds ($Re = 0,1$) et Grashoff ($Gr = 5,15 \cdot 10^{-6}$) montrent que la condition de convection uniquement forcée est remplie.

b) L'effet de puits thermique

Le puits thermique que peut engendrer le voisinage d'une paroi dépend essentiellement de l'écart de température et de la distance entre le fil et la paroi. En effet, comme l'indique Willis [18] conformément à Dryden [19], la perte supplémentaire de quantité de chaleur occasionnée par la paroi a pour forme empirique:

$$H = A \frac{l (\theta_f - \theta_p)}{b} \quad (2.18)$$

avec: A : constante,
 b : distance entre la paroi et le fil,
 l : longueur du fil,
 θ_p : température de la paroi, assimilée à celle de l'air dans la veine,
 θ_f : température du fil.

Pour diminuer l'influence de ce puits thermique, on cherche à diminuer la différence $\theta_f - \theta_p$. Pour ce faire, on effectue des sondages dans la zone la plus proche de la paroi en adoptant des coefficients de surchauffe décroissant (égaux à 0,4; 0,5; 0,6). On constate que l'influence du coefficient de surchauffe et donc de la température du fil sur les mesures des différentes grandeurs est négligeable. De plus, l'utilisation de coefficients de surchauffe plus faibles est limitée par la baisse de la précision des mesures qui en résulte. En conclusion, et conformément à Bhaia [20], la paroi occasionne une perte supplémentaire de chaleur négligeable dans notre cas car la mesure la plus proche de la paroi n'est effectuée qu'à 0,5 mm de celle-ci: distance trop grande pour être sensible à ce phénomène.

Perry [12] dit que le phénomène de rayonnement n'intervient pas si la température du fil n'excède pas 300°C. Cette condition est vérifiée dans notre cas, puisque cette température est de 250°C. Cependant, le rayonnement peut avoir une importance près de la paroi. En effet, la présence d'un solide près d'un fil chauffé occasionne une perte de chaleur supplémentaire par rayonnement. Or, cet effet peut être négligé car la paroi supérieure est en plexiglas, matériau très peu conducteur. Pour le cas de la paroi inférieure, qui est en acier, ce phénomène n'a pas lieu car le fil, pas mesure de protection, se trouve toujours à une distance supérieure à 0,5 mm.

2.6.7. Influence de la mesure des résistances à froid

Lors de la préparation d'un sondage, les résistances à froid des fils sont mesurées. Ces résistances connues, il est possible de régler la résistance opérationnelle de telle sorte que le fil soit à la température désirée (équilibrage du pont de Wheastone).

Pour mesurer la résistance de la sonde à froid, on connecte celle-ci au support de sonde. Or, les faibles résistances mesurées sont généralement différentes entre l'étalonnage et le sondage. Cela

est du à un léger changement de température, à un contact différent entre les broches. Ces écarts peuvent être responsables d'erreurs importantes sur les mesures. De nombreux essais n'ont pas été retenus à cause de cette erreur.

La formule donnant la tension en fonction de la vitesse est:

$$E^2 = \frac{(R_{fil} + R_a)^2 (R_{fil} - R_o)}{R_{fil}} (A' + B' \cdot U^{0,5}) \quad (2.19)$$

où A' et B' sont des constantes dépendant uniquement de la géométrie du fil et où $R_{fil} = \alpha R_o$ telle sorte que: $R_{fil} = \alpha R_o$ avec α égal à 1,7 dans nos essais.

Nous partons de l'équation (2.19) dans laquelle nous posons: $R_a = R_{fil} = \alpha R_o$ puisque le pont de Wheastone est équilibré. On obtient alors:

$$E^2 = 4 \alpha R_o^2 (\alpha - 1) (A' + B' U^{0,5}) \quad (2.20)$$

Cette relation peut encore s'écrire: $E^2 = A'' + B'' \cdot U^{0,5}$

$$\text{avec : } A'' = 4 \alpha R_o^2 (\alpha - 1) A' \text{ et } B'' = 4 \alpha R_o^2 (\alpha - 1) B' \quad (2.21)$$

Nous allons rechercher l'influence d'un changement ΔR_o de la résistance du fil sur la mesure de la vitesse lorsqu'on applique la même tension ($\Delta E = 0$). On obtient alors:

$$2 \frac{\Delta E}{E} = 0 = 4 \alpha (\alpha - 1) 2 \frac{\Delta R_o}{R_o} + \frac{\Delta(A' + B' \cdot U^{0,5})}{A' + B' \cdot U^{0,5}} \quad (2.22)$$

d'où :

$$\frac{\Delta U}{U} = 16 \alpha (\alpha - 1) \frac{A'' + B'' \cdot U^{0,5}}{B'' \cdot U^{0,5}} \frac{\Delta R_o}{R_o} \quad (2.23)$$

On obtient alors le tableau suivant:

	ΔR_o en mΩ	R_o en Ω	A''	B''	$\Delta U/U$ (%)
Fil simple U=1m/s	5	3,5	0,4	0,45	0,5
Fil simple U=15m/s	5	3,5	0,55	0,4	0,4
Fils croisés U=1m/s	20	7,5	0,26	0,35	0,9
Fils croisés U=15 m/s	20	7,5	0,41	0,2	0,8

2.6.8. Erreur sur la mesure des ordonnées

La position initiale de la sonde est mesurée à l'aide d'un cathétomètre. L'erreur effectuée sur cette mesure est de l'ordre du centième de millimètre. La sonde est ensuite déplacée grâce à une table de translation qui est précise au micron près. L'erreur que l'on commet sur le placement de la sonde est donc négligeable.

2.6.9. Influence du gradient de vitesse

Le gradient de vitesse a une influence non négligeable sur les mesures effectuées avec la sonde UW. En effet, les deux fils étant distants de 0,5 mm suivant la direction Oy, ils ne sont pas soumis à la même vitesse, surtout près des parois où le gradient de vitesse est très important. Ce phénomène a une influence sur le calcul des vitesses moyennes et sur la détermination de la corrélation $u'w'$. Le tableau suivant donne les erreurs commises sur les différentes grandeurs mesurées avec la sonde UW dans la zone de l'écoulement où le gradient de vitesse est le plus important.

W (m/s)	W/Umax	$u'w'$ (m ² /s ²)	$u'w'/u_{\tau}^2$	w'/u_{τ}
écart de 0,2	écart de 0,06	écart de 0,006	écart de 0,35	erreur de 5%

2.6.10. Bilan de l'erreur totale de mesure

Le tableau ci-dessous présente le bilan des erreurs pour des mesures effectuées en milieu de canal.

Erreur en %	Sonde à fil simple			Sonde à fils croisés		
Ordre de la corrélation	1	2	4	1	2	4
Traitement statistique	0,1	1,6	2,7	0,1	1,6	2,7
Traitement du signal	négligeable			négligeable		
Température	négligeable			négligeable		
Etalonnage	0,2			0,3		
Taille de la sonde	négligeable			négligeable		
Résistance à froid	0,5			0,9		
Total	0,8	2,3	3,4	1,3	2,8	3,9

Le bilan de ces erreurs en anémométrie à fil chaud est satisfaisant. Il va permettre de comparer les mesures avec les autres résultats d'expériences ainsi qu'avec les simulations numériques et de voir si les écarts observés s'expliquent par ces erreurs. Il est à noter que pour la sonde à fils

croisés UW, une erreur supplémentaire due au gradient de vitesse important dans les zones pariétales est à rajouter (cf. 2.6.9).

2.7. Estimation de la vitesse de frottement

Pour trouver un profil universel, on a l'habitude d'adimensionner les mesures par une grandeur caractéristique. Pour les corrélations d'ordre 2, on choisit généralement comme grandeur caractéristique la vitesse de frottement u_τ :

$$u_\tau = \sqrt{\nu \left(\frac{d\bar{U}}{dy} \right)} \quad \text{avec} \quad \frac{d\bar{U}}{dy} \text{ évalué à la paroi.} \quad (2.24)$$

Cependant, il existe différentes méthodes pour déterminer cette vitesse dans 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.

Cette méthode ne permet d'obtenir les vitesses de frottement que de façon très approximative.

- L'utilisation des lois "universelles" $U^+ = f(y^+)$ n'est pas possible pour les écoulements de Couette-Poiseuille, car les zones universelles n'existent pas dans tous les cas de figure.

- L'utilisation du gradient de pression ne permet pas de déterminer les vitesses de frottement 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, rend la méthode inutilisable.

- L'utilisation du profil \overline{uv} en régime établi permet la détermination des vitesses de frottement. Cette méthode ayant été retenue pour les nombres de Reynolds supérieurs à 5000, 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:

$$\tau = \mu \frac{d\bar{U}}{dy} - \rho \overline{uv} \quad (2.25)$$

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

$$-\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial\bar{P}}{\partial x} \right) y + C = \nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \overline{uv} \quad (2.26)$$

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

$$-\overline{uv} = -\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x}\right) y + C \quad (2.27)$$

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

$$\begin{aligned} \overline{uv_{ext_o}} &= C \\ \overline{uv_{ext_h}} &= -\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x}\right) h + C \end{aligned} \quad (2.28)$$

Or, près des parois, \overline{uv} est négligeable devant $v \frac{d\overline{U}}{dy}$ et d'après l'équation (2.26) les membres de droite des équations (2.28) valent respectivement $v \left(\frac{d\overline{U}}{dy}\right)_{y=0}$ et $v \left(\frac{d\overline{U}}{dy}\right)_{y=h}$ on obtient alors:

$$u_{\tau 1} = \sqrt{-\overline{uv_{ext_o}}} \quad \text{et} \quad u_{\tau 2} = \sqrt{-\overline{uv_{ext_h}}} \quad (2.29)$$

L'utilisation de cette méthode, en extrapolant la partie linéaire du profil de la corrélation \overline{uv} , suppose de négliger la contrainte visqueuse devant la contrainte turbulente dans la région centrale. Cette approximation se justifie tant que le nombre de Reynolds global de l'écoulement est assez élevé.

C'est pourquoi, pour un nombre de Reynolds inférieur ou égale à 5000, une autre méthode proposée par le professeur A. Dymont a été utilisée. Ce procédé consiste à intégrer deux fois les équations de quantité de mouvement (méthode développée en annexe1).

2.8. Conclusion

Au vue de cette première partie, on peut faire les remarques suivantes:

- L'anémométrie à fils chauds a été choisie comme méthode de mesure dans ce travail. Par rapport aux études précédentes (Deldique [7] et Corenflos [3]), une nouvelle sonde à fils croisés a été expérimentée. Elle sort de la gamme des sondes classiques proposées par Dantec ou T.S.I.. En effet, elle a été construite spécialement et répond à des critères de taille exigeants: l'espace interbroche de 0,5 mm, est deux fois plus petit que celui des études précédentes. Le rapport (l/d)

devant être respecté (cf chapitre 2.6.5), l'utilisation de fils chauds de diamètre $2,5\ \mu\text{m}$ a été nécessaire. En fait, le fil chaud est un outil très puissant de caractérisation de la turbulence, mais d'une utilisation très délicate. Il requiert une bonne expérience de l'utilisateur. La réparation des sondes exige pour sa part beaucoup de doigté et de patience ...

En raison des difficultés rencontrées avec cette nouvelle sonde (réparation, mesures des angles entre les fils, ...) une autre méthode de mesure non intrusive telle que la vélocimétrie laser aurait pu être envisagée. Mais malheureusement, la soufflerie utilisée n'a pas été construite pour permettre ce type de mesures qui posent par ailleurs bien d'autres problèmes.

- De nouveaux moyens informatiques ont été mis à notre disposition pour cette étude, d'où la possibilité de doubler le nombre d'acquisitions par rapport aux travaux précédents et de pouvoir stocker toutes les valeurs instantanées. Ce nouveau dispositif a permis d'accéder à la mesure des corrélations d'ordre supérieur à deux. En effet, il est prévu dans ce travail de mesurer des corrélations d'ordre 3 et 4, et notamment les termes intervenant directement dans les équations du bilan d'énergie de u' et v' . Une comparaison de ces termes avec la simulation numérique directe sera faite à de petits nombres de Reynolds.

- Un bilan des erreurs de mesure rencontrées en anémométrie à fils chauds a été fait. Ce dernier a permis de dégager et de quantifier dans ce travail les erreurs les plus importantes. Il va permettre de comparer les présentes mesures avec les autres résultats d'expériences ainsi qu'avec les simulations directes et de voir si les écarts observés s'expliquent par ces erreurs.

Ainsi pour les mesures effectuées avec la sonde fil simple DANTEC, les corrélations d'ordre 1 seront obtenues avec une précision de 0,8%, celles d'ordre 2 avec 2,3% et celles d'ordre 3 et 4 avec 3,4%.

Pour la sonde à fils croisés AUSPEX, les corrélations d'ordre 1 seront mesurées avec une erreur de 1,3%, celles d'ordre 2 avec 2,8% et celles d'ordre 3 et 4 avec 3,9%.

- Pour finir, une nouvelle méthode pour calculer la vitesse de frottement pariétale, proposée par le professeur A. Dymont, a été expérimentée. Cette dernière a permis d'obtenir des valeurs plus précises de la vitesse de frottement à de faibles nombres de Reynolds. Cette grandeur est d'autant plus importante, qu'elle est utilisée pour adimensionner toutes les corrélations d'ordre supérieur ou égal à deux.

3ème Partie

ÉCOULEMENT DE POISEUILLE PUR

1. INTRODUCTION

L'écoulement de Poiseuille pur est un écoulement plan, par droites parallèles entre deux parois planes. C'est un écoulement classique qui a beaucoup servi à caler les modèles de turbulence. Ce type d'écoulement a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques plus ou moins détaillées. Ces expériences servent de référence pour les modélisations et il est intéressant de les comparer entre elles. Il existe cependant une grande dispersion des résultats pour la turbulence et de ce fait, il est difficile de dégager une influence logique du nombre de Reynolds. De plus, on constate qu'à ce jour, les simulations numériques directes de cet écoulement n'ont pas encore été complètement validées par l'expérience.

Notre but, dans ce travail, était donc de compléter et de comparer les différentes études expérimentales existantes afin d'essayer de comprendre les différences entre chaque auteur. Les résultats présentés ont permis d'étudier l'influence de la taille des sondes utilisées, notamment près des parois, problème soulevé mais non résolu par Deldique [7] et Corenflos [3]. Ils ont également permis de dégager l'influence du nombre de Reynolds sur les différentes grandeurs mesurées et de valider les simulations numériques directes à des nombres de Reynolds de 5 000 et de 10 000.

Si on utilise le nombre de Reynolds (Re_{max}) basé sur la vitesse maximale de l'écoulement et la hauteur de veine h , on trouve des résultats expérimentaux dans une gamme s'étalant de 5000 à 514 000 pour l'ensemble des données expérimentales. Il faut cependant signaler que la plupart des auteurs utilisent ($h/2$) pour le calcul du nombre de Reynolds car leurs essais ne sont réalisés que sur une demi-hauteur de veine; ils obtiennent alors le tracé complet sur toute la veine par symétrie. La hauteur de la veine étant faible dans le présent travail et la symétrie de l'écoulement voulant être vérifiée, les essais ont été réalisés sur l'ensemble du canal.

Pour les nombres de Reynolds inférieurs ou égaux à 10 000, on peut citer les travaux de Kreplin & Eckelmann [21] [38], Niederschulte [22], Wei & Willmarth [23], Antonia & Al [24] [25], Corenflos [3] et Deldique [7].

Pour les nombres de Reynolds supérieurs à 10 000, on peut citer les travaux de Comte-Bellot [26], Laufer [27] [28], Clark [29], Hussain & Reynolds [30], El Telbany & Reynolds [4] [5] [6], Wei & Willmarth [23], Antonia & Al [24] [25].

On trouve également plusieurs simulations numériques directes comme celles de Kim et al [25] [31] [32] [33], Kuroda [34] et Horiuti [35] qui au cours du temps sont devenues des références.

Le schéma (3.1) présente la gamme de nombre de Reynolds étudiée par les différents auteurs expérimentateurs et numériciens dans l'ordre chronologique.

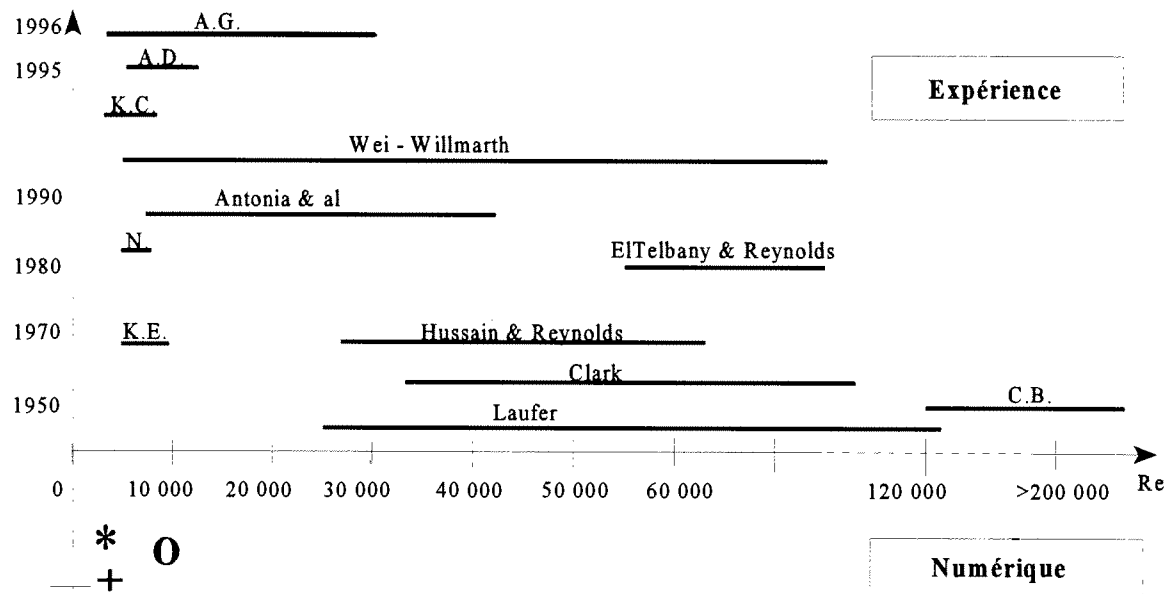


Schéma (3.1)

- avec:
- A.D. : A. Deldique
 - K.C. : K. Corenflos
 - N. : Niederschulte
 - K.E. : Kreplin & Eckelmann
 - C.B. : Comté-Bellot
 - A.G. : A. Gilliot
 - *- K. : Kuroda (1993)
 - O- K., M. & M. : Kim, Moin & Moser (1987)
 - + H. : Horiuti (1992).

A la vue de ce schéma, il apparaît que peu d'étude reliant petits et grands nombres de Reynolds, (Wei & Willmarth [23], Antonia [24] [25]), existent en ce qui concerne l'expérience. Par contre, en numérique les résultats dont on dispose concernent pour le moment les nombres de Reynolds compris entre 3000 et 11 000.

Avant de rappeler et de discuter les résultats de la littérature, une présentation détaillée des mesures obtenues dans le cadre de ce travail va être faite. En premier lieu, on étudiera l'influence de la taille des sondes. Puis l'influence du nombre de Reynolds sur les différentes grandeurs sera

caractérisée. On pourra alors procéder à une comparaison des résultats obtenus ici avec ceux de la littérature pour essayer de comprendre les différences existant entre les différents auteurs et pour confirmer les tendances observées. Enfin, à l'aide des mesures paraissant les plus fiables, on tentera de valider les simulations numériques directes en notre possession. Le tableau (3.1) présente un résumé des essais qui ont été réalisés au cours de la présente étude en écoulement de Poiseuille pur, à des nombres de Reynolds différents et avec différentes sondes.

Reynolds	fil simple	Auspex uv	Auspex uw	Dantec uv	Dantec uw
5 000	x	x	x		x
10 000	x	x	x		
20 000	x	x	x	x	
30 000	x	x	x	x	

(tableau 3.1)

2. RESULTATS

L'établissement de cet écoulement n'a pas été étudié ici car ce travail a été fait par Deldique [7]. Toutes les mesures ont été obtenues à la station 9 ($x_0=2,955$ m), où l'écoulement est parfaitement établi. Corenflos [3] et Deldique [7], au vu de leurs résultats, ont posé le problème de l'influence de la taille des sondes sur la précision des mesures. Cette influence apparaît surtout sur les mesures des corrélations d'ordre deux dans les zones pariétales. Ils ont en effet constaté que les pics de turbulence observés dans ces zones avaient tendance à se rapprocher des parois et présentaient des amplitudes largement supérieures (plus de 50%) aux résultats escomptés. C'est pour tenter de résoudre ce problème, qu'une nouvelle sonde de taille inférieure a été utilisée dans ce travail; les mesures obtenues avec les différentes sondes sont comparées dans le présent chapitre en vue de dégager l'influence de leur taille .

2.1. Influence de la taille de la sonde

Les résultats obtenus sont comparés à nombre de Reynolds constant

2.1.1. Profils des vitesses moyennes

La figure (3.1) montre que les profils obtenus avec les trois sondes utilisées (une sonde à fil simple Dantec et deux sondes à fils croisés : une Dantec et une Auspex de tailles différentes) pour un nombre de Reynolds de 30 000 sont parfaitement superposés. La taille de la sonde n'a donc pas d'influence décelable sur la mesure de la vitesse moyenne \bar{U} . Ce résultat est le même pour les trois autres nombres de Reynolds étudiés dans ce travail. Les profils des vitesses moyennes \bar{V} et \bar{W} sont également représentés. On constate que leur valeur est nulle sur une large partie du canal ($0,05 < y/h < 0,95$). Près des parois, on remarque que ces dernières ne sont pas nulles, ceci est dû à la présence d'un important gradient de vitesse. Ce phénomène est plus marqué sur la mesure de \bar{W} (cf 2ème partie paragraphe 2.6.9.).

2.1.2. Profils des corrélations normales

La figure (3.2) montre, à Reynolds 5000, l'influence de la taille de la sonde sur les mesures de la corrélation normale u'/u_τ , adimensionnée par la vitesse de frottement pariétale u_τ . Le profil obtenu est symétrique par rapport au milieu de veine et a une intensité minimale en $y/h = 0,5$. Les pics obtenus près des parois sont les mêmes pour les sondes fil simple, Auspex et Dantec (UV, UW) et les résultats en milieu de veine sont similaires. On obtient des résultats similaires aux autres nombres de Reynolds.

La figure (3.3) présente les tracés de la corrélation normale v'/u_τ obtenus à un nombre de Reynolds égal à 5000, avec les sondes UV Dantec et Auspex. Les profils sont symétriques et présentent un minimum au centre du canal. En milieu de veine ($0,3 < y/h < 0,7$), les deux sondes donnent les mêmes valeurs aux erreurs de mesure près, par contre près des parois, l'effet de taille de sonde est très important. La sonde Dantec qui est deux fois plus grosse que la sonde Auspex a tendance à exagérer l'intensité des pics pariétaux de plus de 50% et à les localiser plus près de la paroi. Des résultats analogues ont été obtenus aux autres nombres de Reynolds étudiés dans ce rapport.

Les résultats pour la corrélation w'/u_τ sont présentés sur les figures (3.4) et (3.5) pour deux nombres de Reynolds. Les deux sondes UW Dantec et Auspex sont utilisées pour apprécier l'effet de taille de sonde. Les profils obtenus sont symétriques et présentent un minimum en milieu de veine.

La figure (3.4) présente les mesures pour un nombre de Reynolds de 10 000. Les valeurs de la corrélation sont identiques en milieu de veine. Les seules différences entre les deux profils se situent aux parois. L'effet de taille de sonde est le même que pour la corrélation v' : la sonde Dantec a tendance à amplifier les pics de turbulence et à les rapprocher des parois.

Ce phénomène est encore plus visible sur la figure (3.5) où les résultats ont été tracés à un nombre de Reynolds égal à 5 000. Par contre, sur cette figure apparaît un décalage supplémentaire au centre du canal. Ce décalage n'apparaît plus dès que le nombre de Reynolds est supérieur à 5000 ($Re=10\,000$, $20\,000$ et $30\,000$).

Afin de vérifier cette différence obtenue entre les mesures par les deux types de sonde, un sondage supplémentaire a été effectué avec une nouvelle sonde Auspex de même taille dans les mêmes conditions. Les mêmes résultats ont été trouvés.

Il faut rappeler qu'à $Re = 5\,000$, pour obtenir un écoulement turbulent établi à la station 1, on a dû installer une grille de turbulence à l'entrée de la veine, juste en aval du convergent (Corenflos [3]). Dès lors, on peut s'interroger sur l'existence d'une turbulence résiduelle dans la partie centrale du canal.

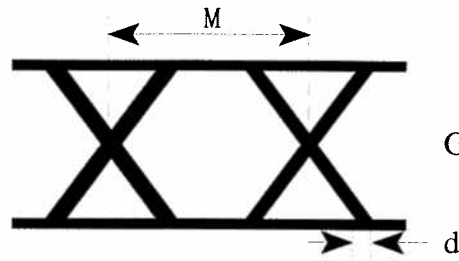
Pour ce faire, on peut s'appuyer sur les travaux de Comte-Bellot et Corrsin [36] [37] qui ont étudié la décroissance d'une turbulence de grille en écoulement uniforme. La configuration d'écoulement présente est différente en raison du confinement mais les calculs en écoulement uniforme et homogène devraient être pessimistes.

On réalise alors des essais au même nombre de Reynolds ($Re=5\,000$) mais avec deux grilles de turbulence différentes placées à l'entrée de la veine. On calcule la dimension et la durée de vie des structures turbulentes qui apparaissent juste après ces grilles.

Dans le premier cas, la grille est constituée de barreaux de bois carrés de 5 mm montés en "X". Les "X" de 3 cm de hauteur sont collés entre deux baguettes fines tous les 5 cm. L'ensemble couvre toute la section du canal (0,03 m x 0,55 m).

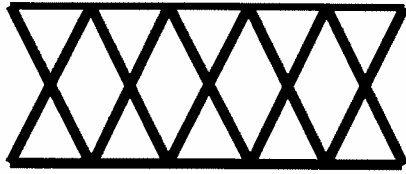
Dans le second cas, la grille est faite de barreaux de bois carrés de 2 mm montés en "X" qui ont une hauteur de 3 cm et qui sont espacés de 2 cm. L'ensemble couvre toute la section de la veine.

Pour choisir la taille de la maille et des barreaux d'une grille, il convient de faire attention au coefficient de solidité de la grille σ , à la dimension transversale Δ de la veine d'essais par rapport à la maille de la grille et à la longueur de la veine d'essais L .



Grille 1

$$M_1 = 0,05 \text{ m et } d_1 = 0,005 \text{ m}$$



Grille 2

$$M_2 = 0,02 \text{ et } d_2 = 0,002 \text{ m}$$

Le coefficient σ représente la fraction de surface bloquée par la grille. Si ce coefficient est trop grand, des risques de coalescence apparaissent et la turbulence est très inhomogène même dans un plan parallèle à la grille. En principe pour des barreaux carrés, il ne doit pas dépasser 0,33. On constate que cette condition est vérifiée.

$$\sigma = \frac{d}{M} \left(2 - \frac{d}{M} \right) \quad \text{donc} \quad \sigma_1 = 0,19 \quad \text{et} \quad \sigma_2 = 0,19$$

La dimension Δ doit être grande devant la maille de la grille afin que les fluctuations de vitesse induites par les couches limites qui se développent le long des parois latérales de la veine puissent être négligées et que la turbulence ait une bonne homogénéité transversale. Dans les essais de Comte-Bellot & Corrsin [36] [37], Δ est égal à 20 mailles. Dans nos deux cas on a :

$$\Delta_1 = 0,55/0,05 = 11 \quad \text{et} \quad \Delta_2 = 0,55/0,02 = 27,5$$

On s'aperçoit que cette condition n'est pas respectée dans le cas 1. Or la corrélation normale w' se mesure justement dans la direction transversale de la veine. Ce fait pourrait donc expliquer le décalage observé en milieu de canal pour la corrélation w' .

L doit être de l'ordre de 200 à 400 mailles si l'on veut étudier la "période initiale" de l'extension de la turbulence, de l'ordre de 1 000 mailles si l'on s'intéresse à la "période finale". Les mesures en écoulement de Poiseuille pur sont faites à la dernière station, $x = 2,955 \text{ m}$.

$$L_1 = 2,995/0,05 = 60 \quad \text{et} \quad L_2 = 2,995/0,02 = 150$$

On voit que la longueur de la veine d'essais est juste dans le premier cas, l'idéal serait d'avoir un canal plus long de l'ordre de 4 à 6 m.

Les résultats obtenus avec les grilles (1) et (2) sont présentés sur la figure (3.6). L'écart entre les profils fournis par les deux sondes diminue. Il semble donc qu'avec la grille (1) il reste une agitation résiduelle à petite échelle dans la direction z uniquement, qui est moyennée par la sonde Dantec de taille plus importante et mesurée par la sonde Auspex plus petite. L'utilisation de la grille (2) permet d'atténuer ce phénomène. On verra un peu plus loin (cf figure 3.51) que, malgré

le changement de grille, cette corrélation est la seule à présenter un désaccord significatif avec la DNS à $Re = 5\,000$. Indiquant vraisemblablement que cette corrélation n'est pas complètement établie à la station 9.

2.1.3. Profils des corrélations croisées

L'effet de taille de sonde apparaît également au niveau des corrélations croisées. La figure (3.7) présente les profils des corrélations croisées $u'v'/u_\tau^2$ et $u'w'/u_\tau^2$, adimensionnées par le carré de la vitesse de frottement, obtenus avec les sondes Dantec (résultats de Corenflos [3]) et Auspex. Le profil de la corrélation $u'v'/u_\tau^2$ est antisymétrique, il est présenté pour un nombre de Reynolds de $5\,000$. Sur une large partie du canal ($0,1 < y/h < 0,9$) le profil est linéaire et semblable pour les deux sondes. Les profils obtenus avec la sonde Dantec sont plus réguliers près des parois, ceci s'explique par un moyennage plus important de cette sonde.

La corrélation $u'w'/u_\tau^2$ est mesurée et tracée par précaution. Les hypothèses de départ laissent prévoir que cette corrélation doit être nulle sur l'ensemble du canal. Ce résultat est obtenu avec la sonde UW Auspex sur une grande partie de la veine ($0,15 < y/h < 0,85$), en revanche si on se fie aux mesures obtenues avec la sonde UW Dantec (résultats de Corenflos [3]), la corrélation $u'w'/u_\tau^2$ semble du même ordre de grandeur que celle de $u'v'/u_\tau^2$.

Cette erreur importante est due essentiellement à la taille de la sonde Dantec. En effet la distance inter-broches étant de 1 mm , elle est très sensible au gradient de vitesse présent dans l'écoulement surtout dans les zones pariétales. Les deux fils placés horizontalement dans un plan (Oxy) ne subissent pas le même refroidissement et donnent donc des vitesses différentes (cf 2^{ème} partie.2.6.9.). Ce phénomène s'accroît naturellement au niveau des parois car c'est dans ces zones que le gradient de vitesse est le plus élevé. Corenflos [3] qui a été confronté à ce problème, propose un calcul de l'erreur due à ce phénomène.

En conclusion, le fait d'avoir utilisé des sondes de taille plus petite que celle des études précédentes, a permis d'améliorer de façon significative les résultats obtenus dans les zones pariétales en ce qui concerne les corrélations normales v' et w' ainsi que la corrélation croisée $u'w'$. Par contre, les résultats obtenus pour u' sont les mêmes puisqu'ils ont été mesurés avec la même sonde : la sonde à fil simple Dantec.

2.2. Influence du nombre de Reynolds

2.2.1. Profils des vitesses moyennes

Les profils de vitesses moyennes obtenus avec la sonde à fil simple pour quatre nombres de Reynolds sont présentés sur la figure (3.8) ($Re=5\,000$, $10\,000$, $20\,000$ et $30\,000$). Dans chaque cas, la vitesse moyenne est adimensionnée par la vitesse U_{\max} en milieu de veine. Les résultats obtenus dans la partie centrale du canal ($0,15 < y/h < 0,85$) sont identiques. Dans les zones pariétales une différence existe entre les nombres de Reynolds de $5\,000$, $10\,000$ et $20\,000$. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus le profil s'incurve aux parois. Cette remarque est surtout valable lors du passage des nombres de Reynolds de $5\,000$ à $10\,000$. A partir d'un nombre de Reynolds de $20\,000$ il semble qu'il y est parfaite correspondance entre les deux profils ($Re=20\,000$ et $30\,000$), le profil devient donc indépendant du nombre de Reynolds à $Re=20\,000$.

2.2.2. Profils des corrélations normales

Les profils sont tracés sur la figure (3.9) pour un nombre de Reynolds de 5 000. Les trois corrélations normales sont symétriques par rapport au centre du canal, où elles passent par un minimum. On peut remarquer que l'intensité de u'/u_τ est toujours supérieure à celle de v'/u_τ et de w'/u_τ . En effet, seule la composante u de la vitesse reçoit de l'énergie cinétique directement de l'écoulement moyen. Cette énergie est ensuite redistribuée entre les trois corrélations normales par l'intermédiaire des corrélations pression-vitesse.

Sur l'ensemble de la veine, l'intensité de v'/u_τ est toujours inférieure à celle de w'/u_τ , notamment pour des nombres de Reynolds faibles car l'amplitude du mouvement parallèle aux parois est plus grande que celle dans la direction orthogonale aux parois. La figure (3.10) présente les profils des corrélations normales à un nombre de Reynolds égal à 10 000. En milieu de canal, les valeurs de v'/u_τ et de w'/u_τ sont très proches, on tend vers une isotropie de l'écoulement, ce qui n'est pas vérifié dans les zones pariétales.

On constate aisément cette anisotropie sur les intensités de turbulence aux parois, on obtient les rapports suivants:

$$\begin{array}{ll}
 \text{- pour Re = 5 000} & \frac{u'}{v'} = 3,6 \quad \frac{u'}{w'} = 2,3 \quad \text{aux parois,} \\
 & \frac{u'}{v'} = 1,3 \quad \frac{u'}{w'} = 1,1 \quad \text{en milieu de veine.} \\
 \text{- pour Re = 10 000} & \frac{u'}{v'} = 2,3 \quad \frac{u'}{w'} = 2,1 \quad \text{aux parois,} \\
 & \frac{u'}{v'} = 1,3 \quad \frac{u'}{w'} = 1,3 \quad \text{en milieu de veine.}
 \end{array}$$

La figure (3.11) compare les profils de la corrélation normale u'/u_τ pour différents nombres de Reynolds. Les profils ont la même allure dans la partie centrale de l'écoulement ($0,25 < y/h < 0,75$) pour chaque nombre de Reynolds. Dans les zones pariétales, les profils se creusent au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente. A partir d'un nombre de Reynolds de 20 000, on ne distingue plus de différence: les profils obtenus pour des nombres de Reynolds de 20 000 et 30 000 sont identiques. L'amplitude des pics de turbulence semble fixée à 2,9 pour les nombres de Reynolds de 5 000 et 10 000. La distance à la paroi de ces pics diminue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

Ces pics de turbulence sont situés dans les zones où les profils de vitesse moyenne présentent un important gradient de vitesse. Les zones présentant un fort gradient de vitesse se rapprochent donc des parois, ce qui explique le fait que les pics de turbulence se rapprochent également des parois. L'influence du nombre de Reynolds agit donc dans les mêmes zones de l'écoulement pour les profils de \bar{U} et de u'/u_τ .

La figure (3.12) présente les mesures obtenues à différents nombres de Reynolds pour la corrélation normale v'/u_τ . Les profils obtenus sont symétriques par rapport au centre du canal. Un léger effet du nombre de Reynolds est décelable au centre du canal jusqu'à $Re=20\,000$. Dans les zones pariétales, les pics de turbulence ne sont obtenus que pour $Re=5\,000$. Une influence importante du nombre de Reynolds existe lors du passage de $Re=5\,000$ à $Re=10\,000$. Par contre elle diminue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente et disparaît à $Re=20\,000$. A la différence de la corrélation u'/u_τ , l'amplitude en plus de la distance à la paroi des pics de turbulence varie lors du passage de $Re=5\,000$ à $Re=10\,000$.

Les profils de la corrélation normale w'/u_τ pour les différents nombres de Reynolds sont tracés sur la figure (3.13), à $Re=5\,000$ on a représenté les profils obtenus avec la grille (2). Les courbes obtenues sont toutes symétriques par rapport au milieu du canal. Un important effet du nombre de Reynolds reste visible sur toute la hauteur de veine lors du passage de $Re=5\,000$ à $Re=10\,000$. On verra un peu plus loin que ce phénomène est en désaccord avec les DNS.

A partir de $Re=10\,000$, on obtient des résultats très proches sur toute la hauteur du canal. Les pics de turbulence ont une amplitude qui augmentent avec le nombre de Reynolds. Ils se rapprochent simultanément des parois. On constate encore une fois une bonne similitude entre les profils obtenus à $Re=20\,000$ et $Re=30\,000$.

2.2.3. Profil d'énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente K est la demi-somme des trois corrélations normales. Les profils de K/u_τ^2 sont présentés sur la figure (3.14) aux différents nombres de Reynolds. L'énergie cinétique est fournie principalement par le terme u'^2 , de sorte que les deux types de profils ont quelques similitudes. Les profils de K/u_τ^2 sont similaires dans la partie centrale du canal sauf pour $Re=5\,000$. Ceci provient essentiellement de w'^2 qui n'est pas établi à ce nombre de Reynolds. Dans les zones pariétales, les profils se creusent au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, surtout lors du passage de $Re=5\,000$ à $10\,000$. L'amplitude des pics augmente et ils se rapprochent des parois. Les profils obtenus à $Re=20\,000$ et $30\,000$ sont similaires ce qui est normal puisque ce résultat a été trouvé pour les trois corrélations normales.

2.2.4. Spectres unidimensionnels

Les figures (3.15) (3.16) (3.17) et (3.18) présentent les spectres unidimensionnels pour u' , v' et w' . Ils sont représentés en fonction du nombre d'onde k_1 (m^{-1}) pour chaque nombre de Reynolds étudié dans ce travail. Ces spectres ont été mesurés à une distance $y=2,36$ mm de la paroi ($y/h=0,08$ correspondant à $y^+=25$ pour $Re=5\,000$, $y^+=48$ pour $Re=10\,000$, $y^+=84$ pour $Re=20\,000$ et $y^+=106$ pour $Re=30\,000$). On constate que dans la région où k_1 est inférieur à 500, la tendance à l'isotropie est d'autant plus marquée que le nombre de Reynolds est petit. A $Re=30\,000$, les spectres d'énergie de v' et w' sont confondus mais petits devant celui de u' . Dans les zones où k_1 est supérieur à 500, les spectres d'énergie de u' , v' et w' sont très proches. On a donc une certaine isotropie des structures dissipatives, même à faible nombre de Reynolds.

Ces spectres ne s'étendent pas à l'infini, il existe une fréquence de coupure très nettement marquée dont l'ordre de grandeur peut être déterminée soit par l'échelle de Kolmogorov, soit par une analyse du signal obtenu avec un analyseur de spectres (la deuxième méthode a été utilisée pour le présent travail). Cette limite est en effet imposée par la viscosité qui interdit la formation de mouvements à très petite échelle car le travail des forces de viscosité transforme toute l'énergie en chaleur. A $Re = 30\ 000$, la fréquence de coupure choisie semble légèrement trop petite, mais les moyens de mesure mis à notre disposition n'ont pas permis l'augmentation de cette dernière.

La figure (3.19a) présente l'influence du nombre de Reynolds sur le spectre d'énergie de u' . Plus le nombre de Reynolds augmente, plus les spectres d'énergie de u' augmentent et s'étendent vers la droite. On remarque que pour $Re = 20\ 000$ et $30\ 000$, ils sont pratiquement confondus. Il semblerait donc que l'influence du nombre de Reynolds devienne très faible à partir de $Re = 20\ 000$ à cette distance de la paroi.

Pour $Re \geq 20\ 000$, les spectres d'énergie de u' présentent une zone en $k_1^{-5/3}$, pour $400 < k < 2000$. Cette zone est détectable à $Re = 5\ 000$ mais son étendue est très petite. Cette dernière augmente en fonction du nombre de Reynolds et devient facilement repérable à partir de $Re = 20\ 000$. Cette zone est caractéristique de la zone inertielle.

Ces spectres ont été représentés sous forme adimensionnée à l'aide des échelles de Kolmogorov (figure 3.19b). Le tableau ci-dessous regroupe les valeurs de ces échelles pour chaque nombre de Reynolds ainsi que des micro échelles de Taylor. On constate sur la figure (3.19b) que conformément à la théorie, les spectres sont tous confondus pour $k_1 \eta > 0,04$. D'après Comte-Bellot, cela signifie que dans cette région l'influence du champ de déformation de l'écoulement moyen sur les structures turbulentes est faible.

Afin de tester l'isotropie de la turbulence, nous avons appliqué à nos mesures obtenues pour $Re=30\ 000$ la relation suivante (cf Comte-Bellot [16]) :

$$E_{22}(k_1) = \frac{1}{2} E_{11}(k_1) - \frac{1}{2} k_1 \frac{d}{dk_1} E_{11}(k_1)$$

Les résultats sont tracés sur la figure (3.19c). Au vu de cette dernière, on peut voir que même à $Re=30\ 000$, cette relation n'est pas vérifiée. Il semblerait donc que l'isotropie de la turbulence, même à ce nombre de Reynolds n'est pas obtenue. Pour obtenir cette isotropie, il aurait fallu avoir des mesures à un nombre de Reynolds plus élevé. Les valeurs obtenues pour le nombre de Reynolds des échelles de Taylor Re_λ , reportées dans le tableau ci-dessous confirment d'ailleurs de résultat.

Re_{max}	échelle de vitesse de Kolmogorov	échelle de longueur de Kolmogorov	échelle de Taylor λ	Re_λ
6 127	0,158 m/s	95 μm	368 μm	76
12 647	0,302 m/s	50 μm	192 μm	82,5
23 466	0,527 m/s	28 μm	110 μm	87,5
30 080	0,665 m/s	23 μm	87 μm	89,5

2.2.5. Profils des corrélations croisées

Les profils de $\overline{u'v'}$ sont tracés pour les différents nombres de Reynolds sur la figure (3.20). Ils sont linéaires au centre du canal ($0,2 < y/h < 0,8$). En effet, la contrainte totale est linéaire sur toute la hauteur du canal. La contrainte visqueuse est négligeable devant la contrainte turbulente au centre du canal. La corrélation s'annule toujours en $y/h=0,5$, et les courbes sont antisymétriques. La pente de la droite diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Dans les études précédentes, les vitesses de frottement étaient déterminées en prolongeant la partie linéaire du profil $\overline{u'v'}$ jusqu'aux parois. Cette méthode n'est pas tout à fait exacte: En effet, négliger la contrainte laminaire au centre du canal induit des écarts de l'ordre de 4% sur les vitesses de frottement pour des nombres de Reynolds inférieurs ou égaux à 10 000. Par contre, pour des nombres de Reynolds plus élevés, la contrainte laminaire peut être négligée et les vitesses de frottement peuvent être déterminées suivant les méthodes précédentes, c'est à dire directement à partir des profils de $\overline{u'v'}$. Pour des nombres de Reynolds inférieurs ou égaux à 10 000, la méthode conseillée par le professeur A. Dymont a été utilisée pour déterminer les vitesses de frottement aux parois (cf 2^{ème} partie paragraphe.2.7.). La vitesse de frottement augmente lorsque le nombre de Reynolds croît. Les différentes valeurs des vitesses de frottement en fonction du nombre de Reynolds figurent un peu plus loin au paragraphe 3.1.

Les profils de $\overline{u'v'}$ adimensionnés par la vitesse de frottement pariétale au carré ont été tracés pour les quatre nombres de Reynolds étudiés sur la figure (3.21). Ils sont confondus dans la partie centrale du canal. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus la partie linéaire de $\overline{u'v'}$ s'approche de la paroi. Cela provient du fait que l'épaisseur de la sous-couche visqueuse diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ainsi, on remarque une influence importante du nombre de Reynolds lors du passage de $Re=5\ 000$ à $Re=10\ 000$ et de $Re=10\ 000$ à $Re=20\ 000$ dans les zones pariétales. Par contre les profils tracés pour les nombres de Reynolds 20 000 et 30 000 sont identiques pour $0,05 < y/h < 0,95$. On constate que l'amplitude des pics de turbulence augmente et que leur distance à la paroi diminue en fonction du nombre de Reynolds.

2.2.6. Conclusion

En conclusion, cette étude a permis de dégager de façon claire l'influence du nombre de Reynolds. Dans la zone centrale du canal, on observe un profil universel de vitesse moyenne lorsqu'elle est rapportée à la vitesse U_{max} . De même, les contraintes de Reynolds, rapportées à la vitesse de frottement, adoptent une forme universelle dès $Re = 10\ 000$ dans cette région de l'écoulement. Entre $Re = 5\ 000$ et $10\ 000$, les composantes v'/u_τ et w'/u_τ^2 montrent une sensibilité à ce paramètre dont l'origine est vraisemblablement différente pour les deux corrélations. Dans le cas de la composante w'/u_τ , on a pu montrer (cf figure 3.6) qu'à $Re = 5\ 000$, un résidu de la turbulence de la grille d'entrée contribue à w'/u_τ . Ce résidu n'explique cependant pas la totalité de l'écart observé sur la figure (3.13). Compte-tenu de la distance entre les parois haute et basse et de la longueur du canal, on imagine mal une telle contribution à v'/u_τ . Par contre, on constate que l'étalement du pic pariétal de cette corrélation est très important à $Re = 5\ 000$ et qu'il peut influencer la zone centrale.

Le fait d'avoir utilisé des sondes de taille plus petite que celle des études précédentes , a permis d'améliorer de façon significative les résultats obtenus dans les zones pariétales en ce qui concerne les corrélations normales v'/u_τ et w'/u_τ et la corrélation croisée $u'w'/u_\tau^2$.

3. DISCUSSION

Comme on va le voir dans ce chapitre, de nombreux résultats, parfois contradictoires, existent dans la littérature pour les écoulements de Poiseuille pur. Ayant dégagé de nos résultats une influence logique du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse moyenne et sur ceux des contraintes de Reynolds, il était intéressant de les confronter à ceux obtenus par d'autres auteurs afin de tenter de les conforter et d'en étendre la portée. Avant de procéder à cette confrontation, une étude bibliographique reprenant l'ensemble des résultats de la littérature à notre disposition est présentée. Un rappel sur les conditions d'essais et les moyens de mesures utilisés par chaque expérimentateur permettra peut-être de comprendre les différences observées entre les auteurs.

3.1. Grandeurs globales

Le tableau (3.2) ci-dessous rassemble toutes les grandeurs globales caractéristiques de l'écoulement pour les quatre nombres de Reynolds étudiés dans ce mémoire. En effet, cet écoulement peut être caractérisé par la vitesse débitante U_q , la vitesse en milieu de veine U_{\max} et une grandeur de paroi qui est ici représentée par la vitesse de frottement à la paroi u_τ . Pour comparer ces différentes grandeurs avec les autres auteurs, le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal est utilisé. Il est calculé soit à partir de la vitesse débitante (Re_q), soit à partir de la vitesse maximum (Re_{\max}), soit à partir de la vitesse de frottement (Re_τ). Les trois dernières colonnes du tableau (3.2) représentent différents rapports entre ces grandeurs caractéristiques que l'on trouve dans la littérature, la comparaison de ces différents rapports méritent notre attention et permettra de déduire certaines lois.

$\frac{U_{\max}}{u_\tau}$ est équivalent à $\frac{U_e}{u_\tau}$ dans une couche limite avec U_e : vitesse à l'extérieur de la couche limite,

$\frac{U_{\max} - U_q}{u_\tau}$ est une représentation déficitaire et

$\frac{U_q}{U_{\max}}$ est égal à 1 en fluide idéal. Ce rapport caractérise donc les effets visqueux.

Les mesures de la présente étude ont été effectuées à la station 9 en $x/h = 100$ avec les plus petites sondes. Au vu de ce tableau, on remarque une augmentation de la vitesse de frottement avec le nombre de Reynolds. Les rapports adimensionnés des trois dernières colonnes présentent des évolutions intéressantes. Le rapport U_{\max} / u_τ croît de façon monotone avec le nombre de Reynolds. Le rapport $(U_{\max} - U_q) / u_\tau$ subit quant à lui une influence du nombre de Reynolds pour $Re_q \leq 20\,000$, les valeurs obtenues pour $Re_q = 20\,000$ et $30\,000$ étant identiques. Le dernier rapport U_q / U_{\max} est constant quelque soit le nombre de Reynolds sauf pour $Re_q = 5\,000$. Il devient alors intéressant de comparer ces différentes valeurs avec celle de la littérature. Dans la présente étude, on estimera l'erreur commise sur la vitesse de frottement pariétale u_τ et les trois derniers rapports du tableau à $\pm 5\%$.

Par commodité, dans le texte, les nombres de Reynolds basés sur la vitesse débitante, seront arrondis au 10000 ième le plus proche.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
2,61	5152	3,11	6127	0,16	311	1,496	19,6	3,12	0,84
5,57	10958	6,43	12647	0,30	594	1,499	21,3	2,84	0,87
10,38	20476	11,90	23466	0,53	1039	1,496	22,6	2,88	0,87
13,43	26317	15,35	30080	0,66	1303	1,505	23,1	2,88	0,87

tableau (3.2): étude actuelle

Les résultats des différents auteurs ayant travaillé expérimentalement sur ces écoulements figurent dans les tableaux ci-dessous. Le nombre de Reynolds est calculé avec la hauteur de veine de la soufflerie et un résumé sur le déroulement de leurs expériences est donné avant chaque tableau. Les valeurs notées en gras sont obtenues par calcul (intégration du profil de vitesse pour U_q) et celles en italique par hypothèse, les auteurs n'ayant pas toujours fourni ces informations.

Antonia et al [24] [25] ont réalisé leurs mesures dans une soufflerie de section 0,042 m x 0,756m ayant une longueur de veine de 6,72 m. Le fluide était de l'air. Ils ont utilisé des sondes fils chauds en X (diamètre des fils: 1,27 μ m- Wollaston Pt-10% Rh- longueur des fils: 0,3 mm - distance latérale: 0,3 mm- coefficient de surchauffe: 1,4 - anémomètre à température constante). La section dans laquelle sont faites les mesures est en $x/h = 160$. Ils ont étudié ces écoulements pour quatre valeurs du nombre de Reynolds (cf tableau 3.3).

Les valeurs des vitesses débitantes n'étant pas fournies par les auteurs, elles ont été obtenues en intégrant le profil de vitesse moyenne. Les trois derniers rapports adimensionnés évoluent avec le nombre de Reynolds de manière très analogue aux résultats de la présente étude. Le dernier rapport (U_q / U_{max}) semble insensible à ce paramètre et très proche de la valeur obtenue dans ce mémoire. Le rapport $(U_{max} - U_q) / u_\tau$ est identique pour les deux derniers nombres de Reynolds. L'influence du nombre de Reynolds serait nulle pour $Re_{max} \geq 23\ 200$.

Le rapport (U_{max} / u_τ) pour $Re \geq 20\ 000$ est très proche des présents résultats (2%). Pour $Re < 20\ 000$, si l'on admet que l'erreur commise, pour la présente étude, sur la vitesse de frottement pariétale u_τ est de l'ordre de +/- 5%, on arrive sensiblement aux mêmes résultats qu'Antonia. Pour conclure, on remarque un très bon accord global entre les présentes mesures et celles d'Antonia.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
2,06	5600	2,41	6600	0,133	361,2	1,55	18,28	2,56	0,86
3,04	8500	3,53	10000	0,183	512,6	1,5	19,49	2,72	0,86
7,28	20100	8,43	23200	0,381	1049,8	1,52	22,12	3,02	0,86
13,08	37100	15,03	43000	0,648	1833	1,48	23,47	3,01	0,87

tableau (3.3) : Antonia [24], [25]

Comte-Bellot [26] a travaillé avec une section de veine de 0,180 m x 2,4 m et de 12 m de longueur. Le fluide utilisé était de l'air. Les mesures des grandeurs ont été faites avec des sondes à fils chauds en X (distance interbroches: 3 mm- fils de type Wollaston en platine- diamètre des fils: 1 μ m et 3,5 à 4 μ m - anémomètre à intensité constante) en $x/h = 60$.

La vitesse de frottement pariétale est déterminée à partir de la mesure du gradient longitudinal de pression statique qui est pratiquement constant suivant l'auteur à partir de $x/h=60$. La précision de dP/dx est de l'ordre de $\pm 1\%$. Trois nombres de Reynolds ont été étudiés. Les grandeurs caractéristiques figurent dans le tableau (3.4). Ces résultats correspondent à des nombres de Reynolds très grands. Ils confirment l'augmentation de U_{max}/u_τ en fonction du nombre de Reynolds. Ils confirment également la constante obtenue pour U_q/U_{max} . Par contre, les résultats obtenus pour le paramètre $(U_{max}-U_q)/u_\tau$ semblent assez ératiques.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
9,1	109200	10,5	126000	0,39	4680	1,5	26,92	3,59	0,87
19,43	233400	22,2	266000	0,80	9600	1,5	27,75	3,46	0,88
36,83	442000	42,8	514000	1,36	16320	1,5	31,47	4,39	0,86

tableau (3.4) : Comte-Bellot [26]

Hussain et Reynolds [30] ont travaillé dans une soufflerie de section 0,0635 m x 1,04 m ayant une longueur de 14,6 m. Le fluide utilisé était de l'air et les mesures ont été faites avec des sondes à fil chaud simple (diamètre des fils: 5,08 μ m) en $x/h= 225$. La vitesse de frottement pariétale est déterminée par la mesure du gradient longitudinal de pression statique. Les grandeurs caractéristiques correspondant à trois nombres de Reynolds sont présentées dans le tableau (3.5). Le rapport U_{max} / u_τ augmente logiquement avec le nombre de Reynolds, les valeurs sont cohérentes avec celles des auteurs précédents. Compte-tenu de la précision sur u_τ , on peut considérer que $(U_{max} - U_q) / u_\tau$ est constant ce qui, pour cette gamme de nombres de Reynolds confirme les résultats précédents. La valeur du rapport U_q / U_{max} est constante et très proche de celles obtenues jusqu'alors.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
5,88	24300	6,67	27600	0,309	1278	1,53	21,74	2,57	0,88
9,95	41200	11,2	46400	0,489	2026	1,53	22,73	2,56	0,89
13,96	57800	15,6	64600	0,658	2726	1,53	23,81	2,49	0,89

tableau (3.5) : Hussain & Reynolds [30]

Laufer [27], [28] a quant à lui fait ses expériences dans une soufflerie de section 0,127 m x 1,524 m et de 7 m de longueur. Le fluide utilisé était de l'air et les mesures ont été faites avec des sondes à fils chauds en X (diamètre des fils: 6 μ m- technique du Wollaston- longueur des fils: 1,5 mm- distance interbroches: 3 mm) en $x/h=38$. La position en x/h à laquelle ont été prises toutes leurs mesures est assez faible et pourra introduire certaines erreurs dues au non établissement de l'écoulement.

Ses résultats sont présentés dans le tableau (3.6). On remarque que le premier rapport augmente toujours avec le nombre de Reynolds. Le rapport U_q / U_{max} varie légèrement avec le nombre de Reynolds. En première approximation, on peut négliger cette variation. La valeur moyenne obtenue est très proche de celle des études précédentes. Seul le paramètre $(U_{max} - U_q) / u_\tau$ présente une variation contradictoire puisqu'il décroît quand le nombre de Reynolds augmente. De manière générale, le niveau de ce paramètre apparaît assez différent d'un auteur à l'autre. Il faut remarquer qu'il fait intervenir trois vitesses caractéristiques dont la vitesse de frottement pariétale u_τ et que l'incertitude sur sa valeur en est augmentée.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
2,56	21000	3,0	24600	0,127	1041	1,55	23,81	3,45	0,85
6,56	53800	7,5	61600	0,286	2349	1,55	26,32	3,28	0,87
13,28	108800	15,0	123200	0,550	4518	1,55	27,03	3,13	0,88

tableau (3.6) : Laufer [27], [28]

Clark [29] a étudié ces écoulements dans une soufflerie de section 0,127 m x 1,524 m et de longueur 7,62 m. Le fluide utilisé était de l'air et la section de sondage était en $x/h = 51,5$. Les sondes utilisées sont des sondes à fils chauds (diamètre du fil: 5 μ m). Ses résultats sont présentés dans le tableau (3.7). Il calcule la vitesse de frottement pariétale en mesurant le gradient de vitesse à la paroi. Il pose: $u_\tau = (\nu (dU/dy)_{y=0})^{1/2} = (\tau_w / \rho)^{1/2}$. Ces résultats confirment les tendances observées pour les valeurs des trois paramètres caractéristiques avec cependant des niveaux différents pour $(U_{max} - U_q) / u_\tau$ et pour U_q / U_{max} . Il faut cependant préciser que Clark ne donne pas les profils de vitesse moyenne.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
3,22	27400	3,57	30400	0,152	1296	1,49	23,26	2,32	0,90
5,86	49900	6,46	55200	0,259	2199	1,49	25,00	2,32	0,91
9,78	83300	10,7	91200	0,396	3375	1,49	27,03	2,32	0,91

tableau (3.7) : Clark [29]

Wei & Willmarth [23] ont étudié ces écoulements pour quatre valeurs du nombre de Reynolds qui couvrent une très large gamme. Le canal d'essai avait une veine de 0,02572 m x 0,3048 m de section et une longueur de 2,54 m. Les mesures ont été effectuées par vélocimétrie laser Doppler 2D en $x/h = 86$. Le fluide utilisé était de l'eau et le volume de mesure était de $50 \mu m^3$ (particules de $3 \mu m$ de diamètre). Seul le rapport $(U_{max} - U_q) / u_\tau$ est en contradiction avec les résultats précédents. Le nombre de particules sur lesquelles l'auteur a effectué ses moyennes n'a pas été précisé, il sera donc difficile d'évaluer l'erreur commise sur ses résultats.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-6} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
0,22	5140	0,254	5940	0,014	339,5	1,09	17,51	2,57	0,86
1,13	26400	1,281	29828	0,061	1420	1,10	21,01	2,49	0,88
/	/	1,633	45552	0,073	2026	0,92	22,47	/	/
1,95	54570	2,197	79160	0,092	3308	0,71	23,92	2,66	0,89

tableau (3.8) : Wei & Willmarth [23]

Le tableau (3.9) présente les grandeurs caractéristiques des résultats de Kreplin & Eckelmann [21] [38]. Ils ont utilisé un canal de 0,22 m x 0,79 m et de longueur 8,5 m. La section d'essai était en $x/h = 32$: distance faible par rapport aux autres auteurs. Le fluide utilisé était de l'huile Shell 301. Les mesures ont été réalisées à partir de sondes à film chaud (sonde en V pour mesurer u' et w' et en X pour mesurer u' et v' - distance interbroches pour la sonde en X: 0,7 mm - longueur des films: 1 mm - distance interbroches pour la sonde en V: 2,0 mm).

Ils ont mesuré le gradient de vitesse moyenne à la paroi pour déterminer la vitesse de frottement pariétale. Contrairement aux résultats de tous les autres auteurs, le premier rapport reste quasiment constant lorsque le nombre de Reynolds augmente. Le deuxième rapport diminue en fonction du nombre de Reynolds et le dernier augmente légèrement.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-6} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
0,13	4700	0,153	5600	0,008	286	6,0	19,61	3,05	0,84
0,19	7040	0,224	8200	0,011	418	6,0	19,61	2,91	0,86
/	/	0,210	7700	0,010	389	6,0	19,80	/	/

tableau (3.9) : Kreplin & Eckelmann [21], [38]

Pour finir les résultats de Niederschulte [22] sont présentés dans le tableau (3.10). L'installation utilisée était un canal où circulait de l'eau. Le canal avait une section de 0,0508m x 0,61m et une longueur de 10,16 m. Les mesures des différents paramètres ont été faites par vélocimétrie laser Doppler 2D en $x/h = 200$ (volume de mesure: 35 μ m x 300 μ m). La vitesse de frottement pariétale a été déterminée par la mesure des contraintes visqueuses et turbulentes:

$$\frac{\tau}{\rho} = -\overline{u'v'} + \nu \frac{d\bar{U}}{dy}$$

La valeur du paramètre $(U_{max} - U_q) / u_\tau$ est relativement faible pour le seul nombre de Reynolds disponible. Par contre, U_q / U_{max} est proche des valeurs des études précédentes.

U_q (m/s)	Re_q	U_{max} (m/s)	Re_{max}	u_τ (m/s)	Re_τ	ν 10^{-5} (SI)	$\frac{U_{max}}{u_\tau}$	$\frac{U_{max} - U_q}{u_\tau}$	$\frac{U_q}{U_{max}}$
0,102	5780	0,118	6708	0,654	372	0,089	18,18	2,48	0,86

tableau(3.10) : Niederschulte [22]

Les différents expérimentateurs ont effectué leurs essais en général en $x/h \geq 50$ sauf Kreplin & Eckelmann [21] ($x/h=32$) et Laufer [27] [28] ($x/h=38$) pour qui ces rapports sont faibles par rapport aux autres auteurs. On peut s'attendre pour ces deux expérimentateurs à des écarts dûs au non établissement de l'écoulement, en particulier pour les moments d'ordre élevé.

Les grandeurs caractéristiques obtenues par les différents expérimentateurs permettent de regrouper en premier lieu certains auteurs ayant les mêmes tendances par rapport au nombre de Reynolds. En effet si l'on s'intéresse au premier rapport adimensionné calculé pour chaque auteur, on constate que tous présentent une augmentation avec le nombre de Reynolds sauf Kreplin & Eckelmann [21] pour qui ce rapport est constant.

En représentation logarithmique, on a reporté le nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximum (Re_{max}) en fonction du nombre de Reynolds calculé avec la vitesse de frottement (Re_τ), pour les différents auteurs (cf figure 3.22). Une régression par la méthode des moindres carrés donne la loi :

$$Re_\tau = 0.161 Re_{max}^{0.876} \quad (3.1)$$

avec un coefficient de régression $R = 0,98$.

Nos résultats sont légèrement en dessous de cette loi pour les nombres de Reynolds de 5 000 et 10 000. Les différences entre les auteurs peuvent s'expliquer par la difficulté à déterminer la vitesse de frottement pariétale, les méthodes utilisées ne sont pas les mêmes et peuvent induire des écarts significatifs.

Il est intéressant de procéder à une analogie avec les lois de perte de charge obtenues par Nikuradse pour un tuyau de section circulaire. Partant de l'expression du coefficient de perte de charge linéique λ , dans une conduite de section circulaire, on peut retrouver la relation entre le gradient de pression et la contrainte pariétale à l'aide du théorème global d'Euler.

On obtient :
$$L \frac{dP}{dx} = - \frac{4}{h} L \tau_p = - \frac{4}{h} L \rho u_\tau^2 = \lambda \frac{L}{h} \frac{1}{2} \rho U_q^2$$

$$u_\tau^2 = \frac{\lambda}{4} \frac{1}{2} U_q^2 = \frac{0,316}{4 Re^{1/4}} \frac{1}{2} U_q^2 = \frac{0,316}{2} \frac{U_q^{7/4} \nu^{1/4}}{h^{1/4}}$$

On a alors:
$$u_\tau = \sqrt{\frac{0,316 \nu^{1/4}}{2 h^{1/4}}} U_q^{7/8} = 0,154 U_q^{0,875} \quad (3.2)$$

Cette relation peut s'écrire:

$$Re_\tau = A Re_q^B \quad \text{avec } A = 0,154 \text{ et } B = 0,875 \quad (3.3)$$

Cette loi est valable pour un écoulement dans une conduite circulaire. L'expérience a montré que quand on change la forme de la conduite (carrée,...), seule la constante A change.

Sachant, d'après nos résultats que $U_q/U_{\max} \approx \text{cste}$, au delà de $Re = 10\,000$ la relation (3.1) peut également s'écrire :

$$Re_\tau = A' Re_q^{B'} \quad \text{Avec } A' = 0,182 \text{ et } B' = 0,876 \quad (3.4)$$

Si l'on compare les lois (3.3) et (3.4), on remarque que les exposants B et B' sont très proches. La constante A' correspondant dans ce cas à un canal rectangulaire d'envergure infinie.

Si on refait le même calcul pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2 000 avec $\lambda = \frac{64}{Re}$,

on obtient la loi suivante:
$$u_\tau = 0,063 U_q^{0,5} \quad (3.5)$$

avec dans ce cas, $U_q/U_{\max} = 2/3$.

Si on se reporte à la figure (3.22), on remarque que cette loi se trouve sous la droite $Re_{\tau} = 0.161 Re_{max}^{0.876}$, ce qui pourrait expliquer le léger décalage vers le bas de notre premier point à faible nombre de Reynolds ($Re = 5000$).

Le deuxième rapport ($U_{max} - U_q / u_{\tau}$) fait intervenir les trois vitesses caractéristiques de l'écoulement. Il varie de 2,32 à 4,39 pour l'ensemble des auteurs. En général, ce rapport augmente avec le nombre de Reynolds puis tend vers une valeur constante à nombre de Reynolds élevé. Cette valeur limite est cependant assez différente d'un auteur à l'autre. Les résultats de ce mémoire et ceux récents d'Antonia indiquent une valeur limite proche de 3.

Le rapport (U_q / U_{max}) est pratiquement constant pour tous les nombres de Reynolds et pour tous les auteurs, il varie de 0,84 à 0,91. Sa valeur moyenne est de 0,87, qui est la valeur obtenue dans la présente étude. La constance de ce rapport confirme l'universalité des profils de vitesse moyenne dans la partie centrale du canal.

Par contre, le fait que le rapport (U_{max} / u_{τ}) augmente avec le nombre de Reynolds confirme qu'il n'y a pas d'universalité commune entre la partie centrale et les zones de paroi de la veine. Cette remarque est vérifiée avec les corrélations normales u' , v' et w' dont les pics pariétaux se rapprochent des parois avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La constante B de l'équation (3.3) étant proche de 1, on peut s'attendre à une évolution quasi linéaire de u_{τ} avec U_{max} .

3.2. Vitesse moyenne

3.2.1. Représentation naturelle

Les profils des trois composantes de la vitesse moyenne obtenus ici sont représentés sur la figure (3.23) pour $Re = 5000$. Ils sont symétriques par rapport au centre du canal, ce qui est normal compte tenu de la symétrie de l'écoulement. Théoriquement, les deux composantes V et W devraient être nulles sur toute la hauteur du canal. Ceci est bien vérifié au centre du canal.

Par contre, près des parois, on observe une déviation, notamment avec la sonde UW qui est plus sensible au gradient de vitesse présent dans cette zone que la sonde UV. Ce phénomène a déjà été mis en évidence par Corenflos [3], la forme du profil de W dans les zones pariétales montre l'influence du gradient de vitesse longitudinale sur les mesures obtenues avec ce type de sonde, du fait que les deux fils sont distants ici de 0,5 mm suivant la direction y. Le phénomène est beaucoup moins marqué que dans le cas des essais de Corenflos, il n'en reste pas moins présent.

La comparaison du profil de U avec différents auteurs (Antonia [24] [25], Willmarth [23], Eckelmann [21] et Corenflos [3]) pour un nombre de Reynolds voisin de 5000, est présentée figure(3.24). On peut voir que, sur l'ensemble du canal, il y a une très bonne correspondance entre les présentes mesures et celles de ces auteurs. Il semble toutefois exister un petit décalage avec Willmarth [23] pour deux points au voisinage du centre de la veine. Ce décalage est sûrement dû au fait que Willmarth n'a donné que la représentation logarithmique de ses profils, ce qui peut induire des erreurs importantes au centre du canal.

La planche (3.25) présente les profils obtenus par les différents auteurs à un nombre de Reynolds de 10 000. Les courbes se superposent relativement bien. Les résultats d'Antonia [24] [25]

paraissent plus dispersés. Cet auteur n'indique pas le nombre de valeurs qu'il a utilisé pour calculer ses moyennes.

La figure (3.26) compare les profils obtenus à un nombre de Reynolds de 20 000 aux résultats de Laufer [27] [28] et d'Antonia [24] [25]. Les résultats sont identiques et ne nécessitent pas de remarque particulière.

Pour $Re=30\,000$, il n'existe pas de résultats directement comparables. La figure (3.27) propose une comparaison avec des nombres de Reynolds plus grands. On remarque qu'il n'y a pas d'influence significative du nombre de Reynolds pour $Re>20\,000$. On obtient donc un profil universel à partir de $Re=20\,000$.

3.2.2. Représentation logarithmique

La vitesse moyenne en un point de la veine où l'écoulement est établi dépend des quatre paramètres y , h , u_τ et v . On admet généralement que la viscosité joue un rôle négligeable dans la plus grande partie du canal et que son influence est concentrée près des parois où les gradients de vitesse sont intenses.

Le frottement visqueux $-\mu(d\bar{U}/dy)$ intervient en effet lorsque y^+ devient inférieur à 30 (cf Laufer [27] [28]) et il est prépondérant devant le frottement turbulent dans la région du film visqueux ($y^+<5$). Par ailleurs, le fait que presque toute l'énergie cinétique turbulente soit produite dans la région où $y/h<0,05$, et que cette énergie soit en grande partie dissipée sur place, tend à conférer un caractère local à l'écoulement existant au voisinage de la paroi.

La figure (3.28) présente les profils de vitesse moyenne adimensionnée par la vitesse de frottement en coordonnées logarithmiques pour les quatre nombres de Reynolds étudiés dans ce travail avec:

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln y^+ + B \quad , \quad U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad et \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (3.4)$$

L'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une croissance significative de l'étendue de la zone logarithmique (partie linéaire des profils).

Les droites passant par les points appartenant à la zone logarithmique ont été tracées pour chaque nombre de Reynolds. K et B représentent les coefficients des équations de chaque droite. Ils prennent les valeurs suivantes (cf tableau 3.11):

Re_{max}	K	B
6 127	0,341	5,59
12 647	0,339	4,95
23 466	0,346	4,66
30 080	0,345	4,56

tableau (3.11)

On constate que la constante de Von Karman (K) est relativement indépendante du nombre de Reynolds. Sa valeur moyenne est de 0,343. B , quant à lui, diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cependant la gamme des nombres de Reynolds étudiée dans ce travail n'est pas assez

étendue pour permettre de tirer des conclusions définitives sur l'effet de ce paramètre. On a alors recours aux résultats d'autres auteurs (cf tableau 3.12) qui ont eu la possibilité de travailler à des nombres de Reynolds plus élevés.

Les valeurs en italique ont été calculées à partir des profils fournis par les auteurs.

Auteurs	Re_{\max}	u_{τ}	K	B
Antonia et al	6600	0,133	0,390	5,16
	10000	0,183	0,383	4,96
	23200	0,380	0,343	3,95
	43000	0,648	0,338	3,169
Comte-Bellot	126000	0,39	0,372	5,9
	266000	0,80	0,372	4,5
	514000	1,36	0,365	6,0
Hussain et Reynolds	27600	0,309	0,410	5,00
	46400	0,489	0,410	5,00
	64600	0,658	0,410	5,00
Laufer	24600	0,127	0,344	5,47
	61600	0,286	0,344	5,47
	123200	0,550	0,344	5,47
Clark	30400	0,152	0,350	4,17
	55200	0,259	0,350	5,00
	91200	0,396	0,350	5,45
Willmarth	5940	0,0144	<i>0,402</i>	<i>5,07</i>
	29828	0,0609	<i>0,384</i>	<i>4,14</i>
	45552	0,0727	<i>0,381</i>	<i>4,38</i>
	79160	0,0917	<i>0,369</i>	<i>3,96</i>
Kreplin et Eckelmann	5600	0,0078	0,377	5,9
	7700	0,0106	0,377	5,9
	8200	0,0114	0,377	5,9

Auteurs	Re_{max}	u_{τ}	K	B
Niederschulte	6708	0,6537	0,402	5,37
Deldique	20901	0,291	0,350	4,34
Corenflos	6010	0,162	0,345	4,80
Gilliot	6127	0,16	0,341	5,59
	12647	0,30	0,339	4,95
	23466	0,53	0,346	4,66
	30080	0,66	0,345	4,56

tableau (3.12)

Sur l'ensemble des données, K est compris entre 0,339 et 0,410 ($K_{moy} = 0,37$) alors que B évolue de 3,95 à 6,00. Antonia [24] [25] et Comte-Bellot [26] constatent des variations de K et B sur l'ensemble des mesures, Hussain et Reynolds [30], Laufer [27], [28] et Kreplin & Eckelmann [21] obtiennent des valeurs constantes de K et B quelque soit le nombre de Reynolds, Gilliot obtient une valeur fixe de K avec une constante B qui diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds quant à Clark [29], il remarque que K est constant contrairement à B qui augmente avec le nombre de Reynolds.

Ainsi, K et B prennent des valeurs différentes suivant les auteurs. Cela s'explique par le fait, que pour déterminer les coefficients K et B, il faut mesurer la vitesse de frottement pariétal. Cette détermination peut être faite à partir du profil de vitesse moyenne, du gradient longitudinal de pression ou à partir de profil des corrélations $u'v'$. Ces trois types de mesure sont difficiles à effectuer et peuvent donner pour la vitesse de frottement des valeurs différentes.

De fait, on se rend compte en comparant l'ensemble de ces résultats que l'erreur sur la pente est assez importante d'une part à cause de l'erreur sur u_{τ} et d'autre part à cause de la dispersion plus ou moins grande des points selon les auteurs. Cette imprécision sur la pente induit une erreur encore plus importante sur le coefficient B. Il est donc difficile de conclure sur B dès que K est différent.

De ce point de vue, les auteurs se divisent en trois groupes:

Laufer [27], [28], Clark [29], Deldique [7], Corenflos [3], Gilliot et Antonia [24] [25] ($Re \geq 20000$) donnent une valeur de K de 0,345, Comte-Bellot [26] et Kreplin & Eckelmann [21] une valeur de 0,375 et Hussain & Reynolds [30], Willmarth [23], Niederschulte [22] et Antonia [24] [25] ($Re \leq 10\,000$) une valeur de 0,4.

Pour le premier groupe, Gilliot et Antonia [24] [25] ($Re \geq 20\,000$) trouvent que B diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente, Laufer [27] [28] trouve une valeur de B constante quelque soit le nombre de Reynolds et Clark [29] montre que B augmente avec le nombre de Reynolds.

Pour le deuxième groupe, Comte-Bellot [26] présente un B variable avec le nombre de Reynolds contrairement à Kreplin & Eckelmann qui le trouve constant.

Pour le troisième groupe, Hussain & Reynolds [30] présentent une valeur de B constante, et Willmarth [23] et Antonia [24] [25] ($Re \leq 10\,000$) trouvent que B diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Au vu de ces comparaisons, on voit que de nombreuses différences existent entre les auteurs sur ces deux coefficients.

La représentation logarithmique des profils de vitesse moyenne à différents nombres de Reynolds au delà de 20 000 est tracée sur la figure (3.29). On voit que les pentes ($1/K$) des courbes obtenues sont sensiblement les mêmes, par contre un décalage existe sur la valeur différente du coefficient B .

3.3. Contraintes de Reynolds

3.3.1. Contraintes normales

Les profils de la contrainte normale u' , adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , obtenus par différents auteurs à un nombre de Reynolds de 5 000 sont tracés figure (3.30). L'allure des profils est la même pour tous les expérimentateurs sauf pour Willmarth [23] dans les zones pariétales. Willmarth a réalisé ses mesures à l'aide de la vélocimétrie laser Doppler dans l'eau. Or, cette méthode conduit à avoir un nombre d'acquisitions inférieur à celui de l'anémométrie à fil chaud. Dans la partie centrale du canal, les valeurs correspondant au minimum de u' ($u'/u_\tau = 0,89$) sont identiques pour Antonia [24] [25], Eckelmann [21], Niederschulte [22] et Gilliot. Corenflos [3] est légèrement inférieur avec une valeur de 0,8. Cette différence peut s'expliquer par une erreur sur la détermination de la vitesse de frottement u_τ . En effet, une erreur sur u_τ de l'ordre de $\pm 5\%$ provoque une translation des profils mais ne peut justifier une différence de forme entre les profils. Les pics de turbulence ont une amplitude de 2,8 à $y/h = 0,05/0,95$.

La figure (3.31) compare les mesures de u'/u_τ à un nombre de Reynolds de 10 000. Antonia [24] [25], Deldique [7] et Gilliot ont utilisé l'anémométrie à fil chaud, Kreplin & Eckelmann [21] l'anémométrie à film chaud. Le profil obtenu par Kreplin & Eckelmann [21] a une forme différente des autres profils, il est plus gonflé dans la partie centrale du canal et moins dans les régions pariétales. Cette différence ne vient pas d'une erreur sur la détermination de u_τ . Elle est sûrement due au non établissement de l'écoulement. On constate, en effet, que ses mesures ont été faites en $x/h=32$, valeur faible par rapport aux autres expérimentateurs. Antonia [24] [25] a, quant à lui, des mesures inférieures aux autres auteurs sur toute la hauteur du canal. Ce décalage s'explique par sa vitesse de frottement qui est légèrement plus élevée. Deldique [7] et Gilliot ont des résultats similaires. Les pics de turbulence ont une amplitude de 2,8 en $y/h=0,04/0,96$.

Les résultats pour cette corrélation à un nombre de Reynolds de 20 000 sont portés sur la figure (3.32). Les trois expérimentateurs ont utilisé l'anémométrie à fil chaud. Antonia [24] [25] et Gilliot ont des profils correspondants, les mesures de Laufer [27], [28] sont légèrement décalées, ce décalage est dû à la vitesse de frottement u_τ . Il faut cependant rappeler que les différences obtenues sur cette grandeur viennent du fait que les auteurs ont eu recours à différentes méthodes

pour déterminer u_τ . Les mesures sont effectuées trop loin des parois pour obtenir l'amplitude et la position des pics de turbulence.

La planche (3.33) présente les tracés de cette corrélation normale obtenus par trois auteurs à un nombre de Reynolds de 30 000. Clark [29] et Gilliot qui ont utilisé la même méthode de mesure obtiennent des profils similaires. Willmarth [23] montre encore une légère différence près des parois où son profil est plus gonflé.

Les valeurs de la corrélation normale u'/u_τ , à différents nombres de Reynolds supérieurs à 20000 sont tracées sur la figure (3.34). Gilliot et Antonia [24] [25] ont des profils identiques sur l'ensemble du canal. Clark [29] présente des différences avec ces deux auteurs dans les régions pariétales. Laufer [27], [28] a des mesures inférieures à Gilliot et Antonia sur l'ensemble du canal, l'écart s'accroît aux parois. Ce décalage sur la partie centrale du canal peut s'expliquer en partie par l'erreur sur la détermination de la vitesse de frottement. Willmarth [23], quant à lui, présente un profil largement différent des autres auteurs, la forme et l'intensité du profil étant différentes.

En conclusion, l'ensemble des résultats expérimentaux sur la corrélation normale u'/u_τ a permis de dégager plusieurs résultats. On a remarqué d'une part, que des doutes existent sur les mesures de Willmarth [23] et de Kreplin & Eckelmann [21] qui présentent des profils de forme différente par rapport aux autres expérimentateurs. Ces deux auteurs ont eu recours à des méthodes de mesure différentes: Willmarth a utilisé la vélocimétrie laser Doppler dans l'eau et Kreplin & Eckelmann l'anémométrie à film chaud dans l'huile. La vélocimétrie laser est une méthode non intrusive, mais elle a un inconvénient par rapport à l'anémométrie à fil chaud: elle donne accès à un nombre limité d'acquisitions. Ceci pourrait justifier les décalages observés avec les autres auteurs. Pour Kreplin & Eckelmann, les différences peuvent venir du fait que leur écoulement n'était pas complètement établi, en effet, les mesures ont été faites en $x/h=32$. D'autre part, Laufer obtient des profils de même forme que l'ensemble des expérimentateurs, un léger décalage existe cependant sur l'ensemble du profil, ce décalage est dû certainement à une erreur sur la détermination de la vitesse de frottement pariétale.

On a aussi abouti à un résultat très intéressant: il semblerait que u'/u_τ à partir d'un nombre de Reynolds de l'ordre de 20 000 soit indépendant de ce paramètre, on tenderait donc vers un profil universel dans la partie centrale du canal. De plus, on remarque que ces résultats confirment ceux du chapitre précédent où l'on a étudié l'influence du nombre de Reynolds sur cette corrélation.

Les comparaisons entre les différents auteurs pour la corrélation normale v'/u_τ à un nombre de Reynolds de 5 000 sont tracées sur la figure (3.35). Antonia [24] [25] et Gilliot ont des profils similaires, Corenflos [3] présente des différences dans les zones pariétales dues à un effet de taille de sonde. Niederschulte [22] a un profil ayant une forme identique à Antonia [24] [25] et Gilliot, cependant l'ensemble de ses mesures est décalé vers le bas. Cette différence s'explique par la vitesse de frottement qui est supérieure à celles des autres auteurs. Les mesures d'Eckelmann [21] présentent un profil de forme différente, comme pour la corrélation u'/u_τ , ces différences sont dues aux raisons évoquées plus haut.

La figure (3.36) présente la corrélation normale v'/u_τ à un nombre de Reynolds de 10 000. Les quatre expérimentateurs présentent des résultats similaires au centre du canal ($0,2 < y/h < 0,8$) et

des différences dans les zones pariétales. Deldique [7] et Gilliot sont victimes de l'influence de la taille de la sonde près des parois et de la hauteur de leur veine qui est deux fois inférieure à celle d'Antonia [24] [25]. Deux points sur le profil obtenu par Antonia au centre de la veine sont à vérifier, vu les résultats de cet auteur, il semblerait que ces différences soient dues à une erreur de recopie dans la base de données.

Le seul résultat dont on dispose à un nombre de Reynolds de 20 000 pour la corrélation v'/u_τ est celui d'Antonia [24] [25] (cf planche 3.37). Vu la différence existant entre les deux profils, une vérification des données d'Antonia [24] [25] s'impose. On retrouve le même problème sur la figure (3.38) où sont tracés les mesures de la corrélation v'/u_τ pour un nombre de Reynolds égal à 30 000.

La figure (3.39) présente les mesures de cette corrélation à différents nombres de Reynolds supérieurs à 20 000, Gilliot, Clark [29] et Laufer [27] [28] ont des résultats similaires dans la partie centrale du canal, des différences, dues à un effet de taille de sonde, existent cependant près des parois. Antonia [24] [25] présente un profil de forme similaire mais avec un léger décalage qui pourrait être dû à une erreur sur la vitesse de frottement pariétale. Willmarth [23] quant à lui, obtient un profil de forme et d'amplitude différentes des autres auteurs. La raison est la même que celle invoquée pour les profils de u'/u_τ .

De même, que pour la corrélation u'/u_τ , les présents résultats confirment ceux obtenus au chapitre précédent : la corrélation v'/u_τ tenderait vers un profil universel à partir de $Re = 20\,000$ dans la partie centrale du canal.

On retrouve le même groupe d'auteurs dont les résultats diffèrent des autres: Willmarth [23] et Kreplin & Eckelmann [21].

Pour ce qui concerne la corrélation w'/u_τ , seul Clark [29] fournit des mesures. La figure (3.40) présente la comparaison des présents résultats avec ceux de Clark [29]. Les profils sont similaires sur l'ensemble du canal. Ces trois profils similaires obtenus à différents nombres de Reynolds font supposer une indépendance de cette corrélation vis à vis du nombre de Reynolds. On aboutit donc, comme pour les deux autres corrélations normales à un profil universel à partir de $Re = 20\,000$ dans la partie centrale du canal.

3.3.2. Energie cinétique

Les profils de l'énergie turbulente figurent planche (3.41) pour un nombre de Reynolds de 5 000. On y compare les mesures de Corenflos [3] et Gilliot. Les résultats sont similaires sur l'ensemble du canal sauf dans les zones pariétales (problème lié à la taille de la sonde). Gilliot présente des pics près des parois qui se situent dans la zone où la production d'énergie cinétique turbulente est la plus importante. Nos essais permettent de repérer le maximum de l'énergie cinétique turbulente uniquement dans le cas d'un nombre de Reynolds égal à 5000. Ce pic a une intensité de 4,7.

La figure (3.42a) présente cette grandeur à un nombre de Reynolds égal à 10 000. Deux expérimentateurs ont des mesures : Deldique [7] et Gilliot. Les profils sont identiques dans la partie centrale de la veine ($0,15 < y/h < 0,85$). Un léger décalage existe dans les zones pariétales, il correspond à celui obtenu pour les corrélations normales dû à l'effet de taille de sonde présent

dans cette zone. Il est impossible de repérer la position et l'amplitude des pics de turbulence, nos mesures n'étant pas assez proches des parois.

La figure (3.42b) compare les présents profils de cette grandeur avec les résultats de Clark [29] à un nombre de Reynolds supérieur à 30 000. Les profils sont identiques sur toute la hauteur de la veine et font supposer une indépendance de cette grandeur vis à vis du nombre de Reynolds à partir de $Re = 20\,000$. Ces résultats sont logiques puisque les trois corrélations normales d'ordre 2 présentent cette caractéristique.

3.3.3. Contraintes tangentielles

La comparaison entre les différents auteurs pour la corrélation croisée $u'v'/u_\tau^2$ est présentée sur la figure (3.43). Les mesures ont été faites à un nombre de Reynolds de 5 000. Les profils obtenus par les expérimentateurs sont identiques dans la zone centrale du canal ($0,15 < y/h < 0,85$).

Par contre, dans la zone pariétale, les profils fournis par la sonde Auspex diffèrent de façon significative de ceux obtenus par les autres auteurs. Ce résultat est général à Reynolds 5 000 pour les présentes mesures. La seule différence avec l'expérience de Corenflos [3] tient à la taille de la sonde. Or Antonia [24] [25] a utilisé une sonde de taille plus petite (0,3 mm) et Niederschulte [22] a procédé par vélocimétrie laser avec un volume de mesure de $35\,\mu\text{m} \times 300\,\mu\text{m}$.

La planche (3.44) présente cette grandeur à un nombre de Reynolds de 10 000. Les présentes mesures sont comparées à celles de Deldique [7]. On voit que les profils sont similaires sur l'ensemble de la veine malgré la différence de taille des sondes.

Pour finir, on compare les mesures de cette corrélation à plus grand nombre de Reynolds (cf figure 3.45). Le profil obtenu par Gilliot à un nombre de Reynolds de 30 000 est identique à celui d'Antonia pour un nombre de Reynolds égal à 43 000. Ce qui confirme nos résultats : l'influence du nombre de Reynolds semble négligeable à partir du nombre de Reynolds égal à 20 000.

3.3.4. Conclusion

Pour conclure, les résultats obtenus ont montré des différences de forme de profils et des décalages d'amplitude entre certains groupes d'auteurs. Des différences existent en effet avec les résultats de Willmarth [23] et Kreplin & Eckelmann [21] [38], leurs profils ayant des formes différentes des autres auteurs. Laufer [27] [28], Corenflos [3], Niederschulte [22] présentent quant à eux, des profils similaires à Antonia [24] [25], Deldique [7] et Gilliot, mais avec un léger décalage dû à la valeur de la vitesse de frottement. Il en ressort cependant un groupe d'auteurs (Clark [29], Antonia [24] [25], Deldique [7] et Gilliot) ayant des résultats très proches et permettant de conclure sur la qualité des présentes mesures. La comparaison de ces différents résultats confirme également l'indépendance des moments d'ordre 2 vis à vis du nombre de Reynolds à partir de $Re = 20\,000$ dans la partie centrale du canal.

Ces résultats expérimentaux peuvent donc être comparés au paragraphe suivant à plusieurs simulations numériques directes réalisées à faibles nombres de Reynolds par Horiuti [35], Kim et al [25] [31] [32] [33] et Kuroda [34].

3.4. Comparaison avec les simulations numériques directes

Les différentes DNS disponibles pour les écoulements de Poiseuille pur à faibles nombres de Reynolds sont celles de Horiuti [35] ($Re = 6490$), de Kuroda [34] ($Re = 2980, 4560$) et de Kim [25] [31] [32] [33] ($Re = 6600, 10\,000$ et $16\,000$). Ces trois auteurs ont employé la même méthode numérique qui est de type pseudo-spectrale. Les dérivées spatiales sont développées en série de Fourier selon les directions longitudinale x et transversale z , un développement en polynômes de Chebyshev est utilisé pour la dérivée selon la direction normale aux parois y .

La figure (3.46) présente les profils de vitesse moyenne obtenus par Gilliot et Horiuti [35]. On constate que sur toute la hauteur du canal, il n'existe aucune différence entre les deux profils.

Les mesures de la corrélation normale u'/u_τ sont comparées avec la simulation numérique directe de Horiuti [35] sur la figure (3.47). Les profils ont une allure similaire sur l'ensemble du canal mais présentent un léger décalage, le profil de la DNS étant légèrement inférieur à celui de Gilliot. Ce décalage est sûrement dû à une erreur sur la détermination de la vitesse de frottement car si on corrige u_τ de 5% (ordre de l'erreur estimée sur ce terme), l'écart existant entre ces deux profils n'apparaît plus.

La figure (3.48) compare les résultats obtenus pour la corrélation normale u'/u_τ à la simulation numérique directe de Kim [25] [31] [32] [33] pour un nombre de Reynolds égal à $16\,000$. Les profils sont identiques au centre du canal ($0,35 < y/h < 0,65$), les pics aux parois sont un peu plus importants dans l'expérience (effet de taille de sonde) mais la plus grande différence se trouve dans la zone où $0,1 < y/h < 0,35$ où le profil numérique est plus gonflé. Ces écarts peuvent s'expliquer par l'influence du nombre de Reynolds (rapprochement des pics et gonflement du profil dans les zones pariétales) sur le profil de Kim, son profil étant tracé à un nombre de Reynolds plus élevé que celui de Gilliot.

La comparaison de v'/u_τ avec la simulation directe d'Horiuti [35] à un nombre de Reynolds de 5000 est faite sur la figure (3.49). Les profils obtenus ont la même forme et les position des pics pariétaux sont aux mêmes ordonnées. Un léger décalage existe cependant mais il rentre aussi dans l'ordre de l'erreur de mesure sur u_τ comme pour la corrélation u'/u_τ . Le décalage étant le même pour les deux corrélations.

Pour un nombre de Reynolds de $10\,000$, les résultats pour v'/u_τ sont donnés sur la figure (3.50). Les profils de Kim [25] [31] [32] [33], d'Antonia et de Gilliot y sont représentés. Les profils de Kim et Gilliot sont parfaitement identiques dans la plus grande partie du canal ($0,15 < y/h < 0,85$), les différences dans les zones pariétales sont dues à l'effet de taille de sonde. Les profils d'Antonia sont similaires aux deux autres profils sur une grande partie du canal. Ses valeurs dans les zones pariétales sont proches de la DNS contrairement aux présentes mesures car sa veine d'essai est deux fois plus haute que la nôtre. L'influence de la taille des sondes aux parois est donc inférieure de moitié.

La comparaison pour w'/u_τ avec la simulation numérique d'Horiuti [35] est faite sur la figure (3.51) à un nombre de Reynolds de $5\,000$. Les profils obtenus par la DNS sont inférieurs à ceux obtenus dans la présente étude sur toute la hauteur du canal. Une partie de l'écart (5%) peut être

attribuée à la mesure de u_τ , comme pour les deux autres corrélations. Le reste est probablement dû au non établissement de w' dans notre écoulement (cf paragraphe 2.1.2.).

La comparaison pour w'/u_τ avec la simulation numérique de Kim [28] [29] [30] [33] est faite figure (3.52) à un nombre de Reynolds de 16 000. Les profils sont similaires sur l'ensemble du canal et ne nécessitent pas de remarque particulière.

La figure (3.53) présente les mesures de $u'v'/u_\tau^2$ comparées avec la DNS de Horiuti [35] et d'Antonia à un nombre de Reynolds de 5 000. Les profils sont confondus sur une large partie du canal ($0,2 < y/h < 0,8$). Dans les zones pariétales, on constate que les présents profils présentent des pics dont l'intensité est inférieure à celle des profils de Horiuti [35] et d'Antonia. Ces résultats sont conformes à ceux obtenus en 3.3.3.

Le recours aux simulations numériques directes a permis de constater un bon accord entre les expériences effectuées à l'IMFL et ces simulations tant du point de vue du champ moyen que du champ fluctuant. Pour les corrélations normales u'/u_τ et v'/u_τ , un léger décalage de l'ordre de l'erreur de mesure commise sur u_τ est apparu, ce décalage étant le même pour les deux corrélations.

3.5. Moments d'ordre supérieur

Grâce à la nouvelle méthode d'acquisition qui a permis le stockage de toutes les valeurs instantanées, il a été possible de déterminer des corrélations d'ordre supérieur et en particulier les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement. Ces corrélations sont d'autant plus importantes qu'elles apparaissent directement dans les équations de transport des contraintes de Reynolds et permettent d'obtenir des informations sur la direction des fluctuations les plus probables. Elles sont aussi très sensibles au développement longitudinal de l'écoulement et peuvent donc servir à un contrôle précis de l'obtention du régime établi (cf Comte-Bellot [26]).

3.5.1. Moments d'ordre 3

Les profils des moments d'ordre 3 mesurés dans ce travail sont présentés sur les figures (3.54) à (3.61). Les différentes corrélations sont toutes adimensionnées par la vitesse de frottement au cube (u_τ^3). Quatre de ces corrélations sont particulièrement importantes car elles apparaissent directement dans les équations de transport (3.5) à (3.8) des tensions de Reynolds u^2 , v^2 , w^2 et $u'v'$.

$$0 = -2 \overline{uv} \frac{d\overline{U}}{dy} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - \frac{d}{dy} \left(\overline{u^2 v} - v \frac{d\overline{u^2}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \right) \quad (3.5)$$

$$0 = 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - \frac{d}{dy} \left(\overline{v^3} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \overline{v} - v \frac{d\overline{v^2}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \right) \quad (3.6)$$

$$0 = 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} - \frac{d}{dy} \left(\overline{vw^2} - v \frac{d\overline{w^2}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial \overline{w}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{w}}{\partial x_k} \right) \quad (3.7)$$

$$0 = - \overline{v^2} \frac{d \overline{U}}{dy} + \frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{d}{dy} \left(\overline{uv^2} + \frac{\overline{p} u}{\rho} - v \frac{d\overline{uv}}{dy} \right) - 2 v \left(\frac{\partial u}{\partial x_k} \frac{\partial v}{\partial x_k} \right) \quad (3.8)$$

Il s'agit de $\overline{u^2 v}$, $\overline{v^3}$, $\overline{vw^2}$ et $\overline{uv^2}$ qui représentent la diffusion turbulente par les fluctuations de vitesse dans ces quatre équations. La corrélation $\overline{vw^2}$ n'a pas pu être mesurée, les seules sondes en notre possession étant des sondes croisées UV et UW.

Les profils des corrélations normales à l'ordre 3 à $Re=5000$ sont tracés figure (3.54). Le profil de $\overline{u^3}$ est symétrique, ceux de $\overline{v^3}$ et de $\overline{w^3}$ sont antisymétriques et très proches de zéro. La corrélation normale $\overline{u^3}$ est de signe négatif sur l'ensemble du canal, $\overline{v^3}$ et $\overline{w^3}$ sont négatifs pour $y/h > 0,5$ et positifs pour $y/h < 0,5$. Le signe de ces corrélations confirme le signe de la corrélation croisée $\overline{u'v'}$ tracée sur la figure (3.21). Ces trois corrélations s'annulent en $y/h=0,5$.

On remarque que la corrélation $\overline{u^3}$ est largement plus importante que les deux autres, en accord avec les moments d'ordre 2 (cf figure 3.9).

Le profil de $\overline{u^3}$ présente deux pics d'amplitude -8 en $y/h=0,95/0,05$, ces pics se trouvent aux mêmes ordonnées que ceux de $\overline{u'}$ (cf figure 3.9). Les corrélations $\overline{v^3}$ et $\overline{w^3}$ sont proches de zéro et varient de façon quasi linéaire en fonction de y/h sur l'ensemble de la veine. Le fait que la corrélation $\overline{w^3}$ soit faible sur tout le canal confirme l'homogénéité et la symétrie de l'écoulement dans la direction z . Si on se réfère à la méthode des cadrans développée par Wallace et al [48] (cf tableau 3.13), le fait que $\overline{u^3}$ soit négatif et $\overline{v^3}$ soit positif dans la zone où $0 < y/h < 0,5$, indique qu'il y a une dominante d'éjections de la paroi vers le centre du canal. On obtient la même conclusion par symétrie dans la partie supérieure de la veine.

signe de u'	signe de v'	signe de $u'v'$	Type de mouvement
-	+	-	Ejection
+	-	-	Injection (sweep)
+	+	+	Intéraction vers l'intérieur
-	-	+	Intéraction vers l'extérieur

tableau (3.13)

Pour essayer de dégager l'influence du nombre de Reynolds sur ces corrélations, ces dernières ont été tracées aux différents nombres de Reynolds étudiés dans ce travail sur les figures (3.55), (3.56) et (3.57). La figure (3.55) présente les profils de ces corrélations à $Re=10\ 000$. La corrélation normale $\overline{u^3}$ est toujours plus importante bien qu'ayant diminuée de moitié par rapport au profil obtenu à $Re=5\ 000$. Elle présente toujours deux pics pariétaux un peu plus proches de

la paroi qu'à $Re = 5\,000$. On commence à distinguer deux zones plateau où $0,15 < y/h < 0,3$ et $0,7 < y/h < 0,8$.

Les profils à $Re = 20\,000$ et $Re = 30\,000$ sont tracés sur les figures (3.56) et (3.57). On remarque que l'influence du nombre de Reynolds est négligeable à partir de $Re = 20\,000$, ce qui confirme les résultats obtenus pour les corrélations doubles. La corrélation normale $\overline{u'^3}$ est encore la plus importante, mais son amplitude par rapport à $Re = 5\,000$ est environ 4 fois plus petite.

On voit sur la figure (3.11) que pour sa part, u'/u_τ reste du même ordre de grandeur. La diminution de $\overline{u'^3}$ n'est donc pas due à une atténuation du niveau de turbulence mais plutôt à une réorganisation de celle-ci. A faible nombre de Reynolds les fluctuations négatives de u dominent, tandis qu'à grand Reynolds la situation est plus isotrope. Les pics pariétaux observables à $Re = 5\,000$ et $10\,000$ sont fortement atténués et l'existence d'une zone plateau ($0,05 < y/h < 0,35$ et $0,65 < y/h < 0,95$) est confirmée. La zone des pics correspond approximativement à la sous couche visqueuse et à la zone de transition et le plateau à la zone logarithmique du profil de vitesse.

Pour ce qui concerne $\overline{v'^3}$ et $\overline{w'^3}$, les pics pariétaux sont plus sujet à caution en raison de l'influence de la taille des sondes près des parois. Dans la majeure partie du canal, ces corrélations restent très faibles et varient linéairement avec y . Ceci est important pour la corrélation $\overline{v'^3}$ puisque ce résultat indique une diffusion turbulente constante sur la majeure partie du canal dans l'équation (3.6).

Les profils des corrélations croisées d'ordre 3 aux différents nombres de Reynolds sont tracés sur les figures (3.58) à (3.61). La figure (3.58) présente ces corrélations à $Re = 5\,000$. On constate des similitudes avec les résultats obtenus pour les corrélations d'ordre 2 et 3. On remarque notamment que le profil de $\overline{u'^2 v'}$ est antisymétrique et de signe contraire à la corrélation croisée $\overline{u' v'}$. Cette corrélation est celle qui présente les pics pariétaux les plus intenses -1/1 en $y/h = 0,9/0,1$. Elle présente également une importante zone linéaire ($0,1 < y/h < 0,9$). On en conclut que la diffusion turbulente est également constante sur la majeure partie du canal dans l'équation (3.5) pour u' .

Toutes les autres corrélations sont symétriques. La corrélation $\overline{u'^2 w'}$ est très proche de zéro et l'on remarque une certaine analogie entre les corrélations $\overline{u' v'^2}$ et $\overline{u' w'^2}$ qui sont toutes deux symétriques et constamment négatives dans la partie centrale. Près des parois par contre, $\overline{u' w'^2}$ se comporte plutôt comme $\overline{u'^2 w'}$, avec un pic positif important, alors que $\overline{u' v'^2}$ et $\overline{u'^2 v'}$ tendent vers zéro.

Dans la partie centrale du canal, la corrélation $\overline{u'^2 v'}$ est celle qui subit la modification la plus importante puisque la zone linéaire se restreint au voisinage de l'axe du canal ($0,30 < y/h < 0,7$ à $Re \geq 20\,000$ et que deux zones plateau apparaissent de part et d'autre ($0,05 < y/h < 0,3$ et $0,7 < y/h < 0,95$). Elle met également en évidence des pics pariétaux dont l'amplitude reste à quantifier. A l'antisymétrie près, cette corrélation présente une forte analogie de forme avec la corrélation $\overline{u'^3}$. La zone plateau indique une diffusion turbulente par les fluctuations de vitesses très faible dans la zone logarithmique pour l'équation (3.5). Cette diffusion est constante dans la partie centrale du canal qui correspond à l'interaction des deux couches de paroi. Elle est importante et variable dans la sous couche visqueuse et la zone de transition.

Toujours dans la partie centrale du canal, les corrélations $\overline{u'v'^2}$ et $\overline{u'w'^2}$ ne subissent pas d'évolution significative de forme. Elles diminuent en niveau et tendent l'une vers l'autre au point d'être confondues à $Re = 20\ 000$ et $30\ 000$. Elles sont quasi linéaires ($0,05 < y/h < 0,95$) indiquant, pour $\overline{u'v'^2}$ une diffusion turbulente constante dans l'équation (3.8). Les pics pariétaux observés à $Re = 5\ 000$ et $10\ 000$ pour ces deux corrélations sont certainement assez significatifs. Les pics négatifs observés à $Re = 20\ 000$ et $30\ 000$ sont fortement entachés d'erreurs de mesure liées à la taille des sondes.

En conclusion, l'ensemble des corrélations d'ordre 3 tend vers des profils universels dès $Re=20000$ dans la majeure partie du canal ($0,05 < y/h < 0,95$). La forme des différents profils permet d'aboutir aux conclusions suivantes:

A grand nombre de Reynolds, la diffusion turbulente pour les fluctuations de vitesse a un comportement très différent pour les différentes contraintes de Reynolds.

Pour la contrainte u' , elle est fortement liée au profil de vitesse : variable dans la sous couche visqueuse et la zone de transition, très faible dans la zone logarithmique et constante dans la zone centrale d'interaction entre les deux couches de paroi.

Pour la corrélation v' , cette diffusion est constante sur la majeure partie du canal ($0,05 < y/h < 0,95$). Elle est variable mais ne peut être estimée dans les zones pariétales.

Pour la corrélation $u'v'$, la diffusion est encore constante pour $0,05 < y/h < 0,95$ mais change de signe en $y/h = 0,5$ (avec la corrélation).

Un deuxième résultat important est que la diffusion turbulente de ces trois contraintes évolue de manière significative entre $Re = 5\ 000$ et $20\ 000$. On voit donc que pour bâtir des modèles statistiques représentatifs de la diffusion à grand Reynolds en s'appuyant sur la DNS, il serait nécessaire de réaliser cette simulation à $Re = 20\ 000$ au minimum.

3.5.2. Facteurs de dissymétrie et d'applatissage

Les facteurs de dissymétrie et d'applatissage sont déduits des corrélations d'ordre 3 et 4. Très présents dans la bibliographie à notre disposition, il est apparu intéressant de les tracer, de les comparer à d'autres résultats expérimentaux et aux DNS. On a également cherché à dégager l'influence du nombre de Reynolds.

On appelle $s(u_i)$ le coefficient de dissymétrie et $f(u_i)$ le coefficient d'applatissage de u_i . Les formules ci-dessous en donnent l'expression mathématique:

$$s(u_i) = \frac{\overline{u_i^3}}{\left(\overline{u_i^2}\right)^{3/2}} \quad \text{et} \quad f(u_i) = \frac{\overline{u_i^4}}{\left(\overline{u_i^2}\right)^2} \quad (3.9)$$

Ces deux paramètres donnent une mesure de l'écart à une distribution Gaussienne. $S(u_i)$ indique par son signe le sens et par son module l'importance de la dissymétrie. Il vaut zéro pour une distribution de probabilité Gaussienne. $F(u_i)$ caractérise l'étalement de la distribution, il vaut 3 pour une distribution de probabilité Gaussienne. Une valeur inférieure correspond à une distribution plus étroite.

Les profils de $s(u)$, obtenus expérimentalement dans ce travail, à différents nombres de Reynolds sont présentés sur la figure (3.62). Les profils sont symétriques et présentent 2 zones linéaires qui apparaissent à $Re = 10\,000$ et dont l'étendue augmente en fonction du nombre de Reynolds. Les valeurs non nulles de $s(u)$ ne répondent pas à celles d'une distribution Gaussienne. Une fois de plus, on peut distinguer le cas à $Re = 5\,000$ qui présente une forme spécifique. Pour les autres nombres de Reynolds, on distingue la zone centrale d'interaction ($0,4 < y/h < 0,6$), deux zones logarithmiques et les zones pariétales. A $Re = 5\,000$, un changement de signe se produit près de la paroi et le pic pariétal est d'intensité significative. Pour les autres nombres de Reynolds, $s(u)$ reste négatif sur toute la hauteur du canal et tend vers zéro près des parois. Dans la mesure où ces résultats sont fournis par la sonde fil simple, ils peuvent être considérés comme significatifs.

Les résultats des simulations numériques directes de Kuroda [34] et de Horiuti [35] sont tracés sur la figure (3.63). Malheureusement, on ne dispose pas de tels résultats à des nombres de Reynolds plus élevés. L'influence du nombre de Reynolds est assez différente de nos résultats. Dans toute la partie centrale, on observe une variation du niveau $s(u)$ qui s'atténue quand le nombre de Reynolds augmente. Près de la paroi, on observe dans tous les cas un pic positif d'amplitude importante. Il faut remarquer que la gamme de nombre de Reynolds ne recouvre que très partiellement celle étudiée expérimentalement.

La figure (3.64) compare les résultats expérimentaux à $Re = 5\,000$ avec les DNS de Kuroda et Horiuti pour $s(u)$. On remarque une grande similitude entre la DNS de Kuroda à $Re = 4\,560$ et les présentes mesures : les profils sont pratiquement confondus sur l'ensemble du canal.

La figure (3.65) compare les présents résultats avec ceux d'Alfredsson [49] et Comte-Bellot [26] [40]. On remarque un très bon accord avec les résultats d'Alfredsson qui confirment la non influence du nombre de Reynolds au delà de $Re = 20\,000$. Les résultats de Comte-Bellot présentent une forme analogue à un niveau différent.

L'ensemble des résultats expérimentaux confirment la tendance vers zéro à la paroi à grand nombre de Reynolds.

La figure (3.66) présente l'évolution de $s(v)$ en fonction de y/h pour les différents nombres de Reynolds. On remarque une moindre influence de ce paramètre. Les profils deviennent universels à $Re = 20\,000$. $S(v)$ est antisymétrique. Elle présente une partie linéaire dans la zone centrale dont l'étendue est relativement indépendante du nombre de Reynolds ($0,35 < y/h < 0,65$).

La figure (3.67) présente l'influence du nombre de Reynolds sur $s(v)$ dans le cas de la DNS et la comparaison avec les résultats expérimentaux à $Re = 5\,000$. L'expérience confirme l'allure générale et le niveau de $s(u)$ dans la partie centrale du canal. Par contre, une différence importante apparaît près des parois. La DNS indique un double changement de signe de $s(v)$. Compte-tenu du nombre de Reynolds considéré, et des distances à la paroi auxquelles l'écart apparaît, il semble difficile de l'imputer totalement aux erreurs de mesure.

La figure (3.68) compare les présents résultats de $s(u)$ et $s(v)$ à la simulation numérique de Kim [25] [31] [32] [33] à $Re = 5\,000$. Elle confirme les conclusions précédentes : l'accord est excellent pour $s(u)$ sur l'ensemble du canal. Il est bon dans la partie centrale pour $s(v)$ et une divergence importante apparaît près des parois à la frontière entre la zone logarithmique et la zone de transition. Il faut rappeler que l'accord sur v' était très satisfaisant.

Les profils de $f(u)$ à différents nombres de Reynolds sont tracés sur la figure (3.69). Ils sont symétriques et ne répondent pas à une distribution de probabilité Gaussienne : leur amplitude est supérieure à 3 sur l'ensemble du canal sauf dans les zones de proches parois. Cette amplitude est sensible au nombre de Reynolds : plus il augmente plus l'amplitude diminue. Ces profils présentent deux parties linéaires de part et d'autre du centre de la veine qui correspondent approximativement à celles trouvées pour les coefficients de dissymétrie. Leur étendue augmente légèrement en fonction du nombre de Reynolds. Conformément aux résultats précédents, l'influence du nombre de Reynolds se fait sentir lors du passage de 5 000 à 10 000. Elle est inexistante à partir de $Re = 20\,000$.

La figure (3.70) présente l'influence du nombre de Reynolds mise en évidence par les DNS et la comparaison avec les résultats expérimentaux à $Re = 5\,000$. Dans la partie centrale, $f(u)$ présente une forme analogue et inverse à $s(u)$. On retrouve notamment la bosse de la partie centrale et une zone relativement linéaire associée approximativement à la zone logarithmique du profil de vitesse à $Re = 2980$. Par contre, il est intéressant de noter que le profil à $Re = 6490$ laisse deviner le plateau qui apparaît clairement sur les résultats expérimentaux à $Re = 20\,000$ et $30\,000$. Près des parois, par contre, apparaît d'abord un minimum dont l'amplitude est constante mais qui s'approche de la paroi quand le nombre de Reynolds augmente. $F(u)$ atteint un extrémum absolu à la paroi. Le résultat expérimental à $Re = 5\,000$ confirme la forme et le niveau de la fonction, notamment la valeur du minimum. Il fournit également une valeur de $f(u)$ assez proche de 3 dans une grande partie du canal, ce qui est moins vrai pour les résultats de la figure (3.69).

La figure (3.71) compare les résultats expérimentaux à $Re = 20\,000$ et $30\,000$ avec ceux d'Alfredsson [49] et de Comte-Bellot [26] [40]. Compte-tenu de l'ordre des moments, l'accord est relativement bon. Les présents résultats s'éloignent néanmoins un peu plus de la distribution Gaussienne dans la partie centrale. Tous les résultats montrent une zone linéaire et un plateau dont le niveau est d'environ 2,75 dans la région logarithmique. La zone de proche paroi n'est pas caractérisée avec précision.

L'influence du nombre de Reynolds sur $f(v)$ est présentée sur la figure (3.72). Les niveaux sont toujours supérieurs à 3 et ne correspondent donc pas à une distribution Gaussienne. Les profils sont symétriques et sensibles au nombre de Reynolds essentiellement dans les zones pariétales pour $Re < 20\,000$.

La figure (3.73) présente l'influence du nombre de Reynolds prédite par la DNS et la comparaison avec l'expérience pour $Re = 5\,000$ et $30\,000$. Ces résultats confirment la faible influence du nombre de Reynolds dans la partie centrale du canal. Ils mettent par contre en évidence un extrémum très important de la fonction à la paroi, résultat qui n'est pas confirmé par l'expérience. A $Re = 5\,000$, l'expérience confirme le niveau et la forme de $f(v)$ dans la partie centrale ($0,2 < y/h < 0,8$), elle met par contre en évidence un pic de faible intensité détaché de la paroi ($y/h \approx 0,9$). Les résultats à $Re = 30\,000$ sont en meilleur accord avec la DNS à $Re = 6490$ mais ils ne permettent pas de confirmer l'amplitude et la position de l'extrémum.

En conclusion, on a observé une bonne concordance d'ensemble des résultats de DNS avec les résultats expérimentaux dans la partie centrale du canal. Près des parois, des désaccords significatifs apparaissent surtout pour $s(v)$. La distance des premiers points aux parois, l'influence de la taille des sondes et la gamme de nombres de Reynolds couverte par les DNS ne permettent pas de conclure définitivement dans cette zone pour les autres paramètres. La comparaison aux autres résultats expérimentaux existants confirment les résultats obtenus ici et dégage une universalité des profils dans la majeure partie du canal ($0,1 < y/h < 0,95$) dès $Re = 20\,000$. Dans ce cas, $s(u)$ et $s(v)$ ont des niveaux globaux comparables mais des formes très différentes ($s(u)$ est maximum quand $s(v)$ est proche de zéro et réciproquement), indiquant des distributions nettement différentes pour les deux variables. $F(u)$ et $f(v)$ ont par contre des niveaux et des comportements assez proches dans la même zone. Dans les zones pariétales, il serait aventureux de vouloir dégager des tendances. Le sujet mériterait un approfondissement.

La comparaison de $s(u)$ et $f(u)$ montre une tendance simultanée vers une forme de type Gaussienne au voisinage de la paroi. Ceci n'est pas le cas pour la composante v des fluctuations qui, si elle est symétrique au voisinage de $y/h = 0,5$ présente un facteur d'aplatissement de l'ordre de 4.

3.5.3. Bilan

A partir des différentes grandeurs mesurées au cours des expériences, il est possible d'estimer un certain nombre de termes des équations de transport des contraintes de Reynolds. On pouvait s'intéresser ici aux deux contraintes normales u^2 et v^2 dont les équations s'écrivent:

$$0 = \underbrace{-2 \overline{uv} \frac{d\overline{U}}{dy}}_{(1)} + \underbrace{2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x}}_{(2)} - \frac{d}{dy} \left(\underbrace{\overline{u^2 v}}_{(3)} - \underbrace{v \frac{d\overline{u^2}}{dy}}_{(5)} \right) - \underbrace{2 v \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \right)}_{(6)} \quad (3.9)$$

$$0 = \underbrace{2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y}}_{(2)} - \frac{d}{dy} \left(\underbrace{\overline{v^3}}_{(3)} + \underbrace{2 \frac{\overline{p v}}{\rho}}_{(4)} - \underbrace{v \frac{d\overline{v^2}}{dy}}_{(5)} \right) - \underbrace{2 v \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \right)}_{(6)} \quad (3.10)$$

Les figures (3.74) et (3.75) présentent les profils des principaux termes de ces deux équations, obtenues par simulation directe. Une première remarque concerne la différence d'ordre de grandeur entre les termes de l'équation (3.9) et ceux de l'équation (3.10). Compte-tenu de la précision des mesures, seuls certains termes de l'équation (3.9) ont pu être estimés dans ce travail.

Sur la figure (3.74), on peut distinguer deux zones principales: la partie centrale de l'écoulement qui correspond à $y^+ \geq 50$ et la zone de proche paroi pour $0 < y^+ < 50$.

Dans la zone centrale, la diffusion turbulente joue un rôle assez faible. La production est le terme source principal. Il est équilibré à la fois par la dissipation et par le terme de pression déformation qui sert à alimenter les autres corrélations. Dans la région pariétale, la situation est beaucoup plus complexe. La production est maximum à $y^+ \approx 15$. Elle domine largement les autres termes.

La diffusion turbulente est un terme puits dans la région du pic de production. Elle redistribue l'énergie prélevée dans cette zone à la fois vers la paroi et vers la zone centrale où elle joue un rôle de source (cf Tennekes & Lumley [41]). On remarque que l'intégrale suivant y de ce terme est nulle sur la hauteur du canal. Outre cette redistribution spatiale, une part importante de l'énergie produite est dissipée sur place et plus généralement dans toute la zone pariétale, par les forces visqueuses.

Le terme de pression déformation prélève également une partie de cette énergie pour la redistribuer aux autres corrélations normales. Son ordre de grandeur explique celui du terme de l'équation (3.10) dont il est le principal terme source. Il est intéressant de remarquer au passage le rôle complexe joué par la pression dans la redistribution au voisinage de la paroi pour la corrélation v' .

Le terme de diffusion visqueuse joue un rôle assez analogue dans l'équation (3.9) au terme de diffusion turbulente, avec un décalage vers la paroi. On aboutit ainsi à un équilibre diffusion visqueuse-dissipation dans la sous couche visqueuse.

Le rôle respectif de ces différents termes dans chaque zone a un impact direct sur la modélisation. Il est donc intéressant de valider au mieux les résultats de DNS afin de faciliter la mise au point des modèles statistiques.

Le terme de production (1) représente l'énergie prélevée sur l'écoulement moyen par les contraintes de Reynolds. Il est tracé sur la figure (3.76) adimensionné par (u_τ^4/ν) , aux différents nombres de Reynolds et en fonction de y^+ . Les mesures à $Re = 5\,000$ et $30\,000$ sont comparées aux DNS de Horiuti et Kuroda sur la figure (3.77). La figure (3.76) permet difficilement de dégager l'influence du nombre de Reynolds. Les profils présentent une forme classique, avec un extrémum proche de la paroi dont l'amplitude et la position ne peuvent être caractérisées. Sur la figure (3.77), les simulations directes mettent en évidence une faible influence du nombre de Reynolds, résultat confirmé par le bon accord entre les profils de Horiuti et les résultats expérimentaux à $Re = 30\,000$. Les résultats à $Re = 5\,000$ présentent un accord assez médiocre, à part l'amplitude du pic pariétal. Ce désaccord est à rapprocher de la forme du pic de $u'v'$ sur la figure (3.21).

Le second terme est un terme de corrélation pression-déformation (2). De trace nulle, il est redistributif et traduit l'échange d'énergie entre les différentes composantes. C'est un terme de retour à l'isotropie. Ce terme n'est pas mesuré dans ce travail, il pourrait être déduit des autres termes de l'équation à condition de disposer de tous ceux-ci.

Le troisième terme est un terme de diffusion, il représente la diffusion par les fluctuations de vitesse (3), la diffusion par les fluctuations de pression (4) et la diffusion par la viscosité (5). La diffusion par les fluctuations de pression n'est pas mesurable contrairement à celle par les fluctuations de vitesse. Le profil de cette dernière est tracé à différents nombres de Reynolds sur la figure (3.78). Le profil à $Re = 5\,000$ est comparé à la DNS de Horiuti sur la figure (3.79). Les résultats de la figure (3.78) montrent une faible valeur de la diffusion turbulente jusqu'en $y^+ = 50$ ainsi qu'une faible influence du nombre de Reynolds. Près de la paroi, un pic négatif d'amplitude importante est mis en évidence. Les résultats expérimentaux confirment bien la DNS jusqu'en $y^+ \approx 17$. Plus près de la paroi, les mesures sont certainement biaisées par l'effet de taille de sonde.

Le terme de diffusion visqueuse de la corrélation turbulente (5) n'est significatif que près des parois. Nos mesures débutant trop loin des parois pour le prendre en compte, il n'a pas été déterminé.

Le dernier terme de l'équation (3.9) représente la dissipation visqueuse (6). On sait que lorsque que le nombre de Reynolds est suffisamment grand, les structures dissipatives sont supposées isotropes (Comte-Bellot [26]). 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. On rencontre cette séparation à grand nombre de Reynolds, elle est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est grand. La quantité d'énergie à dissiper est alors fixée par les grosses structures.

Dans ce travail, afin de pouvoir estimer ce terme, on a supposé les structures dissipatives homogènes et isotropes (cf 1^{ère} partie 4.). La figure (3.80) présente les spectres de dissipation de u' en milieu de veine et à la paroi à un nombre de Reynolds de 5 000 . Le spectre à la paroi est bien plus important que celui en milieu de veine, il est aussi légèrement décalé vers la gauche comme on pouvait s'y attendre. Ceci indique que la dissipation visqueuse joue un rôle important près des parois et qu'elle tend à diminuer au centre du canal. Comme indiqué dans la première partie, le terme de dissipation ϵ est obtenu par intégration du spectre.

La figure (3.81) montre l'influence du nombre de Reynolds sur le terme de dissipation. La figure (3.82) compare le profil expérimental à $Re = 5\,000$ à la DNS d'Horiuti. Il est certain que l'hypothèse d'isotropie des structures dissipatives est discutable à $Re = 5\,000$. Les résultats de la figure (3.82) montrent qu'elle reste valable dans la partie centrale du canal. Près de la paroi par contre, l'écart important se justifie par l'invalidité de cette hypothèse. En se limitant à $y^+ > 50$, la figure (3.81) ne montre pas une influence très importante du nombre de Reynolds sur la forme du profil dans cette représentation. Il serait tout à fait intéressant d'accéder à la mesure précise de cette grandeur dans la zone pariétale.

En effet, Mansour, Kim & Moin [33] lors d'une comparaison entre des simulations numériques directes et des mesures, sont arrivés aux mêmes conclusions. Ils ont remarqué de plus une importante influence du nombre de Reynolds sur le terme dissipatif au voisinage de la paroi.

En conclusion, seuls trois termes de l'équation du bilan de u' (3.9) ont pu être estimés dans ce travail.

Pour le terme de production, il a été difficile de dégager l'influence du nombre de Reynolds et la comparaison de nos mesures avec les DNS s'est révélée médiocre.

Pour le terme de diffusion par les fluctuations de vitesse, les résultats expérimentaux confirment bien les résultats des DNS pour $y^+ > 17$. Dans les zones pariétales, les mesures sont biaisées par l'effet de taille des sondes.

Pour le terme de dissipation, on a constaté que l'hypothèse d'isotropie était discutable à $Re = 5000$ bien qu'étant valable dans la partie centrale du canal. Il serait cependant très intéressant d'obtenir une mesure précise de ce terme dans les zones pariétales.

4. CONCLUSION

Cette troisième partie du mémoire a porté sur les écoulements de Poiseuille pur, étudiés à quatre nombre de Reynolds différents ($Re = 5\,000$, $10\,000$, $20\,000$ et $30\,000$). Les résultats obtenus viennent compléter ceux de Corenflos [3] et Deldique [7] qui ont utilisé la même installation mais des sondes de taille différente (deux fois supérieure à celles de notre étude).

L'influence de la taille de la sonde soulevée par ces deux auteurs a été étudiée dans ce travail. Les nouvelles sondes croisées utilisées en UV et UW ont permis d'obtenir de réels progrès dans les zones pariétales sur les corrélations normales v' et w' ainsi que sur la corrélation croisée $u'w'$. Des progrès pourraient encore être réalisés dans ce domaine en doublant la hauteur de la veine d'essais, car diminuer encore la taille des sondes devient difficile. Un allongement de la veine d'essais serait aussi souhaitable afin de vérifier les résultats trouvés pour la corrélation normale w' . Il semble en effet que cette dernière ne soit pas établie à $Re = 5\,000$.

Une étude de l'influence du nombre de Reynolds sur les corrélations jusqu'à l'ordre 4 a été effectuée. Le profil de vitesse moyenne et les corrélations normales et croisées d'ordre 2 ne subissent l'influence du nombre de Reynolds que dans les zones pariétales.

Au delà de $Re = 20\,000$, les profils des différentes corrélations tendent tous vers des profils universels dans la partie centrale du canal. Ce résultat est d'autant plus important qu'il n'est pas décelable à partir des DNS.

Une étude bibliographique des travaux expérimentaux existants a été faite. Cette étude a permis de valider les présentes mesures et de classer les différents expérimentateurs en deux groupes. Les différences majeures observées entre ces auteurs peuvent s'expliquer d'une part par la difficulté à déterminer la vitesse de frottement pariétale, et d'autre part par un non établissement de l'écoulement, ceci pour les expérimentateurs ayant fait leurs mesures en $x/h < 50$.

Le recours aux DNS de Horiuti [35] et Kim [25] [31] [32] [33] a permis de constater un très bon accord entre les expériences réalisées à l'IMFL et ces simulations tant du point de vue du champ moyen que du champ turbulent.

L'ensemble des corrélations d'ordre 3 a été mesuré. Il semble que ces corrélations tendent vers des profils universels dès $Re = 20\,000$ dans la majeure partie du canal. On a constaté qu'à grand nombre de Reynolds, la diffusion turbulente par les fluctuations de vitesse présente un comportement très différent pour les différentes contraintes de Reynolds : pour la contrainte u' , elle est fortement liée au profil de vitesse. Pour la corrélation v' , cette diffusion est constante sur la majeure partie du canal.

La mesure de ces corrélations a révélé une évolution significative entre $Re = 5\,000$ et $20\,000$. Une simulation à $Re = 20\,000$ au minimum serait donc nécessaire pour bâtir des modèles statistiques représentatifs de la diffusion à grand nombre de Reynolds.

Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement pour u et v ont aussi été mesurés. On a observé une bonne concordance d'ensemble entre les résultats expérimentaux et ceux des DNS dans la partie centrale du canal. Dans les zones pariétales, la distance des premiers points aux parois, l'influence de la taille des sondes et la gamme de nombres de Reynolds utilisée par les

DNS ne permettent pas de conclure sur la mesure de ces paramètres.

Le rôle respectif des différents termes intervenant dans les équations des bilans de u' et v' , dans chaque zone de l'écoulement a un impact direct sur la modélisation. Il est donc apparu utile de valider au mieux les résultats des DNS pour faciliter la mise au point des modèles statistiques.

Cependant, seuls trois termes de l'équation de u' (production, diffusion par les fluctuations de vitesses et dissipation) ont pu être mesurés. Ils ont permis de valider les DNS pour $y^+ > 17$. Dans les zones pariétales, les mesures sont victimes de l'effet de taille des sondes.

4ème Partie

ÉCOULEMENT 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. Seuls les cas d'écoulements turbulents à gradient de pression favorable (c'est à dire négatif) sont traités dans ce travail. On distingue trois catégories de ces écoulements: les écoulements de type Poiseuille dont le profil de vitesse moyenne présente un extrémum, les écoulements de type Intermédiaire dont le gradient de vitesse est nul à la paroi mobile et les écoulements de type Couette lorsque le profil de vitesse moyenne présente un point d'inflexion (cf figure 1.1). L'écoulement de Couette pur n'a pas pu être étudié ici, la veine d'essai étant trop courte pour obtenir un établissement de cet écoulement.

Contrairement aux écoulements de Poiseuille pur, peu d'expériences sur les écoulements de Couette-Poiseuille sont disponibles à ce jour. Elles sont dues à Huey & Williamson [42], El Telbany & Reynolds [4] [5] [6] [39], Corenflos [3] et Deldique [7].

Huey & Williamson [42] ont fait des expériences avec un gradient de pression 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 & Reynolds, Monnier [1] a proposé le changement de repère suivant:

$$\overline{U(y)} = V_b - \overline{U(h-y)}$$

$$\overline{u_i u_j(y)} = V_b - \overline{u_i u_j(h-y)}$$

avec V_b : vitesse de la paroi mobile.

Il remarque alors que l'écoulement d'El Tebany & Reynolds possède pour la corrélation normale u' un niveau supérieur à celle de Huey & Williamson.

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 Corenflos et Deldique ($Re_q > 30\,000$) qui ont obtenues leurs mesures dans la même installation que celle utilisée dans le présent travail.

La différence majeure entre la présente installation et celle d'El Tebany & Reynolds tient aux conditions d'entrée. En effet, leur écoulement en sortie de convergent débouche immédiatement dans le canal dont l'une des parois est mobile, à travers une grille de turbulence. De plus, les conditions d'entrée dans le canal à paroi mobile ne sont pas définies avec précision. Leur installation offrant la possibilité de faire varier la hauteur h du canal et le sens de défilement de la

bande, plusieurs configurations ont été utilisées lors de leurs essais, de sorte que des questions se posent sur l'établissement de l'écoulement dans certains cas d'essais. Dans l'installation de l'IMFL, par contre, un canal à paroi fixe est placé entre le convergent et le canal à paroi mobile. On a vérifié qu'à l'entrée de ce dernier l'écoulement est de Poiseuille pur établi.

Le tableau (4.1) qui suit, donne différentes caractéristiques des installations de Huey & Williamson, d'El Telbany & Reynolds et de l'IMFL (installation utilisée par Corenflos, Deldique et Gilliot), dont l'abscisse de la station principale de sondage.

	IMFL	ElTelbany & Reynolds 1 ^{ière} configuration	ElTelbany & Reynolds 2 ^{ième} configuration	Huey & Williamson
longueur du canal (m)	1,38	2,44	2,44	/
hauteur (mm)	29,6	66	101	63,5
largeur (m)	0,55	1,2	1,2	0,63
station de sondage (m)	1,575	1,98	1,98	2,44
longueur d'établissement (x/h)	53	30	20	38,4

tableau (4.1)

On peut observer d'après ces données que les 3 installations possèdent des longueurs d'établissement assez différente, les valeurs les plus faibles étant celles de l'installation d'El Telbany & Reynolds.

Un des principaux résultats d'El Telbany & Reynolds 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 de la veine.

Corenflos [3] a réalisé un écoulement de type Poiseuille, un écoulement de type Intermédiaire et un écoulement de type Couette, proche du Couette pur à un nombre de Reynolds voisin de 5 000. Cet auteur a mesuré le profil de vitesse moyenne, les trois corrélations normales de vitesse (u' , v' et w') et les deux corrélations croisées de vitesse ($u'v'$ et $u'w'$) en différentes stations de l'installation afin d'étudier l'établissement de chaque type d'écoulement.

La confrontation de ces résultats avec des résultats d'expériences et de DNS ont mis en évidence des écarts quant à la position et au niveau des pics pariétaux des corrélations normales v' et w' . Ses mesures semblent surestimer le niveau de ces pics et les localiser trop près des parois. L'auteur a imputé ces écarts à l'influence de la taille de la sonde.

Il a également montré l'existence d'une zone de production d'énergie turbulente négative dans l'écoulement de type Poiseuille. Cette zone, également remarquée par El Telbany & Reynolds, s'étendrait avec le nombre de Reynolds.

Corenflos [3] a présenté aussi des résultats sur l'énergie turbulente K . Il a constaté une augmentation continue de cette grandeur dans la région centrale du canal lors du passage d'un écoulement de Poiseuille pur à un écoulement de type Couette.

Deldique [7] a réalisé sur la même installation un écoulement de type Poiseuille, un écoulement de type Intermédiaire et un écoulement de type Couette à un nombre de Reynolds proche de 10000 afin de pouvoir étudier l'influence du nombre de Reynolds sur ces écoulements. La presque totalité de ces écoulements est affectée par des problèmes d'établissement. En effet, la longueur nécessaire pour qu'un écoulement de Couette-Poiseuille soit établi est selon cet auteur fortement dépendante du nombre de Reynolds Re_q (basé sur la vitesse débitante U_q) et du rapport U_q/V_b .

Il a également remarqué une augmentation monotone de l'énergie turbulente au centre du canal avec la diminution du rapport U_q/V_b pour $Re = 5\,000$ et $10\,000$ et, conformément à Corenflos [3], il a observé des écarts systématiques dans les zones pariétales sur les profils turbulents dûs à l'effet de taille de sonde.

Des écarts entre l'expérience et la DNS ont été également remarqués à proximité de la paroi mobile sur le profil de vitesse et celui de l'énergie turbulente K pour l'écoulement de type Intermédiaire mais, la raison de ces écarts n'a pas été élucidée.

De l'étude de l'influence du nombre de Reynolds, plusieurs constatations ressortent :

1/ L'influence du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse moyenne se traduit essentiellement par un gonflement dans les régions à gradient de vitesse important et par une uniformisation dans la direction y dans les régions à faible gradient de vitesse.

2/ L'influence du nombre de Reynolds est faible sur les profils turbulents dans la région centrale de l'écoulement et importante à proximité de la paroi mobile. Cependant, elle est différente selon que l'on considère un écoulement de type Poiseuille ou de type Couette. L'analyse conduit à relier ces écarts à la nature très différente de ces deux écoulements.

3/ La zone de production négative de turbulence, présente au sein d'un écoulement de type Poiseuille, semble exister quelque soit la valeur du nombre de Reynolds. Par contre, son étendue semble indépendante de ce paramètre (résultat contradictoire avec El Telbany & Reynolds).

Kuroda & al [34] ont étudié ces écoulements par simulation directe. Ils proposent quatre simulations numériques directes d'écoulements de Couette-Poiseuille proches de $Re = 5\,000$: 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 une méthode numérique de type pseudo-spectrale qui s'avère pratique pour des écoulements possédant deux directions d'homogénéité. Les dérivées spatiales sont développées en séries de Fourier selon les directions longitudinale x et transversale z . Pour la direction normale aux parois y , un développement en polynômes de Chebyshev est utilisé.

Pour les écoulements de Couette-Poiseuille, une étude par similitude a montré que deux paramètres de similitude sont à respecter (cf Deldique[7]). On peut choisir le nombre de Reynolds Re_q , construit sur la vitesse débitante U_q , la viscosité cinématique ν et la hauteur de canal h ainsi que le rapport U_q/V_b où V_b est la vitesse de la paroi mobile.

On trouve dans le tableau (4.2), un résumé des différents paramètres définissant les types d'écoulements étudiés par chaque auteur.

	Type Poiseuille	Type Intermédiaire	Type Couette		Couette pur
El Telbany & Reynolds [39]	$Re_q=56500$ $U_q/V_b=1,32$	$Re_q=52940$ $U_q/V_b=0,9$	$Re_q=38750$ $U_q/V_b=0,69$		$Re_q=28250$ $U_q/V_b=0,5$
Corenflos [3]	$Re_q=5080$ $U_q/V_b=1,28$	$Re_q=5020$ $U_q/V_b=0,84$	/		$Re_q=4800$ $U_q/V_b=0,49$
Deldique [7]	$Re_q=10330$ $U_q/V_b=1,34$	$Re_q=9820$ $U_q/V_b=0,86$	$Re_q=9740$ $U_q/V_b=0,69$	$Re_q=4970$ $U_q/V_b=0,67$	/
présents	$Re_q=4800$ $U_q/V_b=1,39$	$Re_q=4700$ $U_q/V_b=0,81$	$Re_q=5100$ $U_q/V_b=0,68$		/
Kuroda [34]	$Re_q=5100$ $U_q/V_b=1,35$	$Re_q=5190$ $U_q/V_b=0,86$	/		/

tableau (4.2)

Suite à ces remarques, si l'on veut procéder à des comparaisons d'expériences, on devra conserver le nombre de Reynolds Re_q et le rapport U_q/V_b constants.

Le tableau (4.3) présente tous les essais effectués dans la présente étude, ainsi que leurs caractéristiques respectives. Ces essais ont été effectués à un nombre de Reynolds proche de 5 000 afin de pouvoir établir une comparaison avec la DNS de Kuroda [34]. Les résultats présentés dans ce travail ont été obtenus avec les sondes Dantec fil simple, Auspex UV et Auspex UW. Les mesures ont été faites avec les trois sondes successivement afin de valider et de vérifier les données trouvées.

type d'écoulement	U_q	U_{max}	V_b	U_q/V_b	$u_{\tau 1}$	$u_{\tau 2}$	Re_q	Re_{max}
type Poiseuille	2,50	2,90	1,8	1,39	0,15	0,09	4800	5500
type Intermédiaire	2,50	3,10	3,09	0,81	0,14	0,04	4700	5800
type Couette	2,55	3,70	3,75	0,72	0,15	0,05	5100	6950

tableau (4.3)

Compte-tenu des études très détaillées effectuées par Corenflos [3] et Deldique [7], on ne s'est pas livré ici à une analyse complète des écoulements de Couette-Poiseuille. On s'est contenté de lever les incertitudes sur les erreurs près des parois dues à la taille des sondes précédemment employées et de mesurer les moments d'ordre 3.

Ces résultats obtenus à la station 9 ($x_9 = 2,955$ m) ont permis une comparaison plus complète et plus précise avec les simulations directes de Kuroda [34].

Afin de mieux mettre en évidence l'influence du rapport U_q/V_b . On va présenter ici chacune des grandeurs mesurées simultanément pour les trois types d'écoulement.

1. PROFILS DE VITESSE MOYENNE

Les profils de vitesses moyennes pour les trois types d'écoulement sont tracés sur les figures (4.1), (4.2) et (4.3). Ils sont adimensionnés par la vitesse débitante U_q . Conformément à l'écoulement de Poiseuille pur, les valeurs obtenues pour les composantes V/U_q et W/U_q pour les trois types d'écoulement sont très proches de zéro sur tout le canal sauf dans les zones pariétales où l'effet des tailles des sondes se fait ressentir. On remarque cependant que les mesures de W/U_q près de la paroi inférieure pour le type Intermédiaire sont bien meilleures que pour les autres types d'écoulement, ceci est dû au fait que le gradient de vitesse est pratiquement nul dans cette zone.

Le profil de vitesse moyenne, pour le type Poiseuille, présente un maximum en $y/h=0,25$. Les constantes K et B de la loi logarithmique ont été calculées à la paroi fixe, elles valent respectivement 0,34 et 4,80.

Pour l'écoulement de type Intermédiaire, le profil de U/U_q suit une progression logique et présente un maximum à la paroi inférieure. Le gradient de vitesse moyenne est sensiblement constant sur une très grande partie du canal ($0,2 < y/h < 0,8$). Le calcul des constantes de la loi logarithmique donne $K=0,34$ et $B=3,93$.

Pour le type Couette, la valeur maximale de U/U_q est comme on pouvait s'y attendre la vitesse de la paroi mobile. Le profil présente un point d'inflexion et un gradient de vitesse moyenne constant sur une large partie de la veine ($0,2 < y/h < 0,75$). Les valeurs des constantes de la loi logarithmique n'ont pas été relevées, la taille de la zone logarithmique étant trop faible pour obtenir des mesures fiables. Dans les zones pariétales, le gradient de vitesse longitudinale est élevé et toujours de même signe. 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 $y/h=0,4$. Contrairement à un écoulement de Couette pur, l'écoulement de type Couette n'a pas une vitesse égale à la moitié de la vitesse de paroi à mi-hauteur de veine. Dans le cas étudié, cette vitesse est très proche de la vitesse débitante U_q .

Au vu des résultats, on remarque que la mise en mouvement de la bande s'est traduit par une dissymétrie de l'écoulement et une augmentation du débit dans la partie inférieure du canal.

On constate que la constante K est la même quelque soit le type d'écoulement, par contre B diminue lors des passages de l'écoulement de Poiseuille pur au type Poiseuille et du type Poiseuille au type Intermédiaire ($B_{pp} = 5,59$, $B_{tp} = 4,80$ et $B_{ti} = 3,93$). La pente des profils resterait donc la même, seul leur niveau changerait.

Les mêmes figures (4.1) et (4.2) comparent les résultats obtenus avec ceux de la DNS de Kuroda [34], dont le rapport U_q/V_b est fixé à 1,35 (1,39 pour l'expérience) pour le type Poiseuille et 0,86 pour le type Intermédiaire (0,81 pour l'expérience). Les profils sont très proches sur toute la hauteur du canal cependant, une légère différence apparaît près de la paroi mobile, elle peut être imputée à la différence des rapports U_q/V_b entre les deux auteurs. Cette remarque est surtout valable pour l'écoulement de type Intermédiaire, pour lequel il est très difficile expérimentalement d'obtenir un gradient de vitesse nul à la paroi mobile. En effet, Corenflos a mis en évidence une forte sensibilité du profil des vitesses vis à vis du rapport U_q/V_b au voisinage de cet écoulement.

2. CORRELATIONS NORMALES

Les profils des corrélations $u'/u_{\tau 1}$, $v'/u_{\tau 1}$ et $w'/u_{\tau 1}$ adimensionnées par la vitesse de frottement pariétale à la paroi fixe $u_{\tau 1}$ pour les trois types d'écoulement sont tracés sur les figures (4.4), (4.5) et (4.6). Ils mettent en évidence la dissymétrie de ce type d'écoulement. En effet, l'écoulement est beaucoup moins turbulent dans la partie inférieure du canal. Près de la paroi fixe, les profils sont très similaires à ceux observés dans les écoulements de Poiseuille pur, ils sont donc peu influencés par le mouvement de la paroi mobile. D'ailleurs, le pic de $u'/u_{\tau 1}$ à la paroi fixe, pour les trois types d'écoulement, a une amplitude identique à celle de l'écoulement de Poiseuille pur et se trouve à la même ordonnée.

L'anisotropie est très marquée sur toute la hauteur du canal. En particulier à proximité de la paroi fixe où la corrélation $u'/u_{\tau 1}$ est largement supérieure aux deux autres corrélations $v'/u_{\tau 1}$ et $w'/u_{\tau 1}$.

Pour l'écoulement de type Poiseuille, Il existe une région dans la partie inférieure de la veine ($0,2 < y/h < 0,4$) où cette anisotropie entre les différentes corrélations est moins marquée. C'est d'ailleurs dans cette région que la corrélation $u'/u_{\tau 1}$ atteint son minimum d'amplitude et que l'on trouve le maximum du profil de vitesse. La corrélation $v'/u_{\tau 1}$ décroît de façon monotone du centre du canal à la paroi mobile. Hormis cette corrélation qui présente un profil de forme légèrement convexe, dû au faible nombre de Reynolds, les corrélations $u'/u_{\tau 1}$ et $w'/u_{\tau 1}$ évoluent linéairement dans la partie centrale du canal ($0,25 < y/h < 0,75$) et présentent des minima qui se situent en $y/h = 0,25$ et coïncident avec l'endroit où U est maximum. Dans la région centrale, on observe les rapports suivants entre les corrélations $u'/v' = 1,5$ et $u'/w' = 1,25$.

Pour l'écoulement de type Intermédiaire, les trois corrélations normales varient linéairement sur une grande partie du canal ($0,2 < y/h < 0,7$) et ne présentent plus de minimum local au centre du canal. Près de la paroi mobile, elles ne présentent plus non plus de maximum local. Elles décroissent toutes de façon monotone. Par contre, à part à proximité de la paroi fixe, le niveau général des trois corrélations a augmenté de façon significative par rapport à l'écoulement de type Poiseuille. Ceci n'était pas le cas pour le passage de l'écoulement de Poiseuille pur à l'écoulement de type Poiseuille.

Pour l'écoulement de type Couette, les conditions d'essais sont bien loin de celles d'un écoulement de Couette pur qui nécessiterait un rapport U_q/V_b égal à 0,5. Deldique[7] a montré en étudiant cet écoulement à plusieurs stations que les profils turbulents obtenus en station 8 ne sont pas complètement établis. Toutefois, les vitesses de frottement pariétal sont déduites du profil $u'v'$ à la dernière station. Les 3 corrélations présentent des profils linéaires pour $0,35 < y/h < 0,7$. La corrélation $u'/u_{\tau 1}$, contrairement aux deux autres corrélations, présente à nouveau un pic proche de la paroi mobile en $y/h = 0,1$ d'amplitude de 1,25. Elle présente également un minimum en $y/h = 0,3$ qui est donc décalé du point d'inflexion du profil de vitesse ($y/h = 0,4$). Les corrélations normales $v'/u_{\tau 1}$ et $w'/u_{\tau 1}$ montrent des formes de profils très similaires, leur rapport d'amplitude est pratiquement constant sur toute la hauteur du canal. On remarque que l'anisotropie est importante dans les zones pariétales et se réduit en milieu de veine.

Les trois corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille sont comparées avec la DNS de Kuroda [34] sur la figure (4.4). La corrélation $u'/u_{\tau 1}$ est similaire à celle de Kuroda sur

l'ensemble du canal, seule l'intensité des pics de turbulence diffère dans les zones pariétales. Les écarts sont minimes et peuvent s'expliquer par la différence du rapport U_q/V_b . Les écarts observés entre les profils des corrélations normales $v'/u_{\tau 1}$ et $w'/u_{\tau 1}$ sont plus importants, ils apparaissent surtout dans la partie supérieure de la veine. L'effet de taille des sondes et la différence de U_q/V_b ne peuvent expliquer à eux seuls ces écarts de l'ordre de 15%. Une partie de l'écart sur $w'/u_{\tau 1}$ est certainement de la même origine qu'en Poiseuille pur.

Une comparaison avec la DNS de Kuroda [34] est effectuée pour l'écoulement de type Intermédiaire sur la figure (4.5). L'accord d'ensemble est relativement bon, sauf pour la corrélation $w'/u_{\tau 1}$ dans la partie centrale du canal. Là encore, il existe une légère différence de rapport U_q/V_b qui va dans le bon sens pour $w'/u_{\tau 1}$ mais pas pour $u'/u_{\tau 1}$ et l'on peut invoquer la sous estimation systématique de $w'/u_{\tau 1}$ par les DNS comparées à l'expérience.

3. ENERGIE TURBULENTE

La figure (4.7) présente les profils d'énergie cinétique turbulente $k/u_{\tau 1}^2$ pour chaque type d'écoulement. Les profils, comme on pouvait s'y attendre sont similaires dans la zone proche de la paroi fixe où ils présentent un pic en $y/h=0,95$ ayant une amplitude de 4,8. Les grandes différences observées entre les trois profils apparaissent surtout dans les zones centrale et inférieure du canal.

Le pic d'énergie à la paroi inférieure dans l'écoulement de Poiseuille pur est presque entièrement supprimé pour l'écoulement de type Poiseuille et l'est totalement pour les écoulements de type Intermédiaire et de type Couette. Le faible niveau de k relevé dans le demi-canal inférieur pour les deux premiers écoulements montre que la production d'énergie turbulente est très faible. Dans le cas du type Intermédiaire, l'évolution de K est sensiblement linéaire pour y/h variant de 0,05 à 0,7.

On remarque que le minimum de $k/u_{\tau 1}^2$, pour l'écoulement de type Poiseuille se trouve très proche de l'ordonnée où s'annule la corrélation croisée $u'v'$. L'évolution des profils en fonction du rapport U_q/V_b est tout à fait conforme aux résultats obtenus par Corenflos [3]. Le niveau d'énergie turbulente dans la région centrale du canal augmente progressivement de l'écoulement de Poiseuille pur à l'écoulement de Couette pur.

4. CORRELATIONS CROISEES

Les profils des corrélations croisées $u'v'/u_{\tau i}^2$ et $u'w'/u_{\tau i}^2$ pour les trois types d'écoulement sont tracés sur les figures (4.8), (4.9) et (4.10). Contrairement à l'écoulement de Poiseuille pur, ils sont dissymétriques. On remarque que $u'w'/u_{\tau i}^2$ est nulle sur l'ensemble du canal sauf dans les zones pariétales où le gradient de vitesse est important (surtout près de la paroi supérieure).

Pour l'écoulement de type Poiseuille, le profil de $u'v'/u_{\tau i}^2$ présente une évolution linéaire sur la majorité du canal ($0,15 < y/h < 0,85$). Un pic est observable à proximité de chacune des deux parois. Près de la paroi fixe, on peut évaluer son intensité à 0,66, ce qui est similaire à l'écoulement de Poiseuille pur. Pour la paroi mobile, la turbulence étant moins importante, l'intensité du pic est très faible.

La corrélation $u'v'/u_{\tau i}^2$ s'annule en $y/h=0,2$, cette ordonnée devrait correspondre avec le minimum de l'énergie cinétique k . Or, comme on l'a observé sur la figure (4.1), le maximum de la vitesse longitudinale est situé en $y/h=0,25$, on a donc une production d'énergie turbulente $u'v'/dU/dy$ négative dans la zone où $0,2 \leq y/h \leq 0,25$. Cette zone ne représente que 5% de la hauteur totale du canal. Ceci signifie qu'à cet endroit de la veine, 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 [43], les jets dissymétriques [44] et les écoulements dissymétriques de canal [45]. Cette zone a été également mise en évidence par Corenflos [3] à un nombre de Reynolds proche de 5 000 et par Deldique [7] à un nombre de Reynolds proche de 10 000. L'étendue de cette zone est également de l'ordre de 5% de la hauteur du canal pour ces deux auteurs. On rappellera cependant qu'El Telbany et Reynolds ont aussi mise en évidence une telle zone, mais elle représentait 20% de la hauteur totale du canal. Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que ces derniers auteurs ont fait leurs essais à des nombres de Reynolds nettement plus élevés.

On remarque que l'existence de cette zone remet en cause l'hypothèse de Boussinesq, hypothèse reliant le gradient de vitesse moyenne $d\bar{U}/dy$ à la contrainte de cisaillement turbulent $u'v'$ par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente. Cette hypothèse suppose l'annulation simultanée de ces deux quantités. Il faut cependant préciser, que la région pour laquelle cette hypothèse n'est pas vérifiée ne représente que 5% de la hauteur du canal, la contribution de cette zone est par conséquent faible.

Les résultats de Kuroda [34] pour cette corrélation sont tracés sur la figure (4.8). Les profils concordent sur une grande partie du canal. Le décalage des points expérimentaux au voisinage de $y/h = 0,4$ est dû à un problème de recalage de résistance lors du retournement de la sonde en milieu de veine. Ce retournement demande une extrême minutie et la corrélation $u'v'$ est la plus sensible à cette opération. Près de la paroi fixe les différences observées sont similaires à celles de l'écoulement de Poiseuille pur. Près de la paroi mobile, les petits écarts peuvent être attribués au rapport U_q/V_b différent entre les deux auteurs.

Les profils des corrélations croisées $u'v'/u_{\tau i}^2$ et $u'w'/u_{\tau i}^2$ pour l'écoulement de type Intermédiaire sont tracés sur la figure (4.9). La corrélation $u'v'/u_{\tau i}^2$ présente un pic à proximité de la paroi fixe comparable aux écoulements précédents mais aucun près de la paroi mobile. De

signe positif, elle décroît de façon monotone ($0,1 < y/h < 0,75$) et tend vers zéro à la paroi mobile. On peut donc supposer que la zone de production négative existant dans un écoulement de type Poiseuille se délocalise vers la paroi mobile avec la diminution du rapport U_q/V_b pour s'évanouir à la paroi mobile dans un écoulement de type intermédiaire, que l'on peut considérer comme un écoulement de type Poiseuille dont le maximum est à la paroi basse.

Une comparaison est faite avec la DNS de Kuroda [34] sur cette même figure. Les résultats sont en accord sur une large partie de la veine, sauf à la paroi fixe où le décalage correspond à celui observé pour les écoulements précédents. On note aussi que dans ce cas, l'influence de la paroi mobile sur la paroi fixe serait inexistante, le pic à la paroi fixe étant en effet de même amplitude que celui observé pour l'écoulement de Poiseuille pur.

La figure (4.10) présente les profils des corrélations croisées $u'v'/u_{\tau 1}^2$ et $u'w'/u_{\tau 1}^2$ pour l'écoulement de type Couette. La corrélation croisée $u'w'/u_{\tau 1}^2$ présente des résultats similaires aux écoulements précédents : nulle sur la majeure partie du canal sauf à la paroi fixe. La corrélation $u'v'/u_{\tau 1}^2$ est approximativement linéaire pour $0,2 < y/h < 0,7$. Il faut rappeler que pour un écoulement de Couette pur, $u'v'/u_{\tau 1}^2$ est constante et égale à 1 dans la zone centrale.

En résumé, 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 u' dans toute la région centrale. A titre de comparaison, $u'/u_{\tau 1}$, évaluée en milieu de veine vaut 0,85 pour l'écoulement de Poiseuille pur, 1,17 pour l'écoulement de type Poiseuille et 1,25 pour le type Intermédiaire et le type Couette. Toutes les corrélations normales présentent des profils similaires à ceux de l'écoulement de Poiseuille pur près de la paroi fixe et des changements importants près de la paroi mobile. L'écoulement de type Poiseuille a révélé une zone de production négative dans la partie basse du canal, cette zone ne représentant cependant que 5% de la hauteur totale de la veine.

L'écoulement de type Intermédiaire présente des différences significatives avec l'écoulement de type Poiseuille. Le maximum du profil de vitesse est à la paroi mobile. De ce fait, les corrélations turbulentes ne présentent plus d'extrémum au voisinage de celle-ci. Le fait d'avoir annulé la production à la paroi basse permet à la turbulence de la paroi haute de se développer plus librement et conduit à une augmentation du niveau des fluctuations dans la partie centrale du canal.

Dans l'écoulement de type Couette, la corrélation $u'/u_{\tau 1}$ voit réapparaître un pic près de la paroi mobile signe de la présence d'un gradient de vitesse suffisamment intense.

Dans l'ensemble les simulations numériques directes sont assez bien validées par l'expérience.

5. CORRELATIONS TRIPLES

5.1. Corrélations normales triples

Les profils des corrélations normales d'ordre 3 sont tracés pour les trois types d'écoulement sur les figures (4.11), (4.12) et (4.13). Ces grandeurs sont adimensionnées par la vitesse de frottement à la paroi fixe au cube. A par pour l'écoulement de type Poiseuille où $\overline{v'^3}/u_{\tau 1}^3$ présente un plateau dans la partie centrale du canal, les deux corrélations $\overline{v'^3}/u_{\tau 1}^3$ et $\overline{w'^3}/u_{\tau 1}^3$ sont très proches de zéro sur toute la hauteur de veine. La corrélation $\overline{u'^3}/u_{\tau 1}^3$ est de signe négatif sur l'ensemble du canal et plus importante en module que les deux autres corrélations surtout dans la partie supérieure du canal. Dans cette zone, les profils des corrélations ont une forme semblable à celle de l'écoulement de Poiseuille pur avec des différences très importantes d'amplitude de pic.

Si les écoulements de type Intermédiaire et de type Couette présentent une diminution significative de ce pic par rapport à l'écoulement de Poiseuille pur, le cas du type Poiseuille se singularise par une augmentation d'un facteur 3. Ces résultats sont à rapprocher de la valeur de u' et de celle de u_{τ} qui ne changent quasiment pas dans cette région pour les 3 types d'écoulement. Ils indiquent donc une organisation différente de l'énergie turbulente dans cette zone.

5.2. Corrélations triples croisées

Les profils des corrélations croisées d'ordre 3 pour les trois types d'écoulement sont présentés sur les figures (4.14), (4.15) et (4.16). L'allure générale des différents profils présente une forte analogie avec ceux du demi canal supérieur de l'écoulement de Poiseuille pur au même nombre de Reynolds.

Pour l'écoulement de type Poiseuille, on constate que la paroi supérieure a étendu son influence sur toute la hauteur du canal. La corrélation $\overline{u'^2 w'}/u_{\tau 1}^3$ est nulle sur la majeure partie du canal ($0 < y/h < 0,9$). Dans la zone de proche paroi, $\overline{u'^2 w'}/u_{\tau 1}^3$ et $\overline{u' w'^2}/u_{\tau 1}^3$ présentent un pic positif qui est vraisemblablement dû à un effet de taille de sonde (cf figure 4.8). Dans une grande partie du canal, toutes ces corrélations présentent des profils quasi linéaires ($0,2 < y/h < 0,8$). Près de la paroi mobile, elles sont toutes de valeur très faible.

Les profils des corrélations triples croisées pour l'écoulement de type Intermédiaire sont présentés sur la figure (4.15). La corrélation $\overline{u'^2 w'}/u_{\tau 1}^3$ reste nulle sur toute la hauteur du canal comme pour l'écoulements précédent. Par contre, les trois autres corrélations si elles restent négatives et si elles gardent la même allure générale, voient leur niveau baisser de façon significative par rapport à l'écoulement de type Poiseuille. Dans le cas présent, elles sont toutes très proches de zéro.

Ces corrélations sont tracées pour l'écoulement de type Couette sur la figure (4.15). Elles sont très faibles et similaires à celles trouvées pour l'écoulement de type Intermédiaire: la corrélation $\overline{u'^2 w'}/u_{\tau 1}^3$ reste nulle sur l'ensemble du canal et les trois autres ($\overline{u'^2 v'}/u_{\tau 1}^3$, $\overline{u' v'^2}/u_{\tau 1}^3$ et $\overline{u' w'^2}/u_{\tau 1}^3$) négatives sur une large partie du canal ($0 < y/h < 0,9$) restent du même ordre de grandeur.

6. FACTEURS DE DISSYMETRIE ET D'APPLATISSEMENT

6.1. $S(u)$ et $f(u)$

Les coefficients de dissymétrie et d'applatissage pour l'écoulement de type Poiseuille sont comparés à la DNS de Kuroda [34] sur la figure (4.17). L'accord entre l'expérience et les simulations directes est excellent. Par rapport à l'écoulement de Poiseuille pur, on constate que l'extremum local observé en $y/h = 0,5$ pour les deux fonctions et qui correspond à la zone d'interaction des turbulences produites par les deux parois; cet extrémum s'est décalé vers la paroi mobile, en $y/h = 0,25$ pour $s(u)$ et $y/h = 0,35$ pour $f(u)$. En dehors de cette dissymétrie, la forme générale et le niveau des deux fonctions est assez analogue à l'écoulement de Poiseuille pur notamment près de la paroi fixe. Les différences paroi mobile / paroi fixe sont moins marquées que pour les moments d'ordre 2 par exemple.

Les coefficients de dissymétrie et d'applatissage pour l'écoulement de type Intermédiaire sont comparés à la DNS de Kuroda sur la figure (4.18). L'accord entre l'expérience et la simulation est très bon sur la majeure partie du canal, des différences, non imputables à l'effet des tailles des sondes, existent cependant pour $y/h < 0,15$. Par rapport à l'écoulement de type Poiseuille, $s(u)$ et $f(u)$ sont plus proches respectivement de 0 et 3 sur une grande partie de la veine ($0,2 < y/h < 0,9$). A la paroi mobile, le niveau de $s(u)$ tend vers zéro. $f(u)$ a un comportement similaire aux écoulements précédents près de la paroi fixe. Son amplitude qui avait augmenté dans le demi-canal inférieur en écoulement de type Poiseuille est de nouveau similaire à l'écoulement de Poiseuille pur. Comme pour $s(u)$, un changement apparaît près de la paroi mobile ($y/h < 0,25$): l'amplitude de $f(u)$ augmente pour arriver à une valeur voisine de 7,5 en $y/h = 0,05$.

Les coefficients de dissymétrie et d'applatissage pour l'écoulement de type Couette sont présentés sur la figure (4.19). Leur profil sont très similaires à ceux obtenus pour l'écoulement de type Intermédiaire. Leur niveau respectif est proche de 0 et de 3 pour $0,1 < y/h < 0,9$. A la paroi mobile, $s(u)$ qui tendait vers une valeur positive pour l'écoulement de type Intermédiaire présente un profil antisymétrique et tend vers une valeur proche de -1,5, ceci est dû au gradient de vitesse qui conserve le même signe dans les parties haute et basse du canal.

6.2. $S(v)$ et $f(v)$

Les profils de $s(v)$ et $f(v)$ pour les trois types d'écoulement sont présentés sur les figures (4.20), (4.21) et (4.22).

La figure (4.20) compare $s(v)$ et $f(v)$ avec les simulations de Kuroda pour l'écoulement de type Poiseuille. On voit que l'accord entre l'expérience et la simulation reste bon dans la partie centrale mais qu'il se dégrade près des parois. Les désaccords sont de même nature que pour l'écoulement de Poiseuille pur. Ils se situent essentiellement près des parois où la taille des sondes fausse partiellement les mesures. Néanmoins, cette erreur est plus faible près de la paroi mobile où les gradients sont moins intenses et elle justifie mal les écarts observés dans cette région, tant sur $s(v)$ que sur $f(v)$.

Lors du passage de l'écoulement de Poiseuille pur à l'écoulement de type Poiseuille, le profil de $s(v)$ subit des changements importants sur une large partie du canal. $S(v)$ devient convexe et

légèrement positif dans la partie centrale de la veine ($0,05 < y/h < 0,9$). A la paroi mobile les valeurs de $s(v)$ changent de signe: elles sont négatives (proches de -1).

Le profil du coefficient $f(v)$ est lui aussi affecté par le changement de nature de l'écoulement. Son comportement dans la partie haute du canal est similaire à l'écoulement de Poiseuille pur. Par contre, dans la partie basse de la veine, l'amplitude augmente indiquant un étalement plus important de la distribution correspondante.

Les profils des coefficients $s(v)$ et $f(v)$ comparés à la DNS de Kuroda pour l'écoulement de type Intermédiaire sont présentés sur la figure (4.21). La comparaison entre les présents profils et celle de la DNS est bonne sur une large partie de la veine ($0,2 < y/h < 0,9$), cependant il existe des écarts aux parois, non imputables à l'effet des tailles des sondes, comme pour les écoulements précédents.

Le profil de $s(v)$ est similaire aux autres écoulements près de la paroi fixe. Sa valeur est constante et proche de zéro sur une large partie de la veine ($0,1 < y/h < 0,85$). La forme de son profil légèrement convexe en écoulement de type Poiseuille a changé et est devenue linéaire en augmentant légèrement dans le sens haut du canal-bas du canal. Ce coefficient contrairement à l'écoulement de type Poiseuille reste toujours positif dans la partie basse du canal.

Le profil de $f(v)$ montre aussi une évolution par rapport à l'écoulement de type Poiseuille. Son amplitude qui avait augmenté dans la demi-partie basse du canal ne montre une croissance que pour $y/h > 0,2$. Dans la partie centrale du canal ($0,2 < y/h < 0,85$), $f(v)$ augmente linéairement de 3,2 à 4,2. Le profil est identique aux écoulements précédents près de la paroi fixe.

Les profils de $s(v)$ et $f(v)$ pour l'écoulement de type Couette sont présentés sur la figure (4.22). Les profils obtenus sont très similaires à ceux trouvés pour l'écoulement de type Intermédiaire.

7. CONCLUSION

L'étude réalisée a permis de confirmer l'ensemble des résultats de Corenflos [3] et Deldique [7] et d'apporter des résultats nouveaux intéressants:

- L'utilisation de sonde de taille plus petite a permis d'améliorer de façon significative l'accord entre expérience et DNS dans les zones pariétales. Un écart reste cependant pour la corrélation $u'v'$ dans cette zone, écart qui n'a pas pu être expliqué et qui demande des investigations supplémentaires.

De plus, les résultats obtenus ont permis de valider ces simulations jusqu'aux moments d'ordre 4 dans la majeure partie du canal. Les écarts observés près des parois sont en partie imputables à la taille des sondes, mais cet effet n'explique pas tous les écarts observés.

- L'étude de l'écoulement de type Poiseuille a permis de confirmer l'existence d'une zone de production négative dans la partie inférieure du canal. Cette zone, conformément aux résultats de Deldique [7] et Corenflos [3] ne représente que 5% de la hauteur totale du canal. Ce résultat est différent de celui obtenu par El Telbany & Reynolds pour qui cette zone représente 20 % de la hauteur totale du canal.

- L'étude des corrélations d'ordre 2 a également confirmé leur évolution importante avec le rapport U_q/V_b . En particulier, la corrélation normale u' voit son niveau augmenter de 50% dans le milieu de la veine lors du passage d'un écoulement de Poiseuille pur à l'écoulement de type Couette. Par contre, l'ensemble des corrélations présente des profils similaires dans la région proche de la paroi fixe pour tous les types d'écoulements.

- La mesure des corrélations d'ordre 3 et 4 a permis de dégager l'évolution des corrélations normales et croisées.

On a remarqué que $s(u)$ et $f(u)$ tendent sur la majeure partie du canal vers une distribution Gaussienne dans le cas des écoulements de type Intermédiaire et de type Couette. A contrario, si $s(v)$ tend également vers zéro, $f(v)$ prend une valeur voisine de 4 qui correspond à une distribution plus étalée que la Gaussienne.

5^{ème} Partie

CONCLUSION GENERALE

Cette étude a porté sur les écoulements de Poiseuille pur et sur les écoulements de Couette-Poiseuille qui sont schématiquement la combinaison de deux écoulements plus simples: l'écoulement de Poiseuille pur et l'écoulement de Couette pur.

On sait que diverses solutions existent pour simuler un écoulement turbulent, la plus ancienne étant l'approche statistique qui prend comme point de départ les équations de Reynolds que l'on a moyennées. Cette opération introduit des termes inconnus qu'il faut alors modéliser. Cette approche, qui est la plus développée au plan industriel, souffre d'un manque de données expérimentales fiables et complètes.

La simulation numérique directe (DNS) intègre numériquement le système des équations de Navier-Stokes. Une telle résolution nécessite un maillage extrêmement fin. De nos jours, il est possible à l'aide de moyens informatiques très performants de simuler des écoulements à faible nombre de Reynolds par la DNS. Mais les calculs sont très longs, très onéreux, et de ce fait encore limités.

Une autre approche prometteuse est celle qui consiste à ne simuler que les grosses structures de l'écoulement en modélisant les petites (approche LES). Cette démarche, en cours dans plusieurs laboratoires, est également très coûteuse en temps et les modèles restent à mettre au point. Ceci prendra un certain temps.

Parallèlement et à court terme, on peut envisager d'améliorer les modèles statistiques par une approche conjointe DNS expérience. Le présent travail s'inscrit dans ce contexte.

Pour ce faire, un travail expérimental, basé sur des mesures par anémométrie à fils chauds, a été entrepris. Il a permis de valider des DNS existantes d'écoulements de Poiseuille pur et de Couette-Poiseuille dans la majeure partie du canal et ceci pour des corrélations allant jusqu'à l'ordre 4. La comparaison effectuée à des nombres de Reynolds équivalents, a souligné la qualité des résultats expérimentaux obtenus dans cette étude, et ceci particulièrement avec la sonde fil simple pour les corrélations d'ordre 4.

Ce travail a également permis de procéder à une étude détaillée de l'influence du nombre de Reynolds sur les écoulements de Poiseuille pur. On a fait varier ce paramètre entre 5 000 et 30000. On a procédé à une comparaison détaillée avec les nombreux résultats disponibles dans la littérature. L'influence du nombre de Reynolds s'est révélée significative lors du passage de $Re = 5\,000$ à $Re = 20\,000$ sur toutes les corrélations mesurées. Au delà de $Re = 20\,000$, on a constaté que les profils de ces corrélations, dans la majeure partie du canal, tendent tous vers des

profils universels. Ces résultats sont d'autant plus importants qu'ils ne sont pas décelables à l'aide des DNS qui n'existent qu'à faible nombre de Reynolds ($Re < 16\,000$).

Ce travail a enfin permis de compléter une base de données expérimentales sur les écoulements de Poiseuille pur et de Couette-Poiseuille dont la constitution a été entreprise au cours de deux thèses précédentes (Corenflos [3] et Deldique [7]). Cette base devrait aider les modélisateurs à améliorer leurs modèles.

Par rapport aux études précédentes (Corenflos [3] et Deldique [7]), des résultats nouveaux ont été obtenus:

- Les mesures des corrélations d'ordre 3 et 4 ont permis de déterminer l'influence du rapport U_q/V_b sur les coefficients de dissymétrie et d'applatissage. On a remarqué que $s(u)$ et $f(u)$ tendent sur la majeure partie du canal vers une distribution Gaussienne dans le cas des écoulements de type Intermédiaire et de type Couette (c'est à dire quand U_q/V_b diminue) alors que $s(v)$ tend vers zéro et $f(v)$ prend une valeur positive voisine de 4 qui correspond à une distribution plus étalée que la Gaussienne.
- L'influence de la taille des sondes sur les mesures, problème rencontré par Corenflos [3] et Deldique [7] a également été étudiée dans ce mémoire. Les sondes à fils croisés UV et UW utilisées ont permis d'obtenir de réels progrès dans les zones pariétales pour les corrélations normales v' et w' et pour la corrélation croisée $u'w'$.
- Trois termes de l'équation du bilan de u' (production, diffusion par les fluctuations de vitesses et dissipation) ont été mesurés et ont validés les DNS pour $y^+ > 17$. Dans les zones pariétales, les mesures sont entâchées par l'effet de taille des sondes.

Du point de vue de la mesure, des progrès doivent encore être réalisés pour limiter l'influence de la taille des sondes près des parois. Ceci n'est plus possible en diminuant leurs dimensions. Il faut donc envisager d'augmenter la hauteur du canal. Cette modification nécessiterait également d'en augmenter la longueur et si possible la largeur. Ceci est difficilement envisageable avec l'installation existante.

L'allongement du canal permettrait néanmoins de vérifier les résultats trouvés pour la corrélation normale w' qui semble non établie à la dernière station (9) à $Re = 5000$. Pour ce qui concerne la corrélation croisée $u'v'$, le décalage observé à $Re = 5\,000$ sur l'amplitude des pics pariétaux par rapport à la DNS et aux résultats d'Antonia [24] [25] demande à être expliqué. Des mesures complémentaires dans l'installation existante devraient permettre d'élucider ce problème.

Une autre approche consisterait à utiliser une méthode non intrusive comme la LDV (Laser Doppler Velocimetry). Malheureusement, l'installation existante ne permet pas l'utilisation d'une telle méthode. De plus, l'étude bibliographique a montré que les résultats de Wei & Willmarth [23] obtenus par cette méthode, se compare de façon plutôt défavorable avec ceux des autres auteurs.

Du point de vue de la connaissance et de la modélisation des écoulements turbulents, l'ensemble des résultats acquis complétés par ceux de Corenflos et Deldique devrait aider à bâtir des modèles

plus réalistes. Il serait notamment très intéressant, au vue de ces résultats de réaliser une simulation directe à $Re = 20\ 000$, ce qui est à la portée des machines actuelles. On se dégagerait ainsi complètement de l'influence du nombre de Reynolds, ce qui n'est pas le cas avec les simulations existantes. On peut par ailleurs dégager un certain nombre d'autres perspectives à ce travail.

La mesure plus précise des termes des équations de bilan serait nécessaire près des parois afin d'une part de pouvoir valider complètement les DNS dans cette zone et d'autre part de fournir des informations indispensables à la modélisation. Pour ce faire, l'extension des dimensions de l'installation existante paraît peu envisageable. Il serait plus réaliste d'utiliser la similitude de l'écoulement de paroi en canal avec celui d'une couche limite. On peut alors envisager d'épaissir suffisamment la couche limite pour obtenir des résultats fiables près de la paroi. Un certain nombre de travaux expérimentaux ont déjà été faits dans ce sens.

Dans le but de consolider les résultats obtenus pour $Re > 20\ 000$ pour les différentes corrélations et la loi logarithmique, une expérimentation à un nombre de Reynolds de l'ordre de $50\ 000$ serait la bienvenue. Ces résultats permettraient en effet de valider des profils universels obtenus pour chaque corrélation au delà de ce nombre de Reynolds. Cette expérience n'a pas pu être effectuée dans la présente installation car le ventilateur ne permettait pas l'obtention d'un débit suffisant.

Pour finir, afin de compléter la base de données existante, l'étude d'un écoulement de Couette pur pourrait être réalisée. On pourrait ainsi étudier de manière plus complète l'influence du rapport U_q/V_b sur l'ensemble des corrélations turbulentes.

Bibliographie

- [1] J.C. Monnier, "Hydodynamique 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] 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.
- [4] M.M.M. ElTelbany, A.J. Reynolds, "Generalized turbulent channel flow", Thesis Submitted for the Degree of Doctor of Philosophy in the Mechanical Engineering Department, Brunel University, October 1980.
- [5] M.M.M. ElTelbany, A.J. Reynolds, "Velocity Distributions in Plane Turbulent Channel Flows", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 100, 1980, pp. 1-29.
- [6] M.M.M. ElTelbany, A.J. Reynolds, "Turbulence in Plane Channel Flows", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 111, 1981, pp. 283-318.
- [7] A. Deldique, "Etude de l'influence du nombre de Reynolds sur des écoulements turbulents de Couette-Poiseuille à l'aide d'une approche expérimentale et d'une modélisation aux contraintes de Reynolds", Thèse de doctorat, n°1618, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Villeneuve d'Ascq, Novembre 1995.
- [8] M. Lesieur, "La Turbulence", *Presses Universitaires de Grenoble*, Grenoble, 1994.
- [9] R. Schiestel, "Modélisation des écoulements turbulents", *Traité des nouvelles technologies*, Hermès, 1993.
- [10] J. Cousteix, "Turbulence et couche limite", *Cepadues Editions*.
- [11] J.O. Hinze, "Turbulence, an introduction to its Mechanism and Theory", *New-York, Mc. Graw Hill*, 1959. *Nouvelle édition*, 1975.
- [12] A.E. Perry, "Hot-Wire Anemometry", *Oxford Science Publications*, Clarendon press Oxford, 1982.
- [13] 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.

- [14] F.E. Jorgensen, "Directional sensitivity of wire and fiber film probes ", *Disa Information* n°11, 1971, pp. 31-37.
- [15] 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.
- [16] G. Comte-Bellot, "Cours de turbulence de l'Ecole Centrale de Lyon" Ecole Centrale de Lyon, Ecully.
- [17] 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, pp. 407-417.
- [18] J.A.B. Willis, "The Correction of Hot-Wire readings for Proximity to a solid boundary", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 12, 1982.
- [19] H.L. Dryden, A.M. Kuethe, "The Measurements of Fluctuations of air speed by the Hot-Wire Anemometers", *NACA*, 1929, rep.320.
- [20] J.C. Bhatia, F. Durst, J. Jovanovic, "Corrections if Hot-Wire Anemometer Measurements Near Walls", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 122, 1982, pp. 411-431
- [21] H.P. Kreplin, H. Eckelmann, "Behavior of the Three Fluctuating Velocity Components in the Wall Region of a Turbulent Channel Flow", *Physics of Fluids*, vol. 22, 1979, n°7, pp. 1233-1239.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] R.A. Antonia, J. Kim, "Low-Reynolds-Number Effects on near wall turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 276, 1994, pp. 61-80.
- [25] R.A. Antonia, M. Teitel, J. Kim, L. Browne, "Low-Reynolds-Number Effects in a Fully developed Turbulent Channel Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 236, 1992, pp. 579-605.
- [26] G. Comte-Bellot, "Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles", *Publications Scientifiques du Ministère de l'Air*, 1965, n°419.
- [27] J. Laufer, "Some Recent Measurements in a two-Dimensional Turbulent Channel", *Journal of Aeronautical Science*, vol. 17, 1950, n°5, pp. 277-287.
- [28] J. Laufer, "Investigation of Turbulent Flow in a two-Dimensional Channel", *NACA Report*, 1951, n°1053.

- [29] J.A. Clark, "A Study of Incompressible Turbulent Boundary Layers in Channel Flow", *Journal of Basic Engineering*, ASME, vol. 90, 1968, pp. 455-468.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] P. Moin, J. Kim, "Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 118, 1982, pp. 341-377.
- [33] 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.
- [34] A. Kuroda, N. Kasagi, M. Hirata, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Plane Couette-poiseuille Flows: Effects 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.
- [35] K. Horuiti, N. Kasagi, Y. Miyake, T. Miyauchi, Y. Nagano, "Establishment of the Direct Numerical Simulation Data Bases of Turbulent Transport Phenomena", *Co-operative Research n°02302043*, 1990- 1992.
- [36] G. Comte-Bellot, S. Corrsin, "The Use of a Contraction to Improve the Isotropy of Grid-generated Turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 25, 1966, pp. 657-682.
- [37] G. Comte-Bellot, S. Corrsin, "Simple Eulerian time correlation of full and narrow-band velocity signals in grid-generated, isotropic turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 48, 1971, pp. 273-337.
- [38] 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.
- [39] M.M.M. ElTelbany, A.J. Reynolds, "The Structure of Turbulent Plane Couette Flow", *Journal of Fluids Engineering ASME*, vol. 104, pp. 367-372.
- [40] G. Comte-Bellot, "Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement, spectres et corrélations en turbulence de conduite", *Journal de Mécanique*, vol. 2, n°2, juin 1963.
- [41] H. Tennekes, J.L. Lumley, "A first course in turbulence", *MIT press cambridge*, Massachussetts, 1976.
- [42] L.J. Huey, J.W. Williamson, "Plane Turbulent Couette Flow with zero net Flow", *Journal of Applied Mechanics ASME*, décembre 1974, pp. 885-890.
- [43] 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.

[44] A. Tailland, J. Mathieu, “Jet Pariétal”, *Journal de mécanique*, vol.6, 1967.

[45] M.C. Béguier, “Mesure des tensions de Reynolds dans un Ecoulement Dissymétrique en Régime Turbulent Imcompressible”, *Journal de mécanique*, vol.6, 1967.

[46] D.C. Collis, M.J. Williams, “Two-dimensional Convection from Heating Wires at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 6, 1959, pp. 357- 389.

[47] L. Löfdhal, “Hot wire technique for the determination of the Reynolds stress tensor in the three dimensional flow”, *Dantec Information* n°3, septembre 1986.

[48] J.M. Wallace, H. Eckelmann, R. S. Brodkey, “The wall region in Turbulent shear flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 54, 1972, pp. 39- 48.

[49] V. Johansson, P.Henrik Alfredsson, “On the structure of Turbulent channel flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 122, 1982, pp. 295- 314.

ANNEXES

Annexe 1

Communication privée du professeur Dymont

Annexe 1 : Communication privée du professeur A. Dymont

Poiseuille et Couette turbulents (25/11/95)

$$(1) \quad \overline{u_x} = 0 \quad \text{corrélations turbulentes indépendantes de } x$$

$$(2) \quad \frac{1}{\rho} \overline{p_x} = \nu \overline{U_{yy}} - (\overline{u'v'})_y \quad \text{--->} \quad \overline{p_{xx}} = 0$$

$$(3) \quad \frac{1}{\rho} \overline{p_y} = - (\overline{v'^2})_y \quad \text{--->} \quad \overline{p_{xy}} = 0$$

(2) donne $\overline{p} = a(y) x + a'(y)$ et (3) montre que $a_y = 0 \rightarrow \overline{p} = ax + a'(y)$ où a est une constante.

Reprenons (2) : $\frac{a}{\rho} \overline{p_x} = \nu \overline{U_{yy}} - (\overline{u'v'})_y$

Intégrons $\frac{ay + b}{\rho} = \nu \overline{U_y} - \overline{u'v'}$ où b est une constante.

En $y=0$, paroi pouvant être mobile: $b = \mu \overline{U_y} = \tau_0$ contrainte pariétale,

En $y=h$, paroi fixe, on a : $ah + b = \mu \overline{U_y} = \tau_1$ contrainte pariétale.

On substitue:

$$(4) \quad \mu \overline{U_y} - \rho \overline{u'v'} = \tau_0 + (\tau_1 - \tau_0) \frac{y}{h}$$

Intégrons, en tenant compte de $\overline{U} = V$ en $y=0$, depuis 0 à y:

$$\mu \overline{U} - \rho \int_0^y \overline{u'v'} d\alpha = \tau_0 y + \frac{\tau_1 - \tau_0}{2h} y^2 + \mu V \quad \text{où } \alpha \text{ est une variable muette}$$

d'intégration.

$$(5) \quad \overline{U} = V + \underbrace{\frac{\tau_0}{\mu} y + \frac{\tau_1 - \tau_0}{2\mu h} y^2}_{\text{partie laminaire}} + \underbrace{\frac{1}{\nu} \int_0^y \overline{u'v'} d\alpha}_{\text{partie turbulente}}$$

La condition $\overline{U} = 0$ sur la paroi fixe $y=h$ donne:

$$(6) \quad (\tau_0 + \tau_1) \frac{h}{2\rho} = -vV - \int_0^h \overline{u'v'} d\alpha$$

Remarque: on a toujours $\tau_1 < 0$ tandis que τ_0 peut être inférieure ou supérieure à zéro.
Revenons à la pression, intégrons (2) par rapport à x :

$$\frac{p(x,y) - p(0,y)}{\rho} = [v\overline{U_{yy}} - (\overline{u'v'})_y] x$$

Sur la longueur L , posons $\Delta p = p(0,y) - p(L,y) \geq 0$ car Δp représente la perte de charge, puisque l'écoulement est établi.

$$\text{On a : } \frac{\Delta p}{\rho L} = v\overline{U_{yy}} - (\overline{u'v'})_y$$

$$\text{or, } v\overline{U_{yy}} = \frac{\tau_1 - \tau_0}{\rho h} + (\overline{u'v'})_y \text{ d'où } v\overline{U_{yy}} - (\overline{u'v'})_y = \frac{\tau_1 - \tau_0}{\rho h}$$

$$\text{On a donc: } \frac{\Delta p}{L} = \frac{\tau_0 - \tau_1}{h} \quad (7) \quad \text{puisque } \Delta p \geq 0, \text{ on a nécessairement } \tau_0 \geq \tau_1.$$

Evaluons maintenant le débit, la vitesse de débit U_q est définie par : $h U_q = \int_0^h \overline{U} dy$

$$\text{On calcule l'intégrale, d'où: } U_q = V + (2\tau_0 + \tau_1) \frac{h}{6\mu} + \frac{1}{v h} \int_0^h \left[\int_0^y \overline{u'v'} d\alpha \right] dy \quad (8)$$

En résumé, la connaissance du profil de $\overline{u'v'}$ permet de déterminer les contraintes tangentielles τ_0 et τ_1 à l'aide de (6) et (8).

$$(\tau_0 + \tau_1) \frac{h}{2\rho} = -vV - \int_0^h \overline{u'v'} dy$$

$$(2\tau_0 + \tau_1) \frac{h}{6\mu} = v(U_q - V) - \frac{1}{h} \int_0^h \left[\int_0^y \overline{u'v'} d\alpha \right] dy$$

$$\text{La relation (7) peut servir de vérification: } \frac{\Delta p}{L} = \frac{\tau_0 - \tau_1}{h}$$

En effet, on peut prendre indifféremment: $\Delta p = p(0,0) - p(L,0) = p(0,h) - p(L,h)$ qui sont faciles à mesurer.

La précision est médiocre car Δp est petit.

On vient de voir comment la mesure de $\overline{u'v'}$ permet d'atteindre les contraintes pariétales, à l'aide d'intégration, ce qui est relativement précis.

La mesure de $\overline{v'^2}$ permet d'atteindre $\overline{p}(x,y)$, en effet, d'après (3) on a:

$$\overline{p}(x,y) + \rho \overline{v'^2} = \overline{p}(x,0) \text{ car à la paroi } \overline{v'^2} = 0.$$

$$\text{De là on obtient: } \overline{p}(x,y) = \overline{p}(x,0) - \rho \overline{v'^2}.$$

Annexe 2

Calcul de l'erreur statistique

Annexe 2 : calcul de l'erreur de traitement statistique

On mesure une grandeur u pendant un temps T et on cherche à connaître l'erreur de traitement statistique ε_n sur la mesure du moment d'ordre n soit $\overline{u^n}$.

Pour cela on envisage un signal u dont la moyenne est \overline{U} . Soit \hat{u}_T la moyenne obtenue après un temps T . On a:

$$\hat{u}_T = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt \quad (1)$$

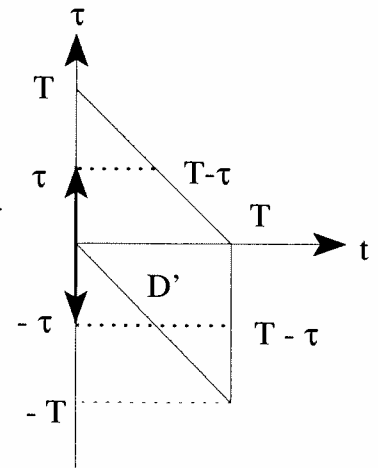
Cette équation peut encore s'écrire:

$$\hat{u}_T = \overline{U} + \frac{1}{T} \int_0^T u'(t) dt \quad (2)$$

$$\text{si } u = \overline{U} + u'$$

On cherche à mesurer l'écart entre \hat{u}_T et \overline{U} . Pour cela, on considère la variance sur un domaine D : $[0, T]^2$

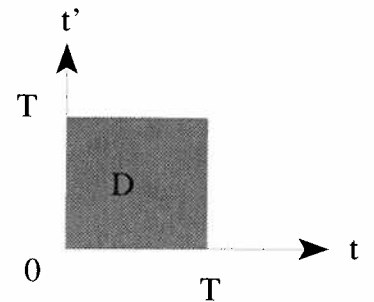
$$\sigma^2(T) = \overline{(\hat{u}_T - \overline{U})^2} = \frac{1}{T^2} \int_D \int \overline{u'(t) u'(t')} dt dt' \quad (3)$$



Pour faire apparaître le coefficient de corrélation entre $u(t)$ et $u(t')$, le changement de variable suivant est nécessaire.

$$\text{On pose: } \begin{cases} t = t \\ t' = t + \tau \end{cases}$$

$$\text{On obtient ainsi: } \sigma^2(T) = \frac{\overline{u^2}}{T^2} \int_{D'} \int R(t, \tau) dt d\tau \quad (4)$$



où $R(t, \tau)$ représente le coefficient d'autocorrélation temporelle de u , c'est à dire:

$$R(t, \tau) = \frac{\overline{u'(t) u'(t + \tau)}}{\overline{u'^2}} \quad (5)$$

En intégrant par rapport à t, on obtient:

$$\sigma^2(T) = \frac{\overline{u^2}}{T^2} \left(\int_0^T (T - \tau) R(\tau) d\tau + \int_{-T}^0 (T - |\tau|) R(\tau) d\tau \right) \quad (6)$$

Or $R(\tau)$ est paire, on peut donc changer τ en $-\tau$. Ainsi,

$$\sigma^2(T) = \frac{2\overline{u^2}}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T} \right) R(\tau) d\tau \quad (7)$$

On veut $\sigma^2(T) \rightarrow 0$ quand $t \rightarrow +\infty$, donc il faut donner deux conditions:

$$\begin{aligned} -1^\circ/ & \int_0^\infty R(\tau) d\tau \text{ est convergente,} \\ -2^\circ/ & \int_0^\infty \tau R(\tau) d\tau \text{ est convergente.} \end{aligned}$$

La condition 1 signifie que le temps intégral θ est petit: le phénomène étudié peut se renouveler un grand nombre de fois pendant le temps T de la mesure.

La condition 2 sera réalisée pour τ grand si $R(\tau) = e^{-\frac{\tau}{\theta}}$

Si ces deux conditions sont réunies, l'opérateur \hat{u}_T converge vers \overline{U} , le phénomène est dit ergodique.

Pour obtenir l'erreur commise sur la moyenne, on procède de la manière suivante:

$$\text{Si } \varepsilon_1 = \frac{\sigma}{\overline{U}} \quad \text{et} \quad \sigma^2 = \overline{(\hat{u}_T - \hat{u})^2} \quad (8)$$

$$\text{On a vu que :} \quad \sigma^2 = \frac{2\overline{u^2}}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T} \right) R(\tau) d\tau \quad (9)$$

$$\text{donc } \sigma^2 \approx \frac{2 \overline{u^2}}{T} \theta, \text{ avec } \theta \text{ temps intégral et } R(\tau) = e^{-\frac{\tau}{\theta}} \quad (10)$$

$$\text{Soit } \epsilon = \frac{\sigma}{U} \quad \epsilon^2 = \frac{\sigma^2}{U^2} = \frac{2 \overline{u^2}}{T U^2} \theta \quad (11)$$

Une acquisition effectuée pendant un temps T, pour une corrélation d'ordre 1 (valeur moyenne de la grandeur), nous conduit à une erreur de l'ordre de:

$$\epsilon_1^2 = \frac{2 \overline{u^2}}{\overline{U^2}} \cdot \frac{\theta}{T} \quad (12)$$

Pour les corrélations d'ordre supérieur, une extension de la formule précédente donne:

$$\epsilon_n^2 = \frac{2(\overline{u^n} - \overline{u}^n)^2}{\overline{u^{n^2}}} \frac{1}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) (R(\tau))^n d\tau \quad (13)$$

Dans le cas des corrélations d'ordre supérieur, on suppose que la densité de probabilité de u suit approximativement une loi de Gauss. il vient:

$$\frac{(\overline{u^2} - \overline{u}^2)^2}{\overline{u^{2^2}}} \approx 2 \quad \text{et} \quad \frac{(\overline{u^4} - \overline{u}^4)^2}{\overline{u^{4^2}}} \approx \frac{32}{3} \quad (14)$$

La formule (13) ne peut pas s'étendre au cas des corrélations triples. En effet, dans le cas d'une densité de probabilité gaussienne, u^3 est nulle. Ainsi l'erreur ϵ_3 calculée de cette manière serait aberrante. Cependant, l'erreur commise sur les corrélations triples est nécessairement inférieure à celle commise sur les corrélations quadruples. En effet, ce sont les grandes amplitudes qui contribuent le plus aux moments d'ordre élevé et leur densité de probabilité étant petite, elles n'apparaissent que rarement. L'erreur commise pour le même temps d'acquisition, augmente avec l'ordre du moment auquel on s'intéresse. Dans le cas des corrélations doubles, on a donc:

$$\epsilon_2^2 = 2 \frac{\theta}{T} \quad \text{et pour les corrélations quadruples:} \quad \epsilon_4^2 = \frac{16}{3} \frac{\theta}{T} \quad (15)$$

FIGURES

Liste des figures

1^{ère} Partie :

- figure 1.1: Ecoulements de Couette-Poiseuille
- figure 1.2: Profils de v'/u_{τ} à $Re = 5\,000$

2^{ème} Partie :

- figure 2.1: Schéma de l'installation
- figure 2.2: Référentiel et stations de sondage
- figure 2.3: Vue de côté des sondes à fils croisés
- figure 2.4: Vue de dessus des sondes à fils croisés
- figure 2.5: Etalonnage de la sonde fil simple à différentes températures
- figure 2.6: Valeurs de l'angle ϕ à $Re = 5\,000$ près de la paroi

3^{ème} Partie :

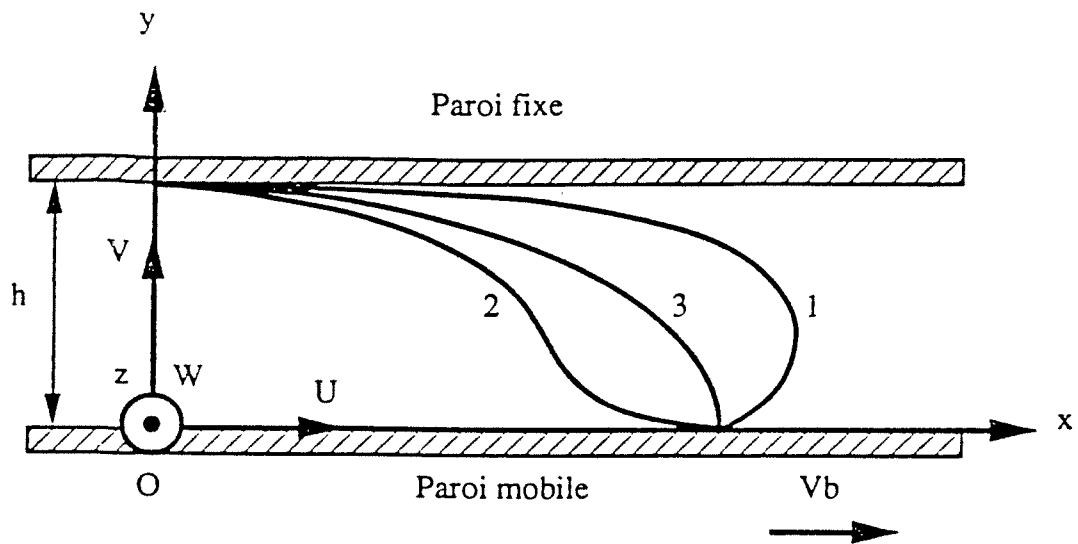
- figure 3.1: Profils des composantes de la vitesse moyenne obtenus avec différentes sondes à $Re=5000$
- figure 3.2: Profils de u'/u_{τ} obtenus avec différentes sondes à $Re=5000$
- figure 3.3: Profils de v'/u_{τ} obtenus avec différentes sondes à $Re=5000$
- figure 3.4: Comparaison de la corrélation normale w'/u_{τ} avec Deldique à $Re=10\,000$
- figure 3.5: Comparaison de w'/u_{τ} obtenu avec les sondes Dantec et Auspex à $Re = 5\,000$
- figure 3.6: Mesure de la corrélation w'/u_{τ} avec les deux grilles de turbulence
- figure 3.7: Comparaison des corrélations croisées avec Corenflos à $Re = 5\,000$
- figure 3.8: Influence du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse moyenne
- figure 3.9: Profils des trois corrélations normales à $Re = 5\,000$
- figure 3.10: Profils des trois corrélations normales à $Re = 10\,000$
- figure 3.11: Influence du nombre de Reynolds sur u'/u_{τ}
- figure 3.12: Influence du nombre de Reynolds sur v'/u_{τ}
- figure 3.13: Influence du nombre de Reynolds sur w'/u_{τ}
- figure 3.14: Influence du nombre de Reynolds sur k/u_{τ}^2
- figure 3.15: Profils des spectres unidimensionnels à $Re = 5\,000$
- figure 3.16: Profils des spectres unidimensionnels à $Re = 10\,000$
- figure 3.17: Profils des spectres unidimensionnels à $Re = 20\,000$
- figure 3.18: Profils des spectres unidimensionnels à $Re = 30\,000$
- figure 3.19a: Influence du nombre de Reynolds sur le spectre de u'
- figure 3.19b: Spectres de u' à différents Reynolds adimensionnés par les échelles de Kolmogorov
- figure 3.19c: Test d'isotropie à $Re = 30\,000$ sur le spectre de u'
- figure 3.20: Influence du nombre de Reynolds sur $u'v'$

- figure 3.21: Influence du nombre de Reynolds sur $u'v'/u\tau^2$
- figure 3.22: $Retau = f(Remax)$
- figure 3.23: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re = 5\,000$
- figure 3.24: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re = 5\,000$
- figure 3.25: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re = 10\,000$
- figure 3.26: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re = 20\,000$
- figure 3.27: Influence du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse moyenne au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.28: Influence du nombre de Reynolds sur la loi logarithmique
- figure 3.29: Influence du nombre de Reynolds sur la loi logarithmique au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.30: Profils de $u'/u\tau$ à $Re = 5\,000$
- figure 3.31: Profils de $u'/u\tau$ à $Re = 10\,000$
- figure 3.32: Profils de $u'/u\tau$ à $Re = 20\,000$
- figure 3.33: Profils de $u'/u\tau$ à $Re = 30\,000$
- figure 3.34: Influence du nombre de Reynolds sur $u'/u\tau$ au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.35: Profils de $v'/u\tau$ à $Re = 5\,000$
- figure 3.36: Profils de $v'/u\tau$ à $Re = 10\,000$
- figure 3.37: Profils de $v'/u\tau$ à $Re = 20\,000$
- figure 3.38: Profils de $v'/u\tau$ à $Re = 30\,000$
- figure 3.39: Influence du nombre de Reynolds sur $v'/u\tau$ au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.40: Influence du nombre de Reynolds sur $w'/u\tau$ au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.41: Profils de l'énergie turbulente $k/u\tau^2$ à $Re = 5\,000$
- figure 3.42a: Profils de l'énergie turbulente $k/u\tau^2$ à $Re = 10\,000$
- figure 3.42b: Influence du nombre de Reynolds sur $k/u\tau^2$ au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.43: Profils de $u'v'/u\tau^2$ à $Re = 5\,000$
- figure 3.44: Profils de $u'v'/u\tau^2$ à $Re = 10\,000$
- figure 3.45: Influence du nombre de Reynolds sur $u'v'/u\tau^2$ au delà de $Re = 20\,000$
- figure 3.46: Comparaison avec la DNS de Horiuti ($Re = 6490$) : U/U_{max}
- figure 3.47: Comparaison avec la DNS de Horiuti ($Re = 6490$) : $u'/u\tau$
- figure 3.48: Comparaison avec la DNS de Kim ($Re = 10\,000$) : $u'/u\tau$
- figure 3.49: Comparaison avec la DNS de Horiuti ($Re = 6490$) : $v'/u\tau$
- figure 3.50: Comparaison avec la DNS de Kim ($Re = 10\,000$) : $v'/u\tau$
- figure 3.51: Comparaison avec la DNS de Horiuti ($Re = 6490$) : $w'/u\tau$
- figure 3.52: Comparaison avec la DNS de Kim ($Re = 10\,000$) : $w'/u\tau$
- figure 3.53: Comparaison avec la DNS de Horiuti ($Re = 6490$) : $u'v'/u\tau^2$
- figure 3.54: Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$
- figure 3.55: Profils des corrélations triples normales à $Re = 10\,000$
- figure 3.56: Profils des corrélations triples normales à $Re = 20\,000$
- figure 3.57: Profils des corrélations triples normales à $Re = 30\,000$
- figure 3.58: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$
- figure 3.59: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 10\,000$
- figure 3.60: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 20\,000$
- figure 3.61: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 30\,000$
- figure 3.62: Influence du nombre de Reynolds sur $s(u)$
- figure 3.63: Influence du nombre de Reynolds sur $s(u)$ en DNS
- figure 3.64: Comparaison avec la DNS de Kuroda et Horiuti : $s(u)$
- figure 3.65: Comparaison avec Comte-Bellot et Alfredsson : $s(u)$

- figure 3.66: Influence du nombre de Reynolds sur $s(v)$
- figure 3.67: Comparaison avec les DNS de Kuroda et Horiuti : $s(v)$
- figure 3.68: Comparaison avec la DNS de Kim : $s(u)$, $s(v)$
- figure 3.69: Influence du nombre de Reynolds sur $f(u)$
- figure 3.70: Comparaison avec la DNS de Kuroda et Horiuti : $f(u)$
- figure 3.71: Comparaison avec Comte-Bellot et Alfredsson : $f(u)$
- figure 3.72: Influence du nombre de Reynolds sur $f(v)$
- figure 3.73: Comparaison avec les DNS de Kuroda et Horiuti : $f(v)$
- figure 3.74: Bilan de u' d'après la DNS de Horiuti
- figure 3.75: Bilan de v' d'après la DNS de Horiuti
- figure 3.76: Influence du nombre de Reynolds sur le terme de production de u'
- figure 3.77: Comparaison avec la DNS : terme de production de u'
- figure 3.78: Influence du nombre de Reynolds sur le terme de diffusion turbulente de u'
- figure 3.79: Comparaison avec la DNS : terme de diffusion turbulente
- figure 3.80: Spectre de dissipation de u' à $Re = 5\,000$
- figure 3.81: Influence du nombre de Reynolds sur le terme de dissipation de u'
- figure 3.82: Comparaison avec la DNS : terme de dissipation de u'

4^{ème} Partie :

- figure 4.1: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Poiseuille ($Re = 5\,000$) : U/U_q
- figure 4.2: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Intermédiaire ($Re = 5\,000$) : U/U_q
- figure 4.3: Profils des trois composantes de la vitesse moyenne à $Re = 5\,000$: type Couette
- figure 4.4: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Poiseuille ($Re = 5\,000$) : u'/u_{τ} , v'/u_{τ} , w'/u_{τ}
- figure 4.5: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Intermédiaire ($Re = 5\,000$) : u'/u_{τ} , v'/u_{τ} , w'/u_{τ}
- figure 4.6: Profils des corrélations normales à $Re = 5\,000$: type Couette
- figure 4.7: Comparaison entre les différents types d'écoulements : k/u_{τ}^2
- figure 4.8: Profils des corrélations croisées à $Re = 5\,000$: type Poiseuille
- figure 4.9: Profils des corrélations croisées à $Re = 5\,000$: type Intermédiaire
- figure 4.10: Profils des corrélations croisées à $Re = 5\,000$: type Couette
- figure 4.11: Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$: type Poiseuille
- figure 4.12: Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$: type Intermédiaire
- figure 4.13: Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$: type Couette
- figure 4.14: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$: type Poiseuille
- figure 4.15: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$: type Intermédiaire
- figure 4.16: Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$: type Couette
- figure 4.17: Comparaison avec la DNS de Kuroda ($Re = 5\,000$) : $s(u)$, $f(u)$ type Poiseuille
- figure 4.18: Comparaison avec la DNS de Kuroda ($Re = 5\,000$) : $s(u)$, $f(u)$ type Intermédiaire
- figure 4.19: Profils de $s(u)$ et $f(u)$ à $Re = 5\,000$: type Couette
- figure 4.20: Comparaison avec la DNS de Kuroda ($Re = 5\,000$) : $s(v)$, $f(v)$ type Poiseuille
- figure 4.21: Comparaison avec la DNS de Kuroda ($Re = 5\,000$) : $s(v)$, $f(v)$ type Intermédiaire
- figure 4.22: Profils de $s(v)$ et $f(v)$ à $Re = 5\,000$: type Couette



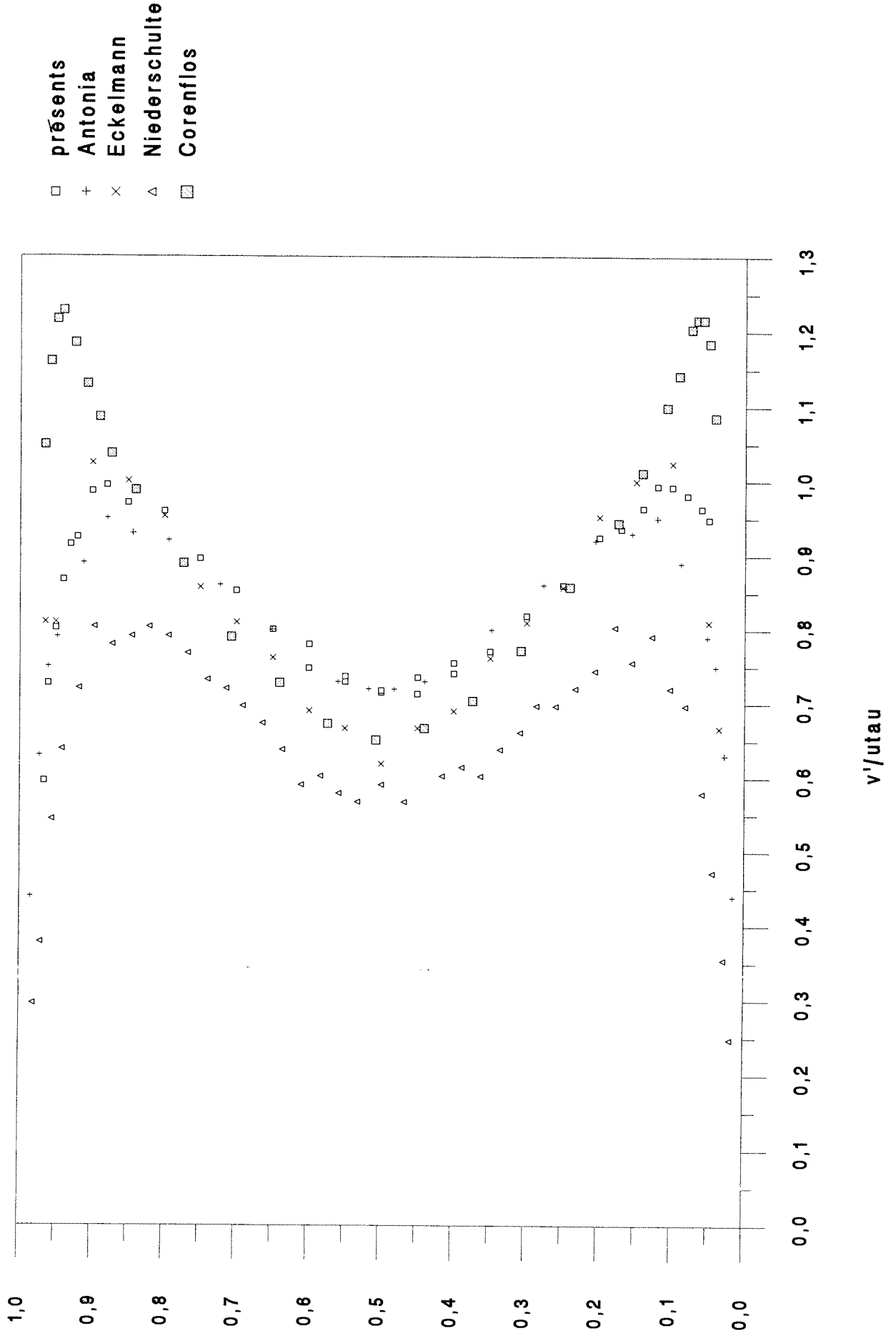
1: type Poiseuille

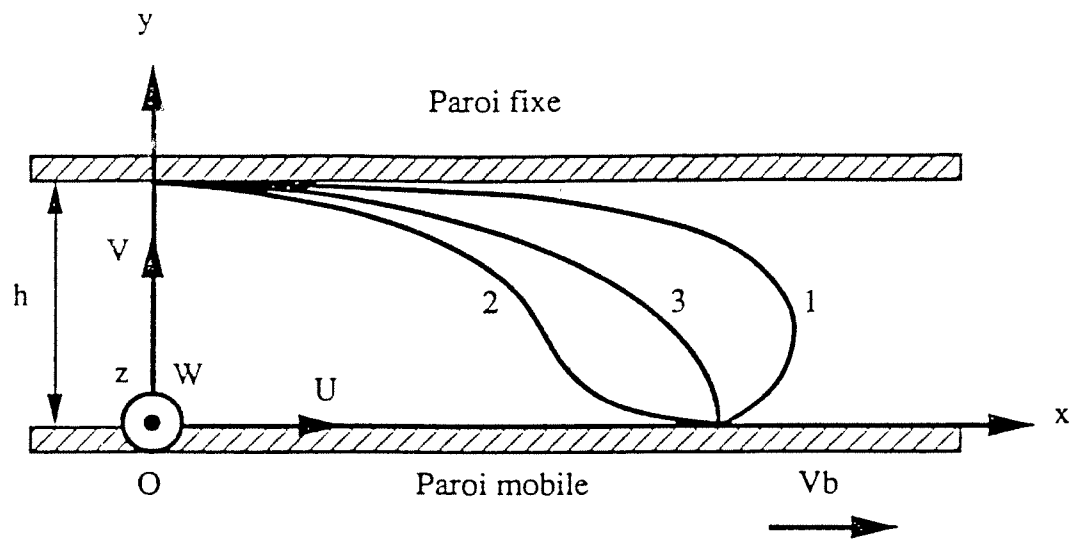
2 : type Couette

3 : type Intermédiaire

figure 1.1 : Ecoulements de Couette-Poiseuille

figure 1.2: Profils de $v'/u\tau$ à $Re=5000$





1: type Poiseuille

2 : type Couette

3 : type Intermédiaire

figure 1.1 : Ecoulements de Couette-Poiseuille

figure 2.1 : Schéma de l'installation

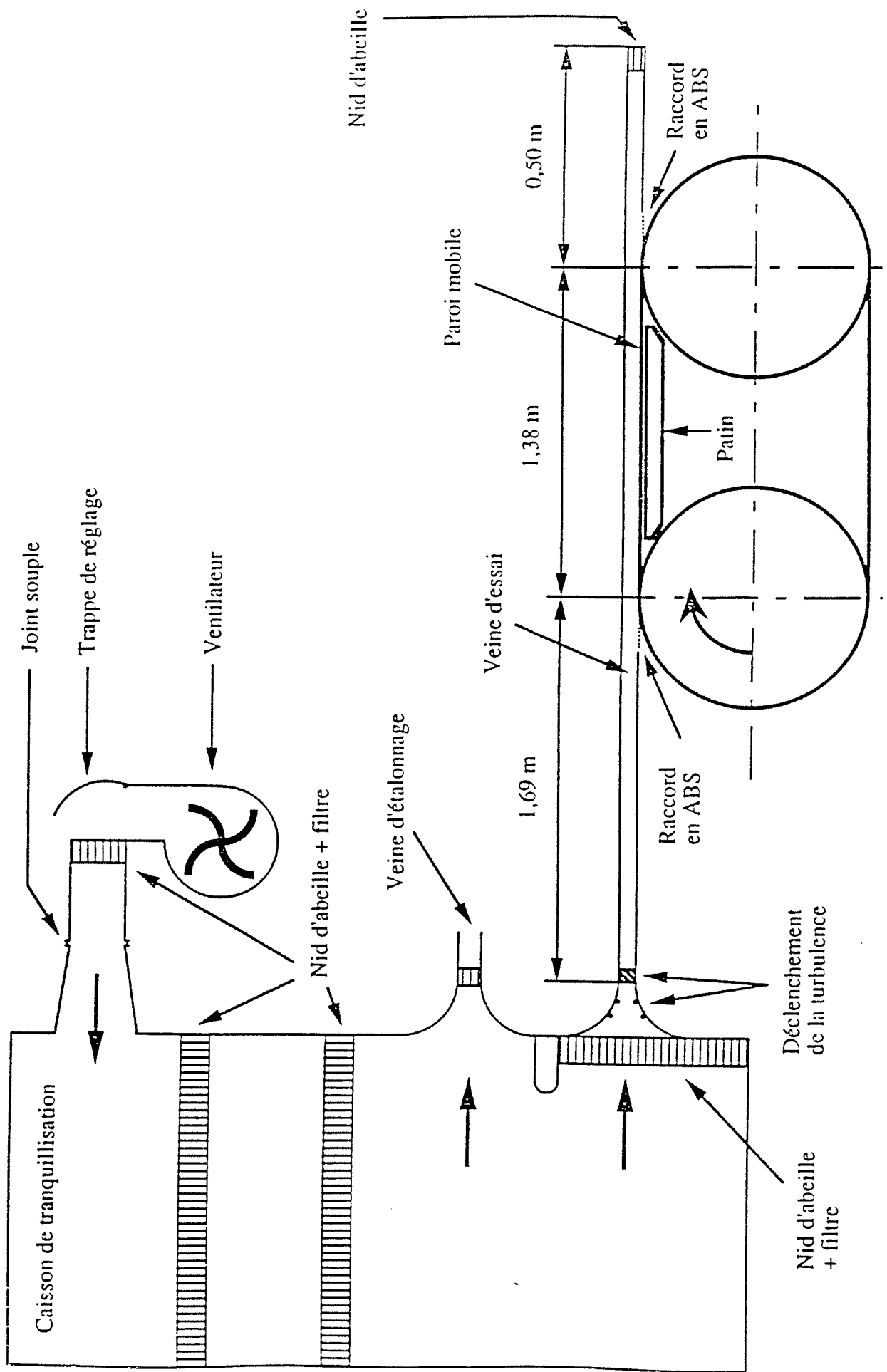


figure 2.2 : Référentiel et stations de sondage

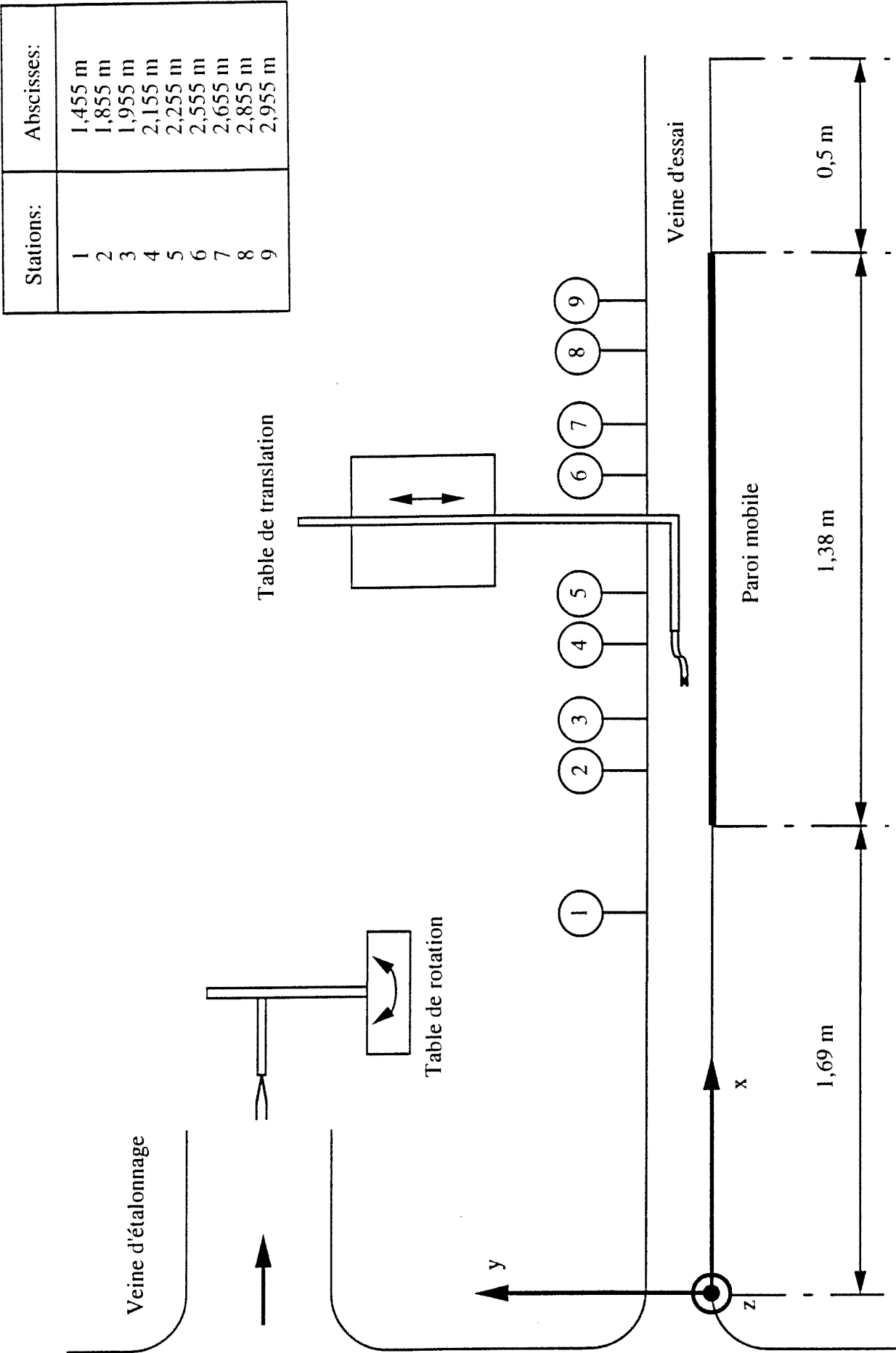
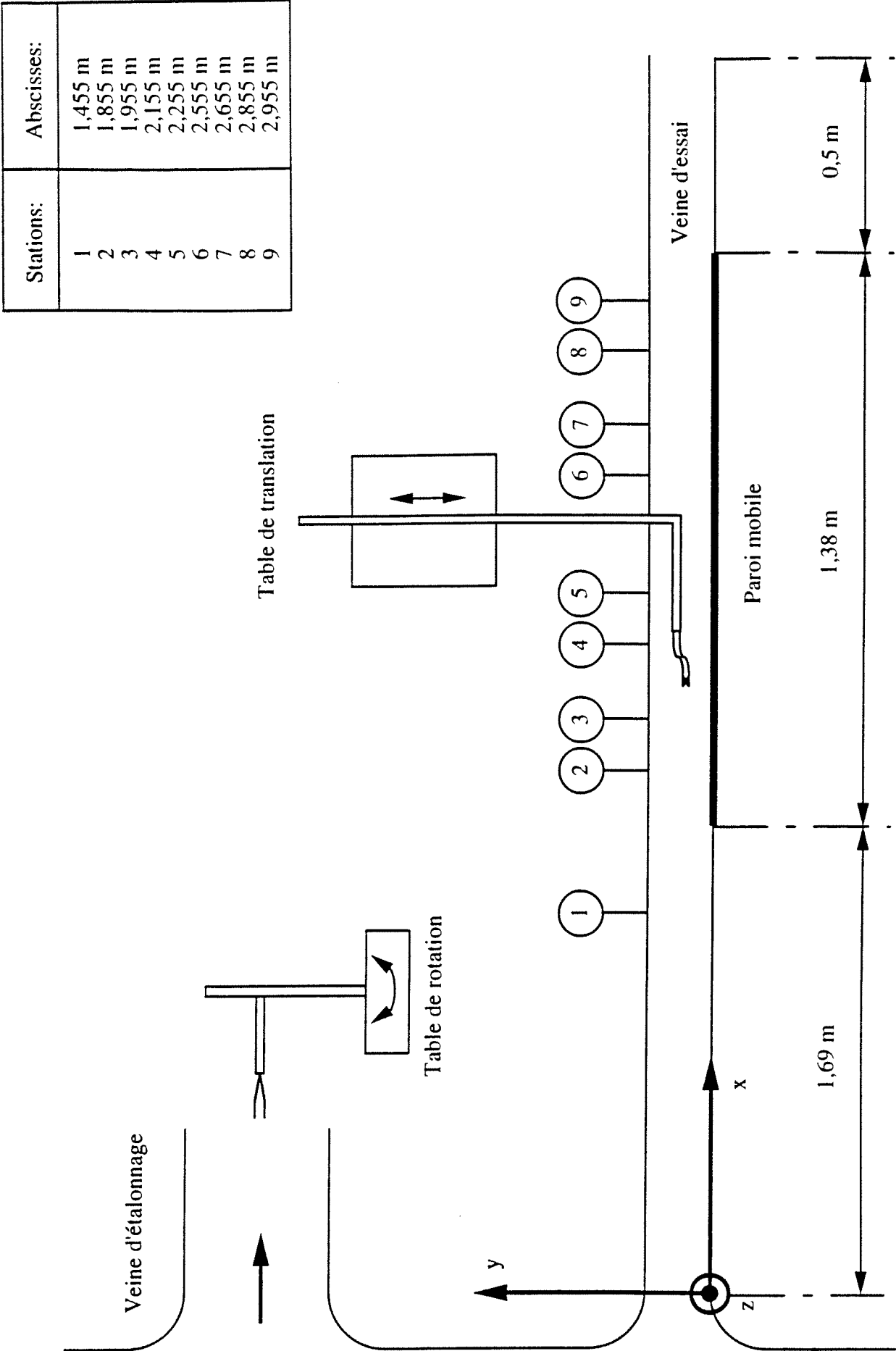
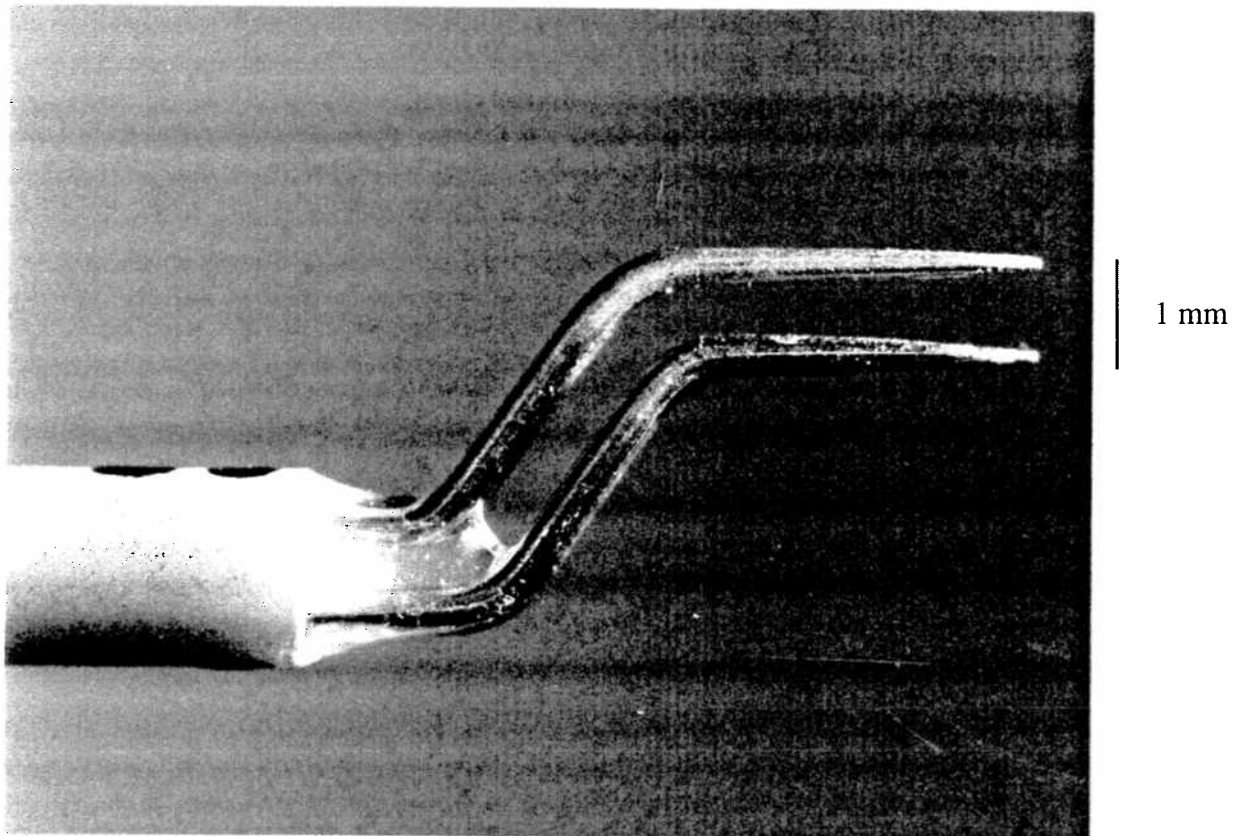
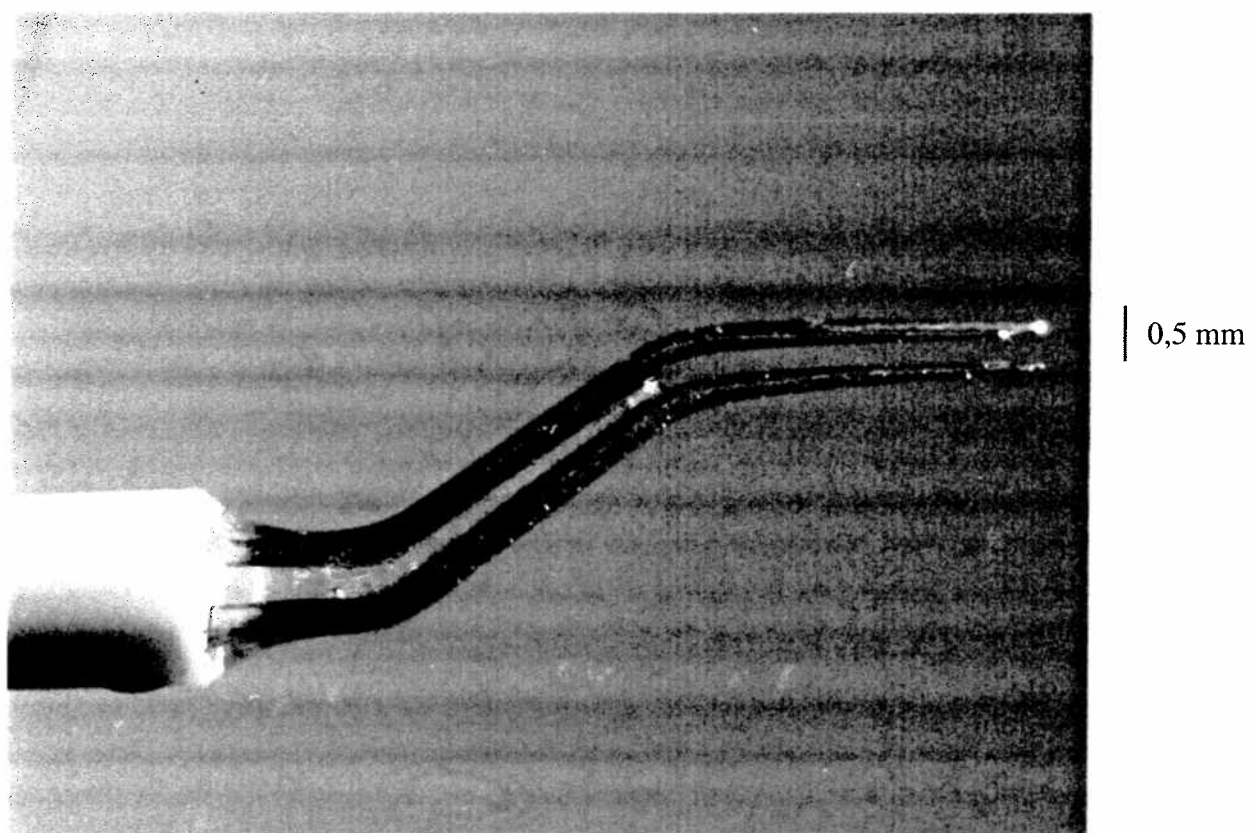


figure 2.2 : Référentiel et stations de sondage



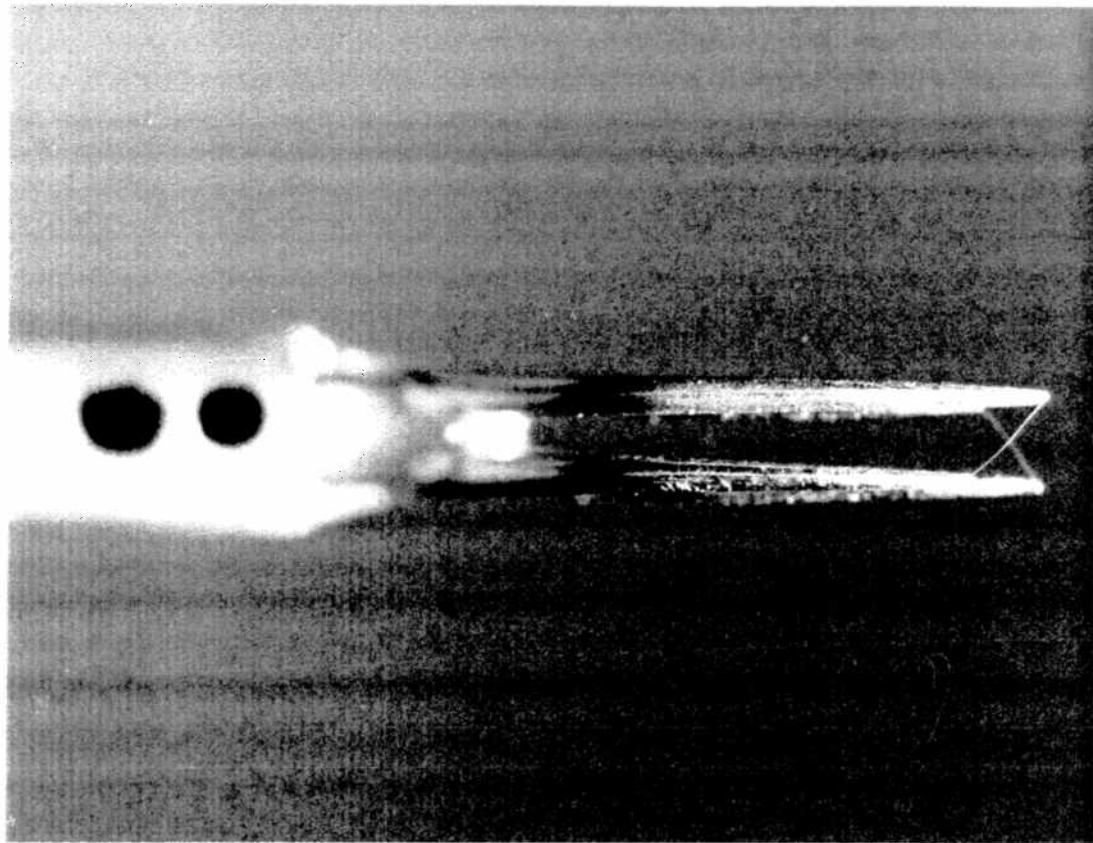


Sonde UW DANTEC

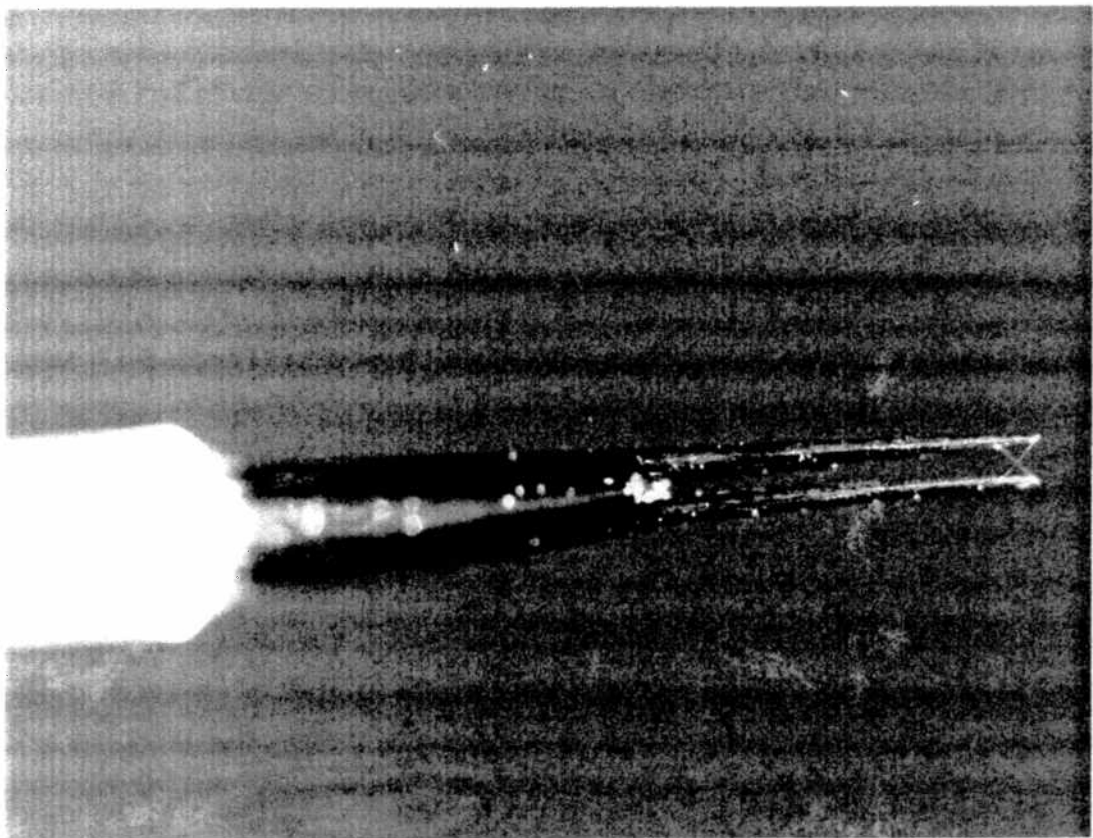


Sonde UW AUSPEX

figure 2.3 : Vue de côté des sondes à fils croisés



Sonde UW DANTEC



Sonde UW AUSPEX

figure 2.4 : Vue de dessus des sondes à fils croisés

figure 2.5 : Etalonnage de la sonde à fil simple à différentes températures

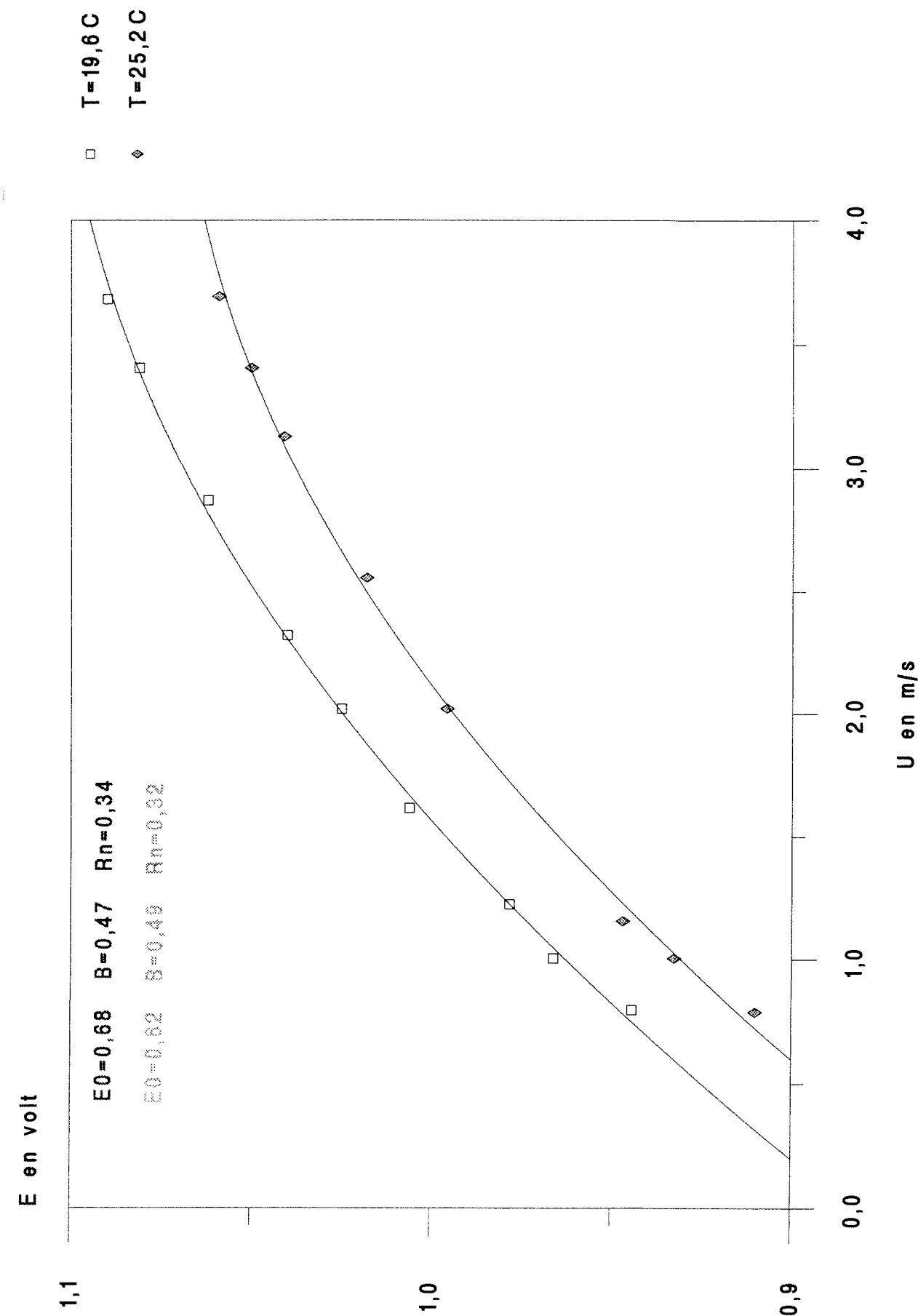


figure 2.5 : Etalonnage de la sonde à fil simple à différentes températures

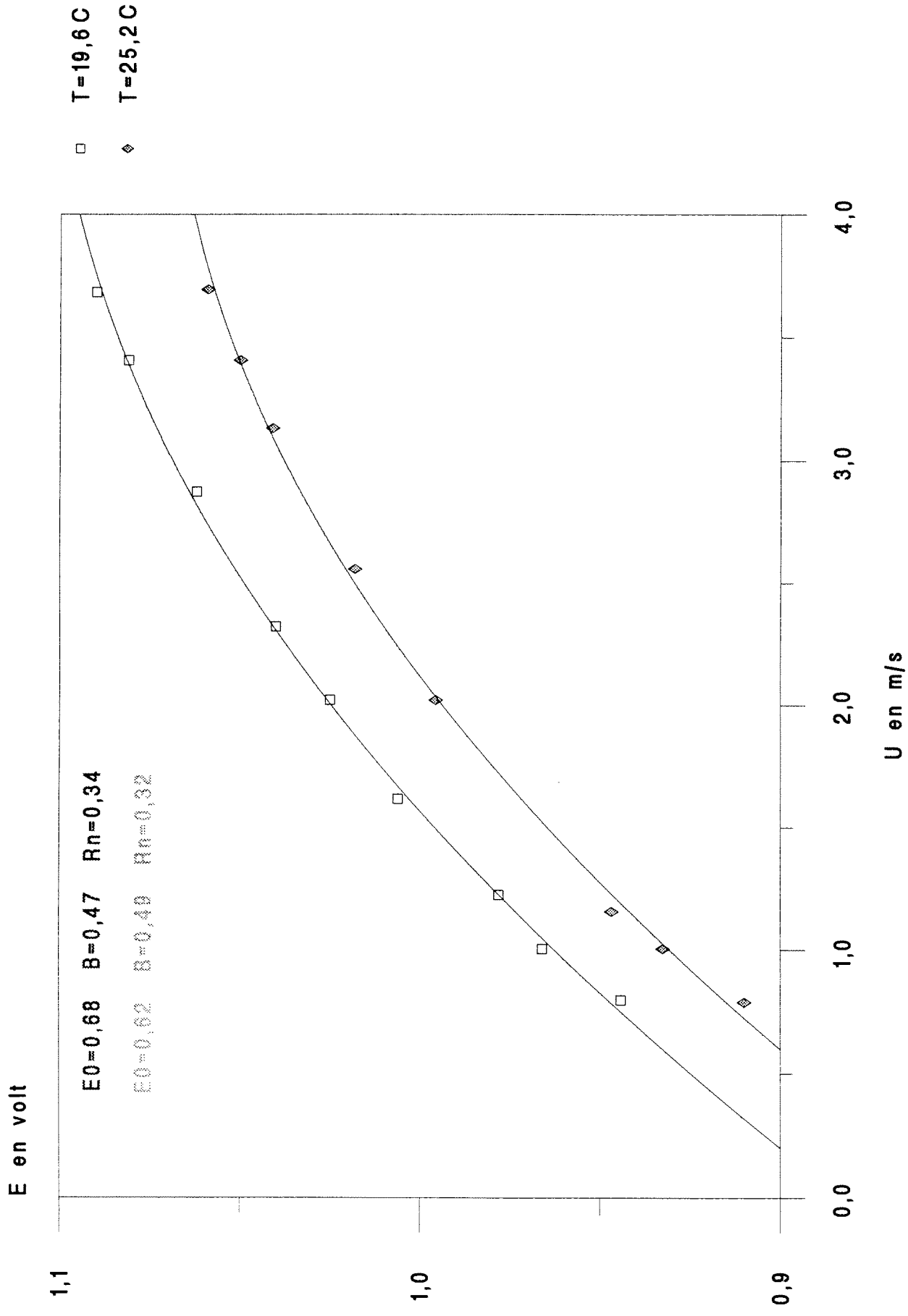


figure 2.6 : Valeurs de l'angle ϕ à $Re = 5\,000$ près de la paroi

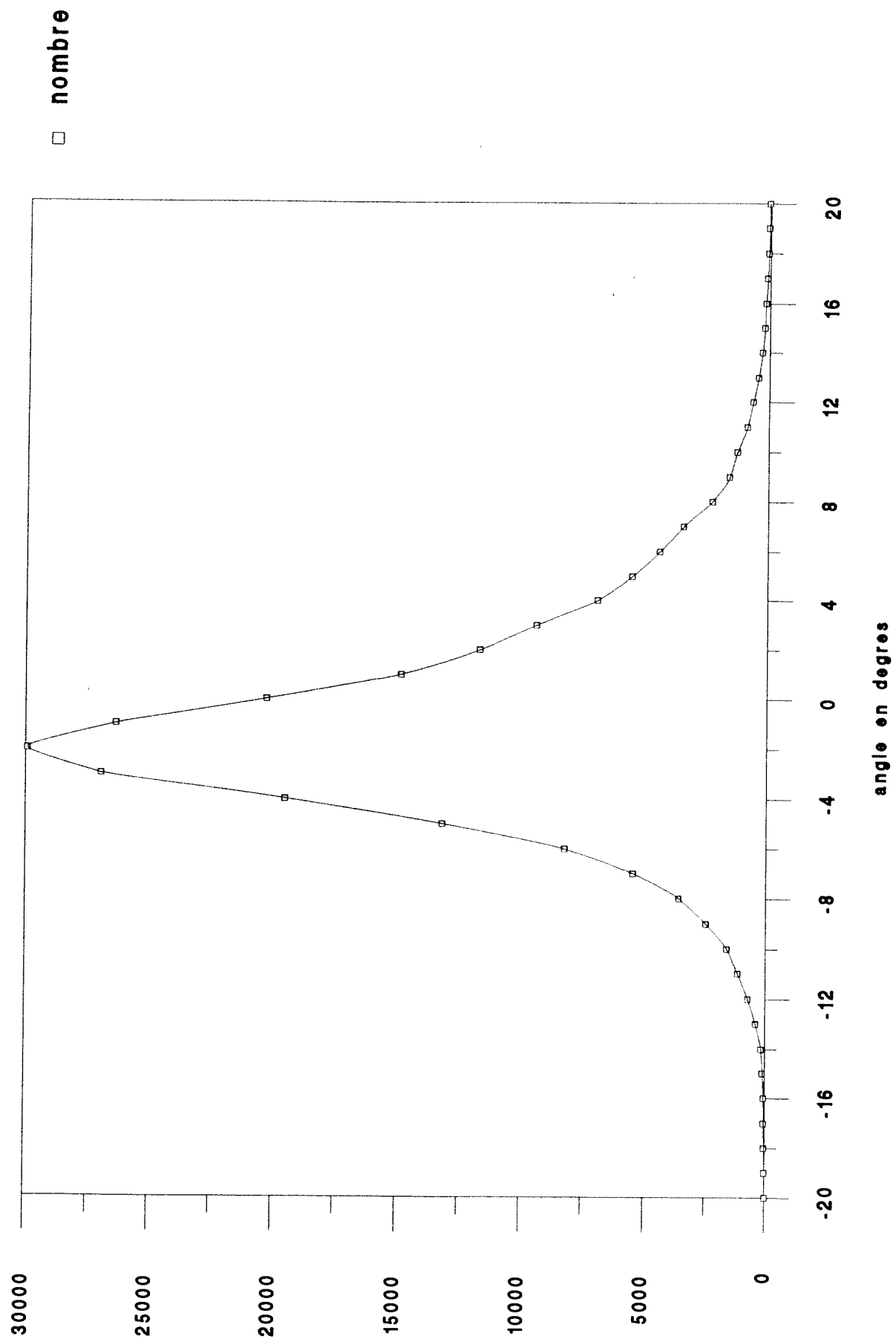


figure 2.6 : Valeurs de l'angle φ à $Re = 5\,000$ près de la paroi

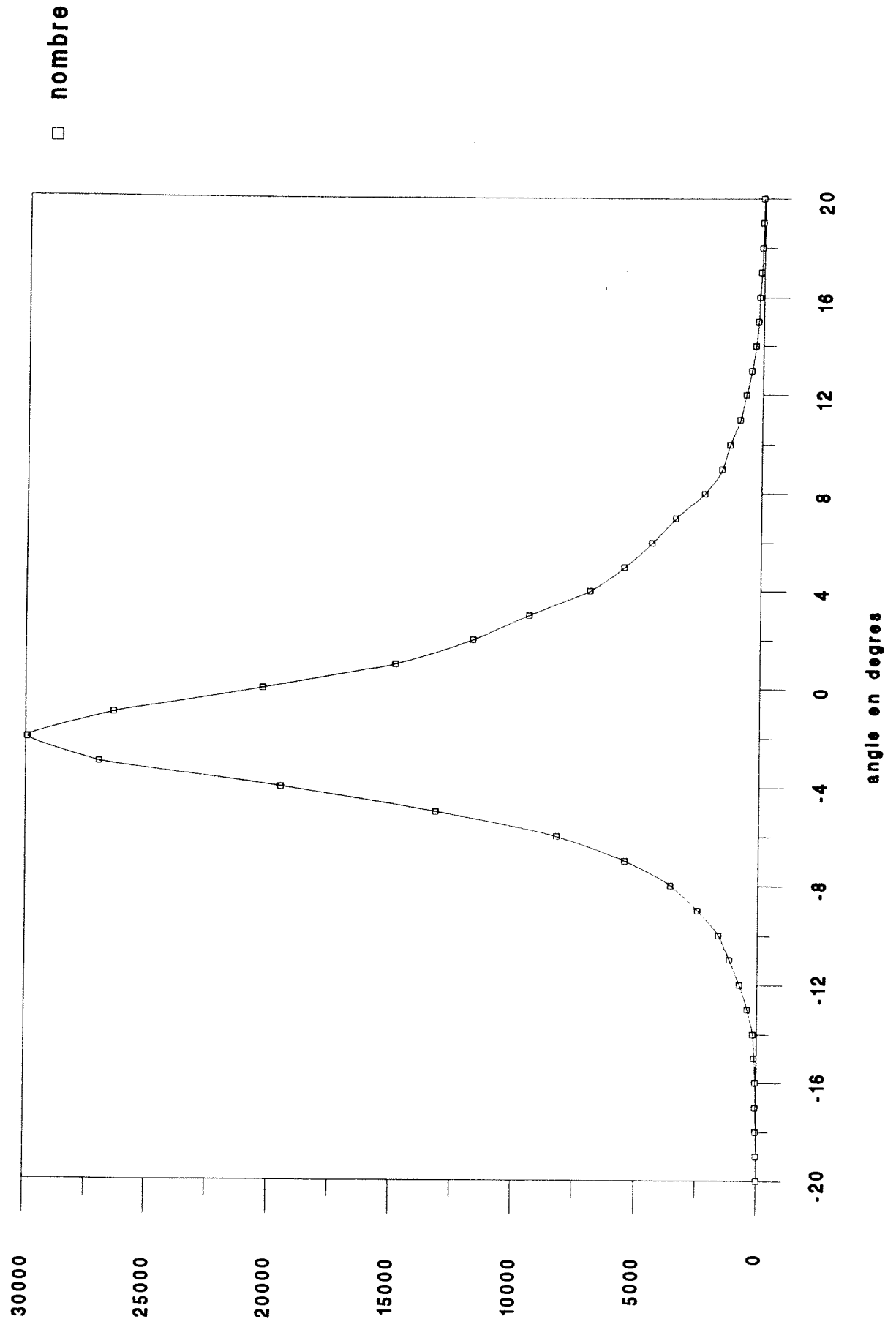


Figure 3.1: Profils des composantes de la vitesse moyenne obtenus avec différentes sondes à $Re=30000$

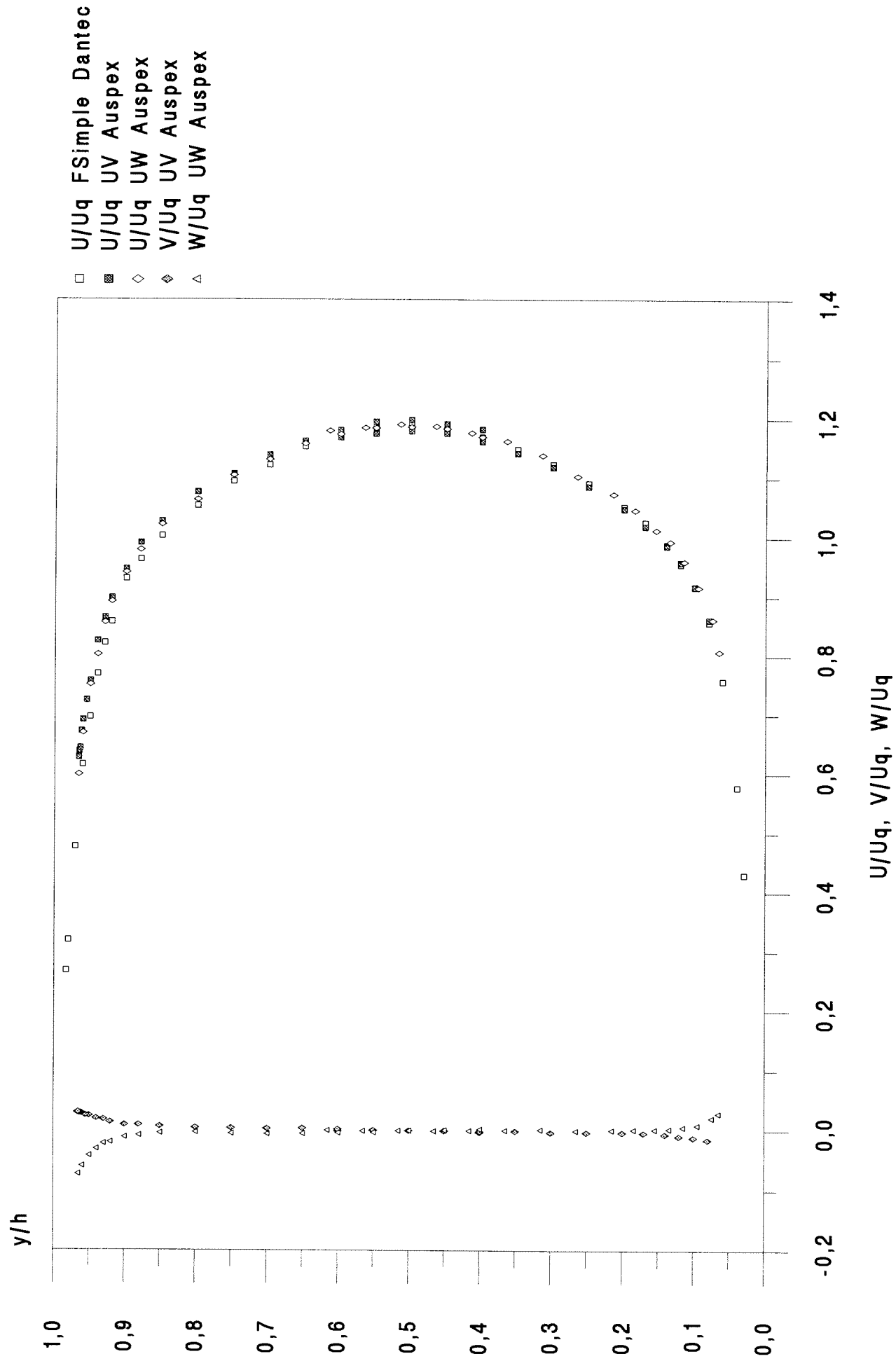


figure 3.2: Profils de $u'/u_{\tau u}$ obtenus avec différentes sondes à $Re=5000$

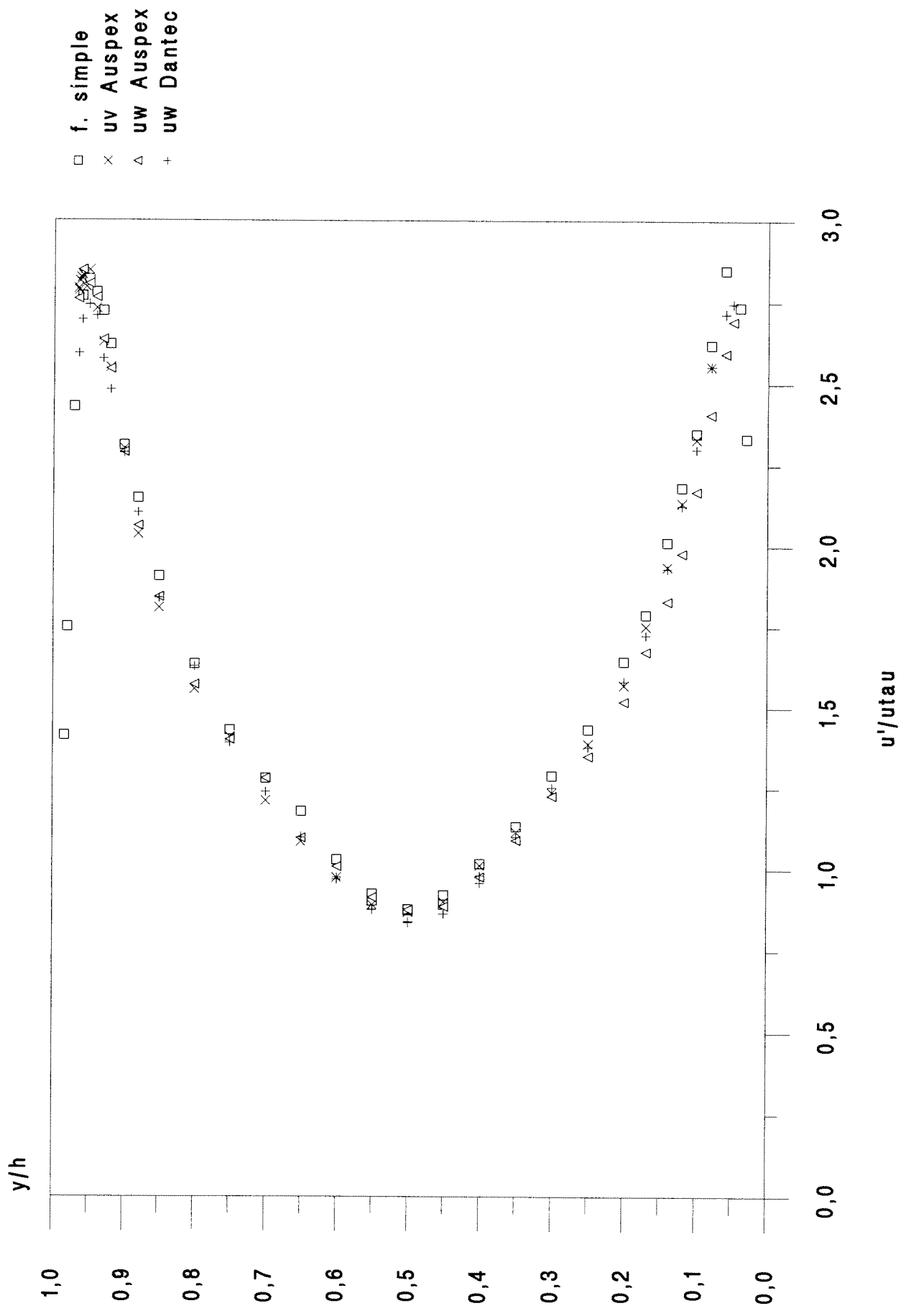


figure 3.3: Profils de $v'/u\tau$ obtenus avec différentes sondes à $Re=5000$

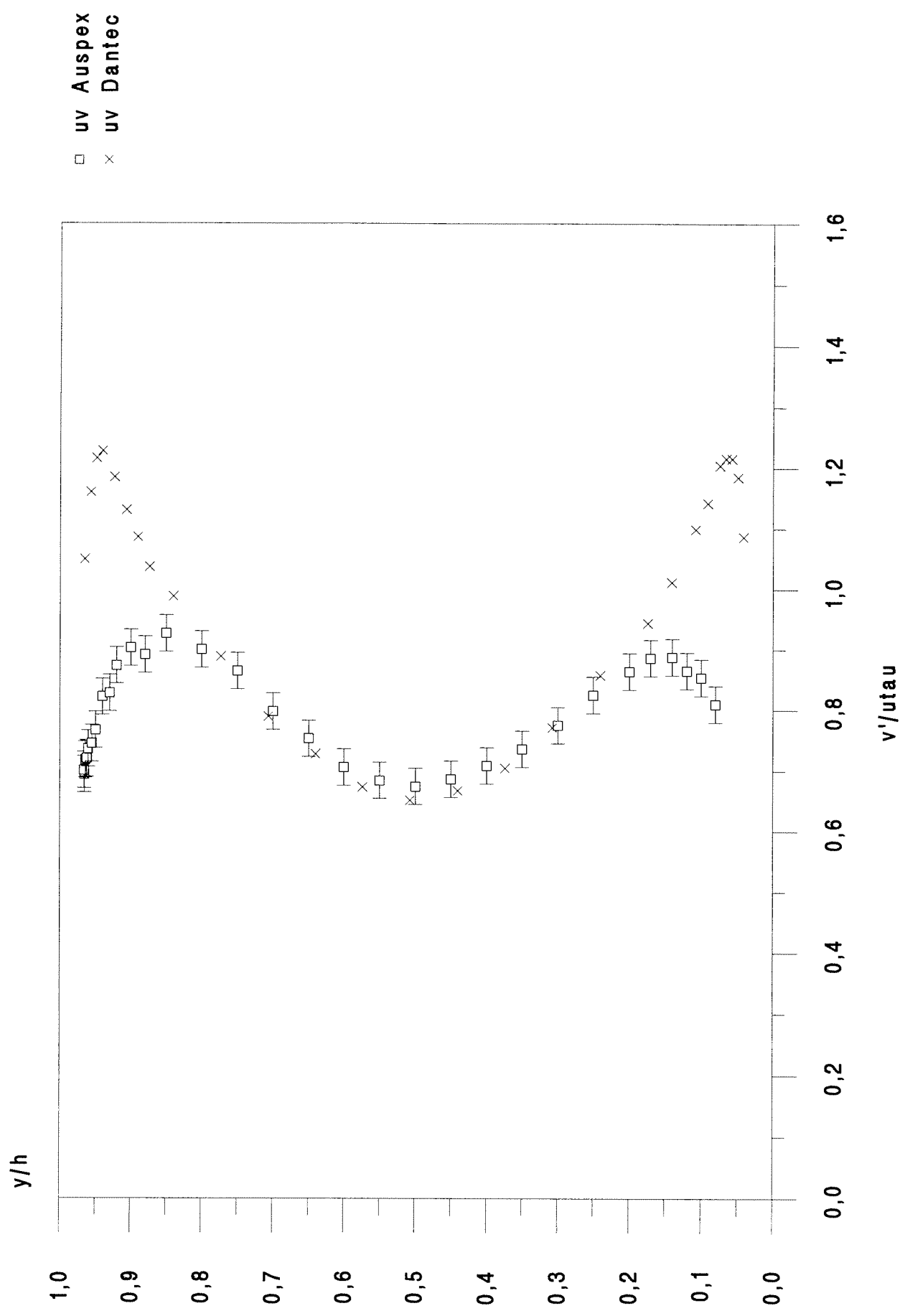


figure 3.4: Comparaison de la corrélation normale $w'/u\tau$ avec Deldique à $Re=10000$

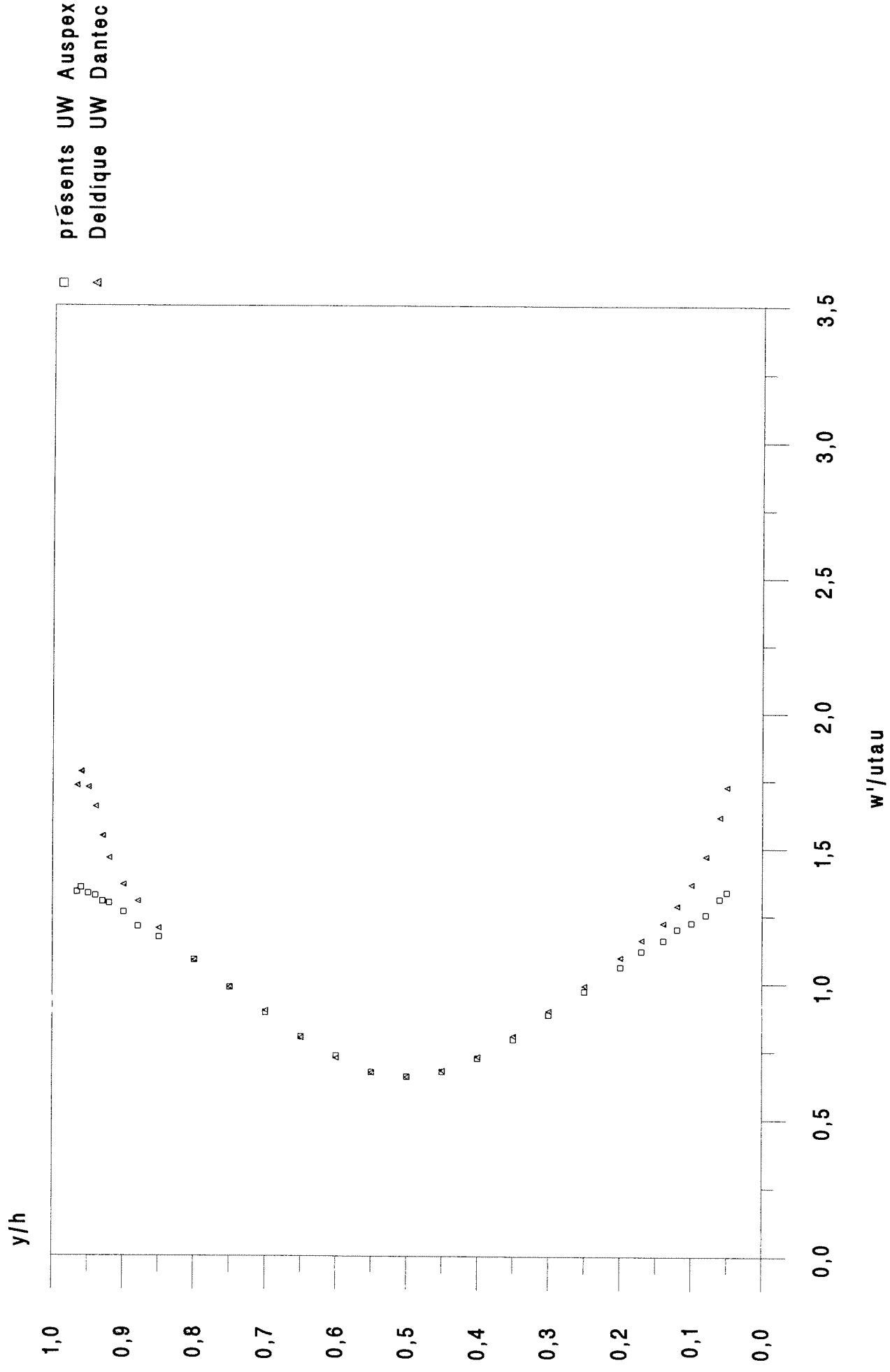


figure 3.5: Comparaison de $w'/u\tau$ obtenu avec les sondes Dantec et Auspex à $Re=5000$

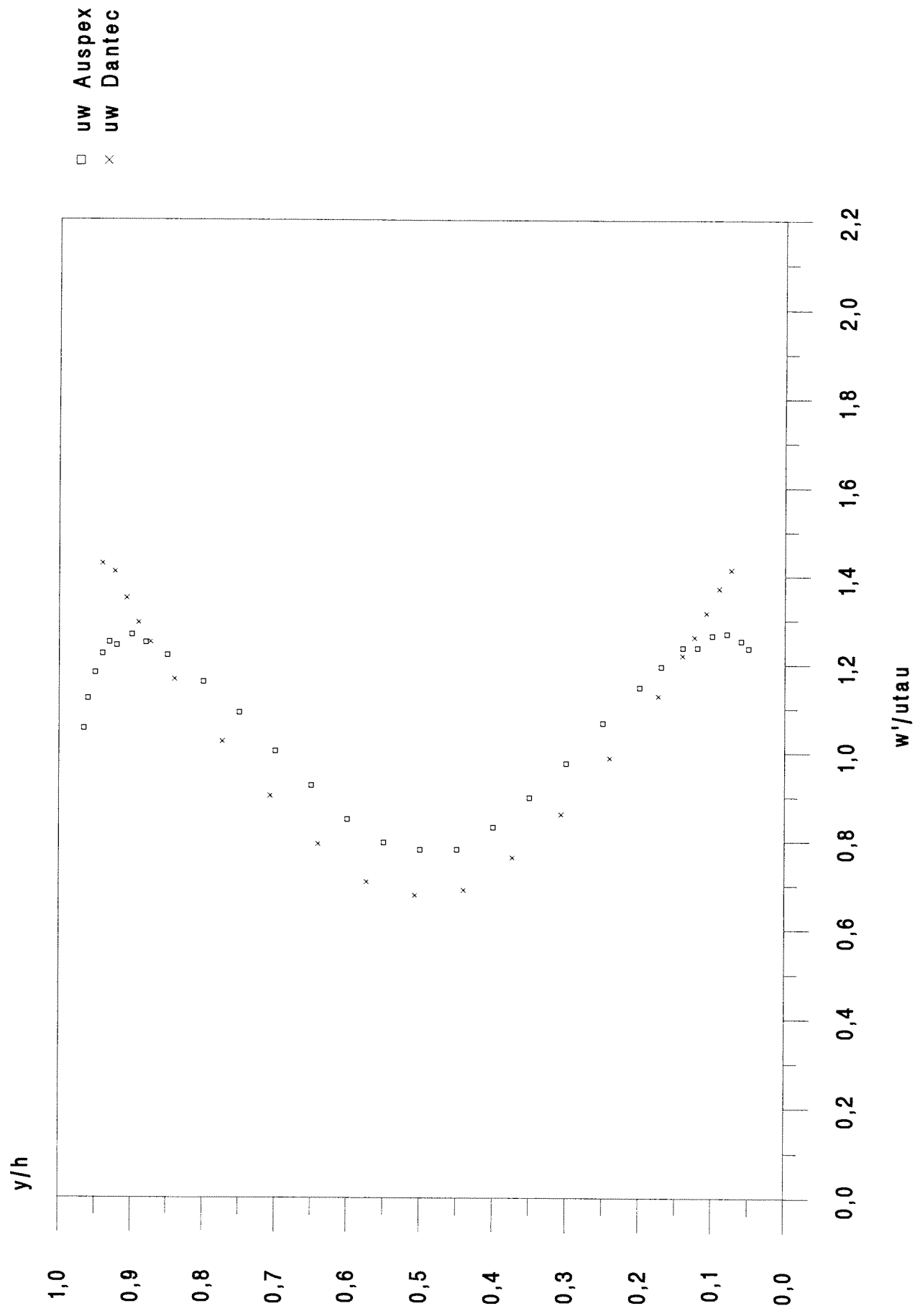


figure 3.6: mesure de la corrélation $w'/u\tau$ avec les deux grilles de turbulence

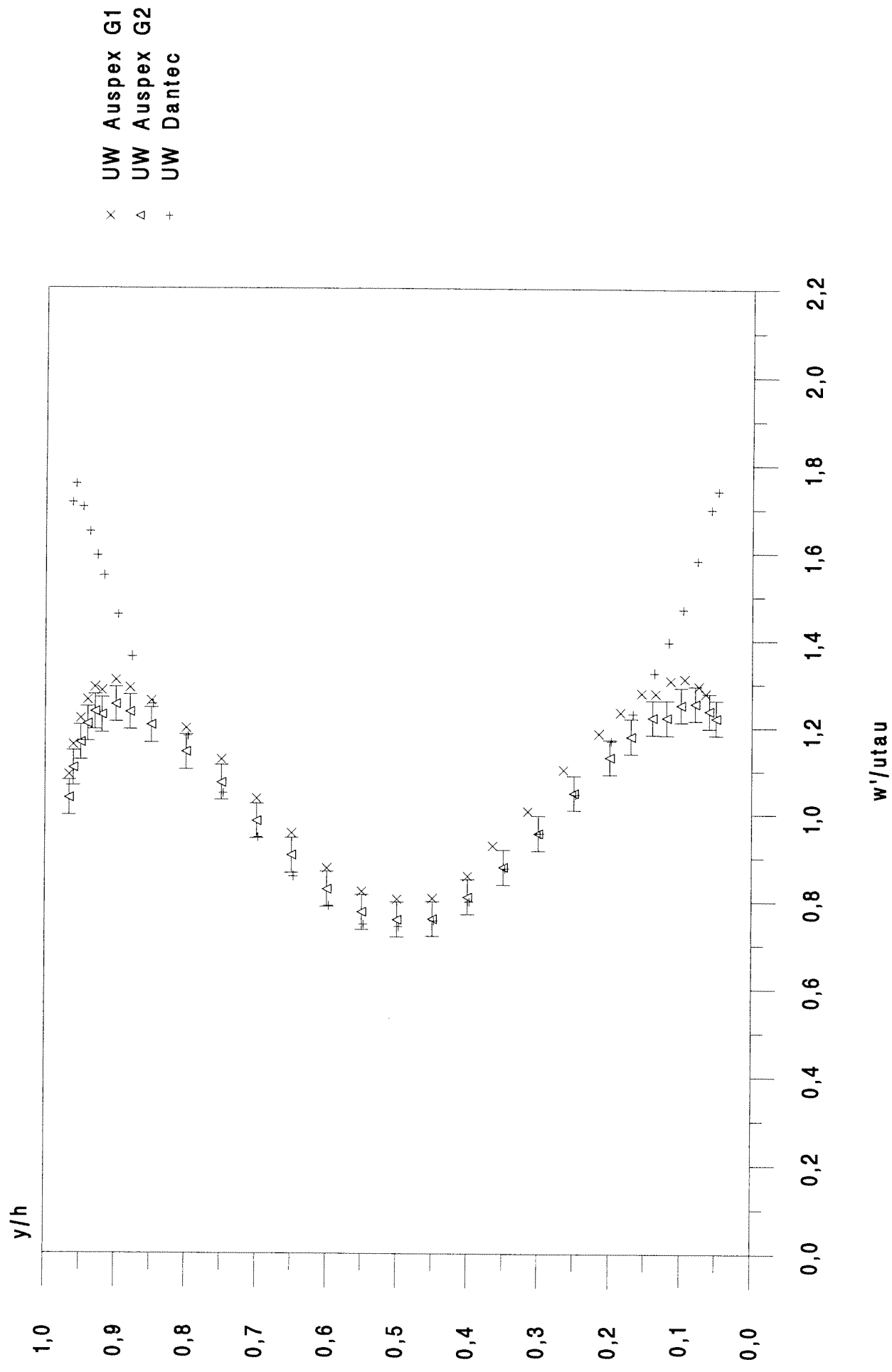


figure 3.7: Comparaison des corrélations croisées avec Corenflos à $Re=5000$

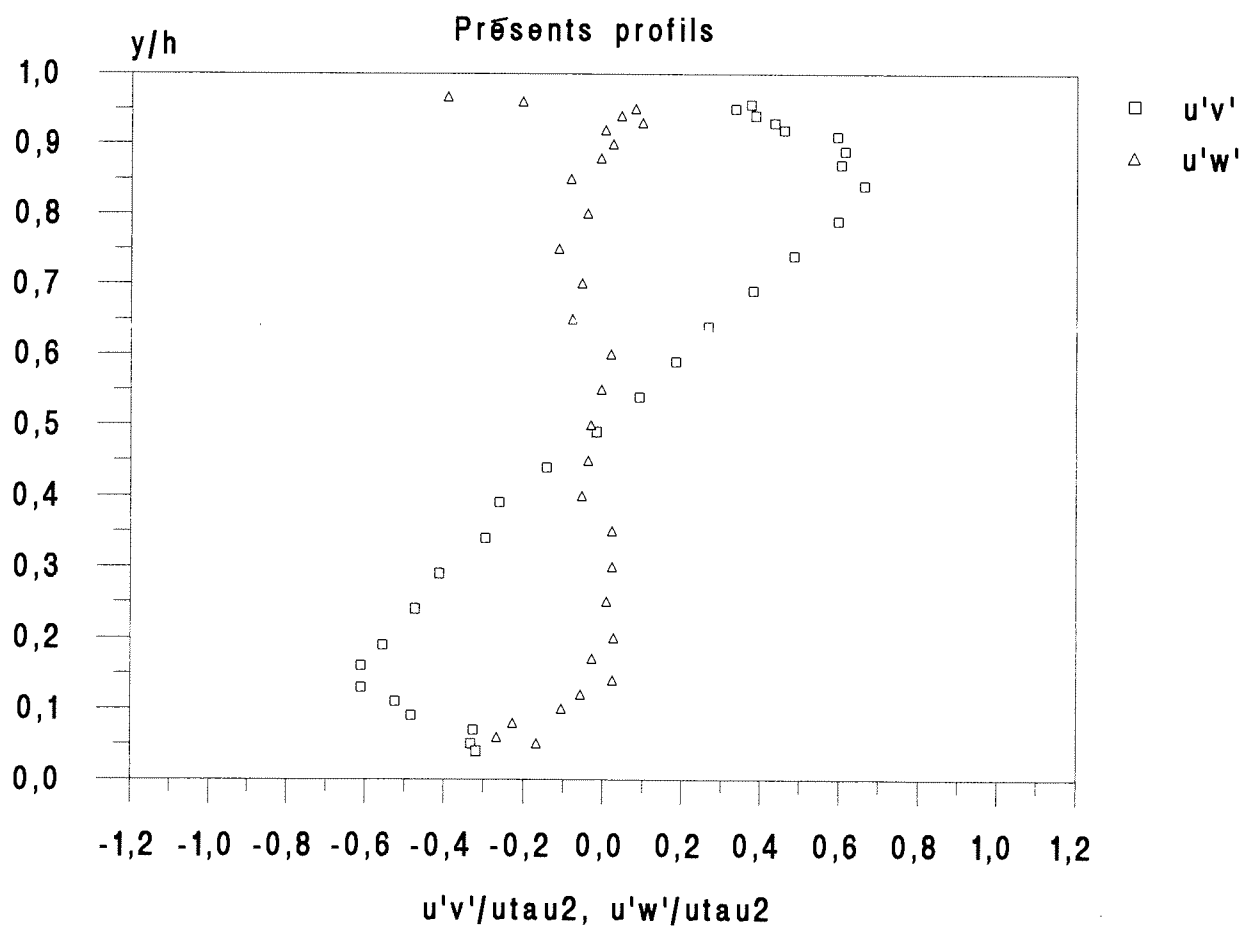
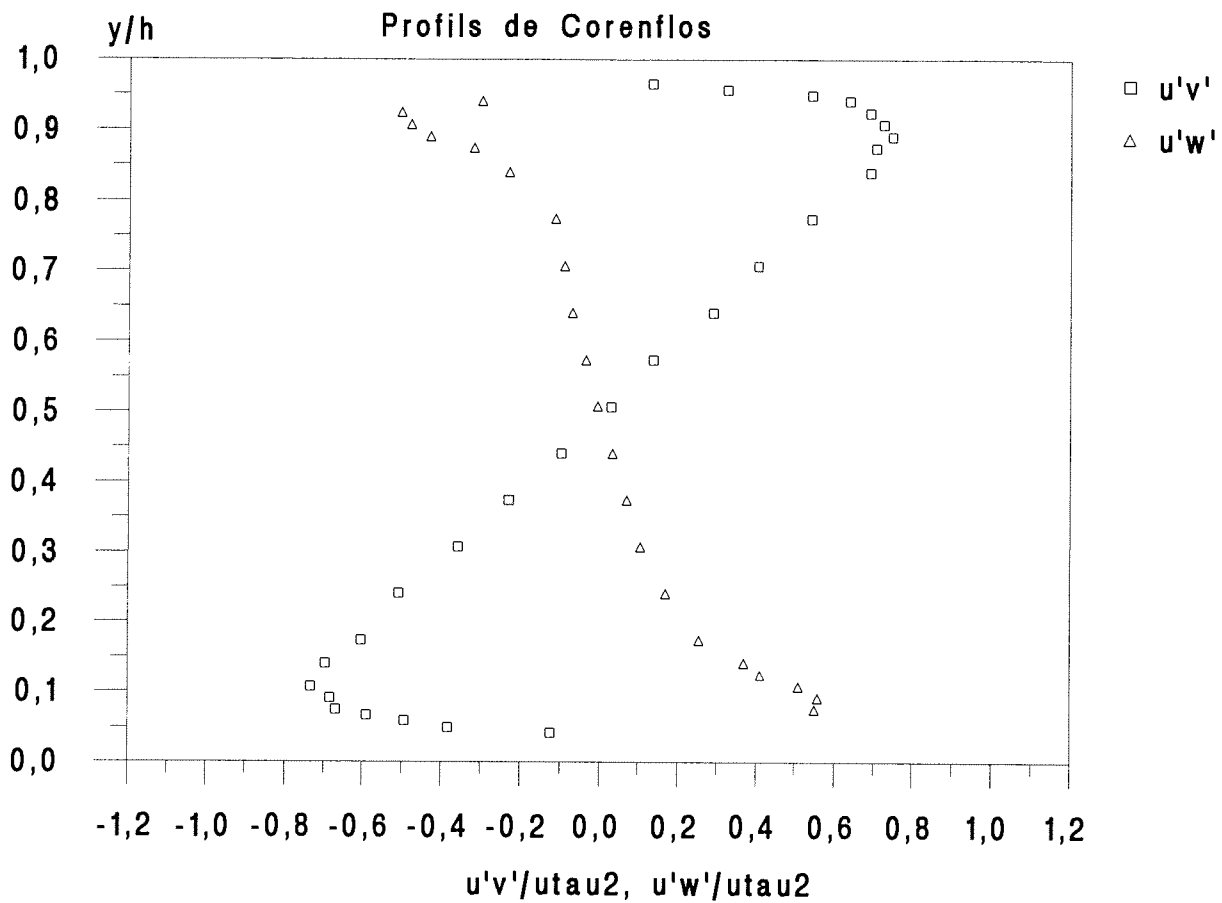


figure 3.8: Influence du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse moyenne

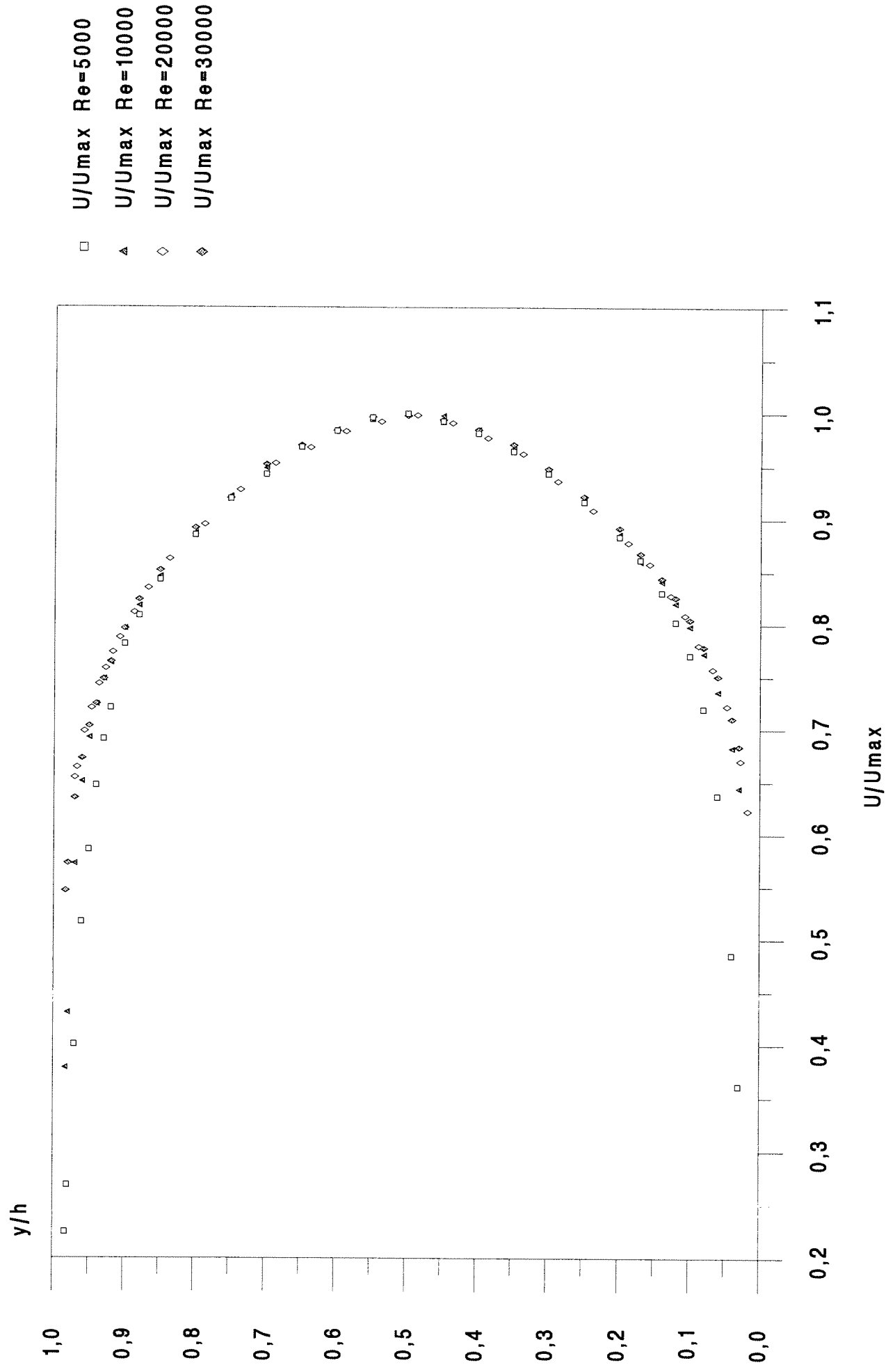


figure 3.9 : Profils des trois correlations normales à $Re=5000$

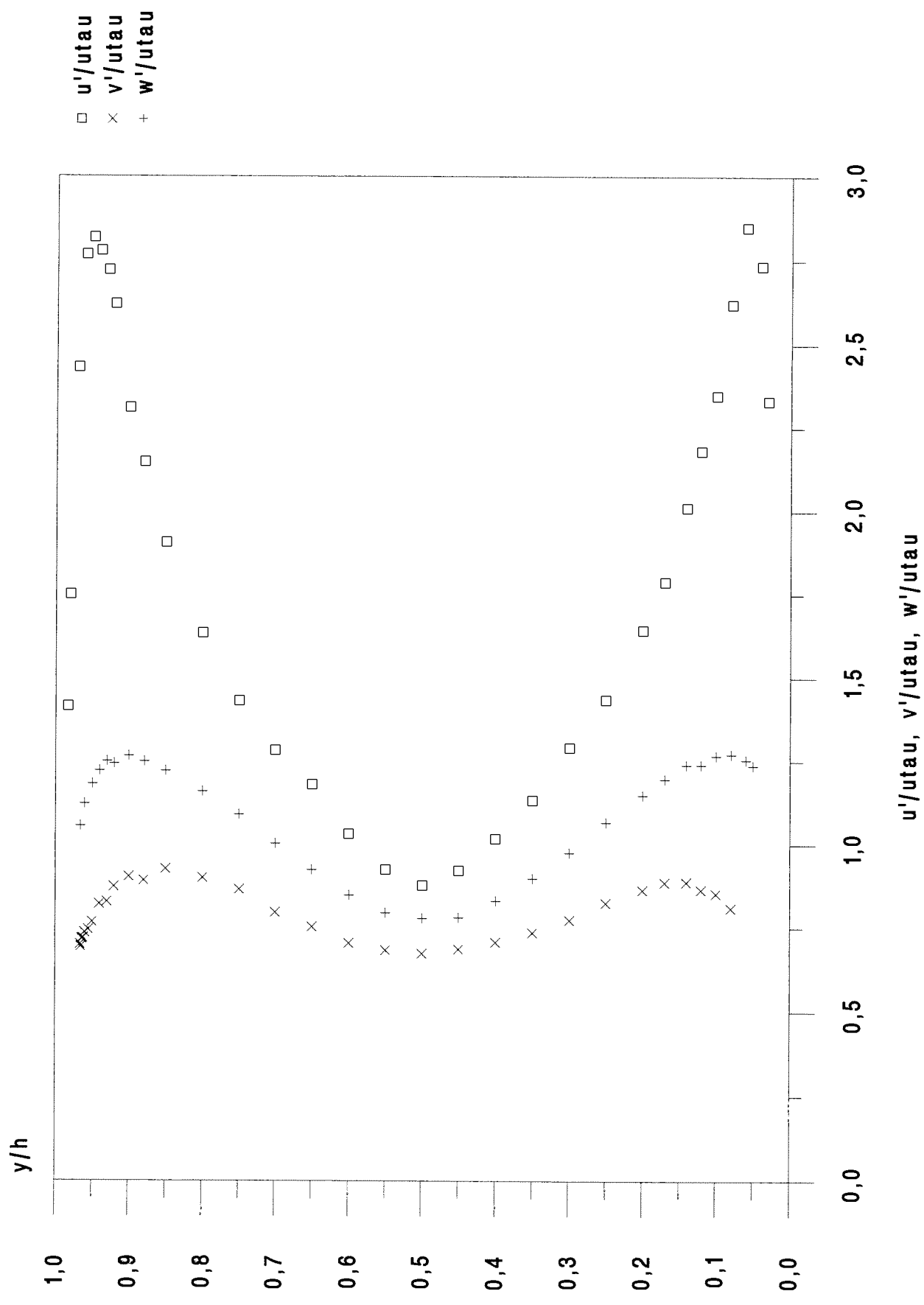


figure 3.10 : Profils des trois correlations normales à $Re=10000$

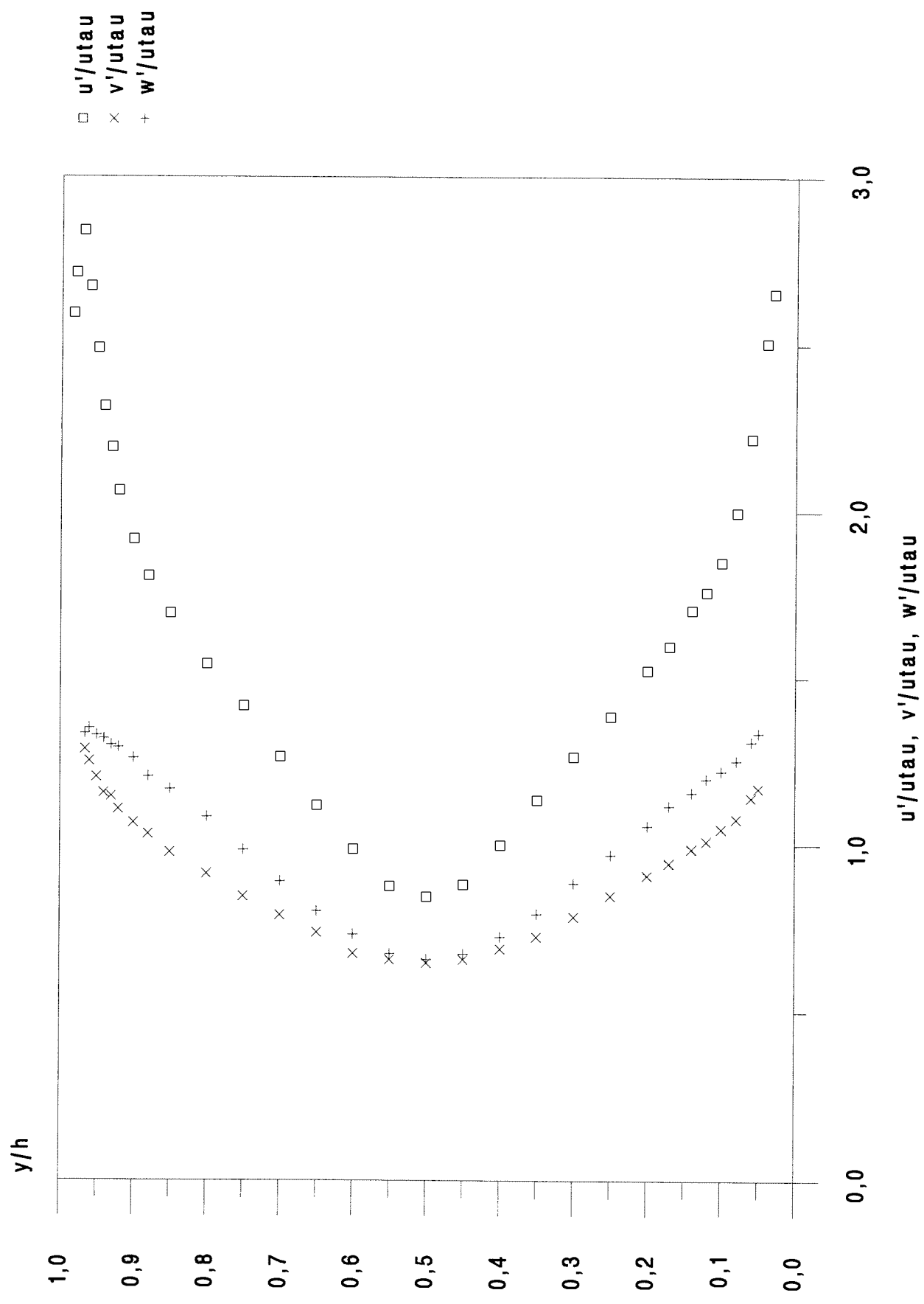


figure 3.11: Influence du nombre de Reynolds sur u'/u_{τ}

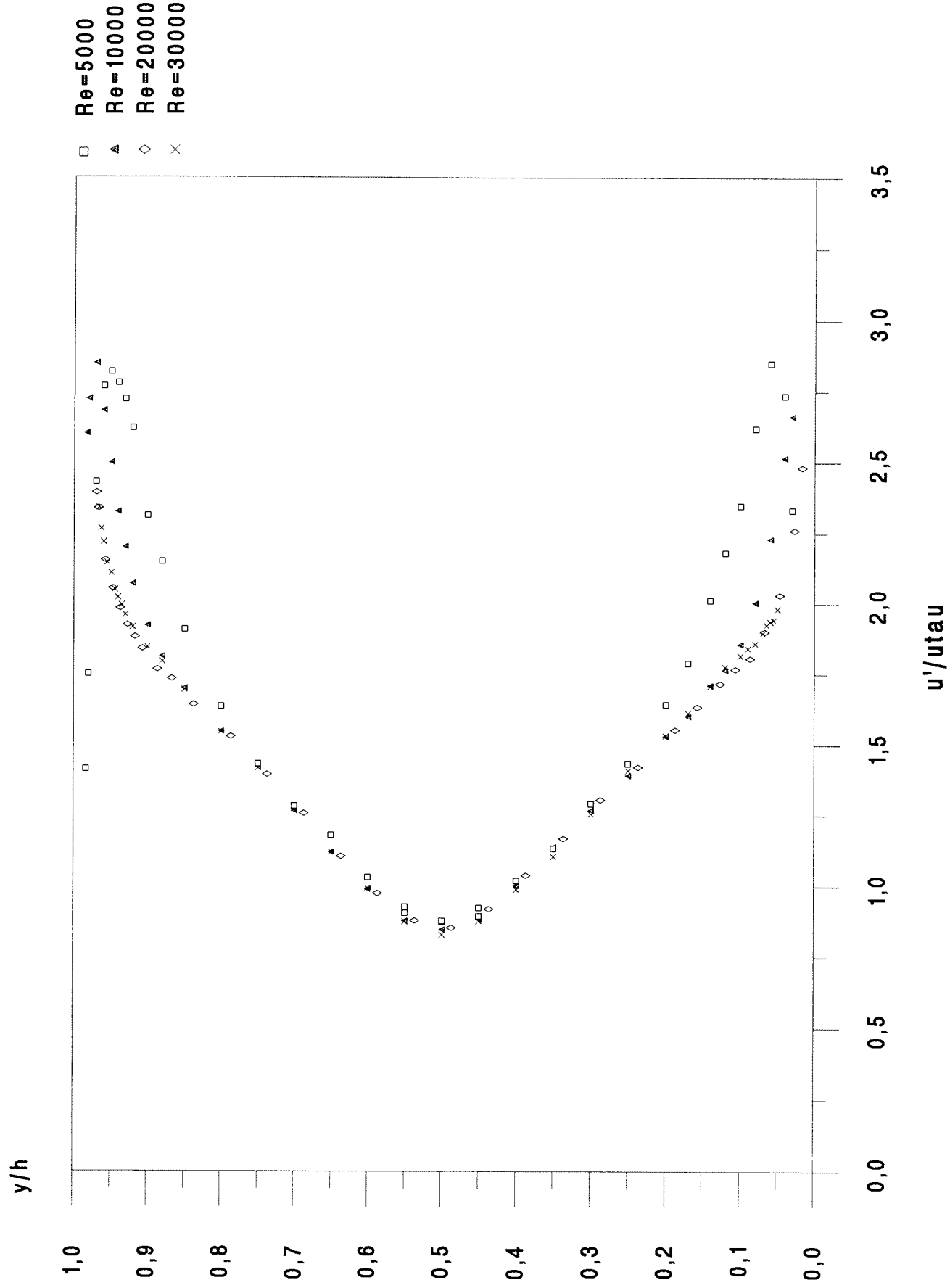


figure 3.12: Influence du nombre de Reynolds sur v'/u_{τ}

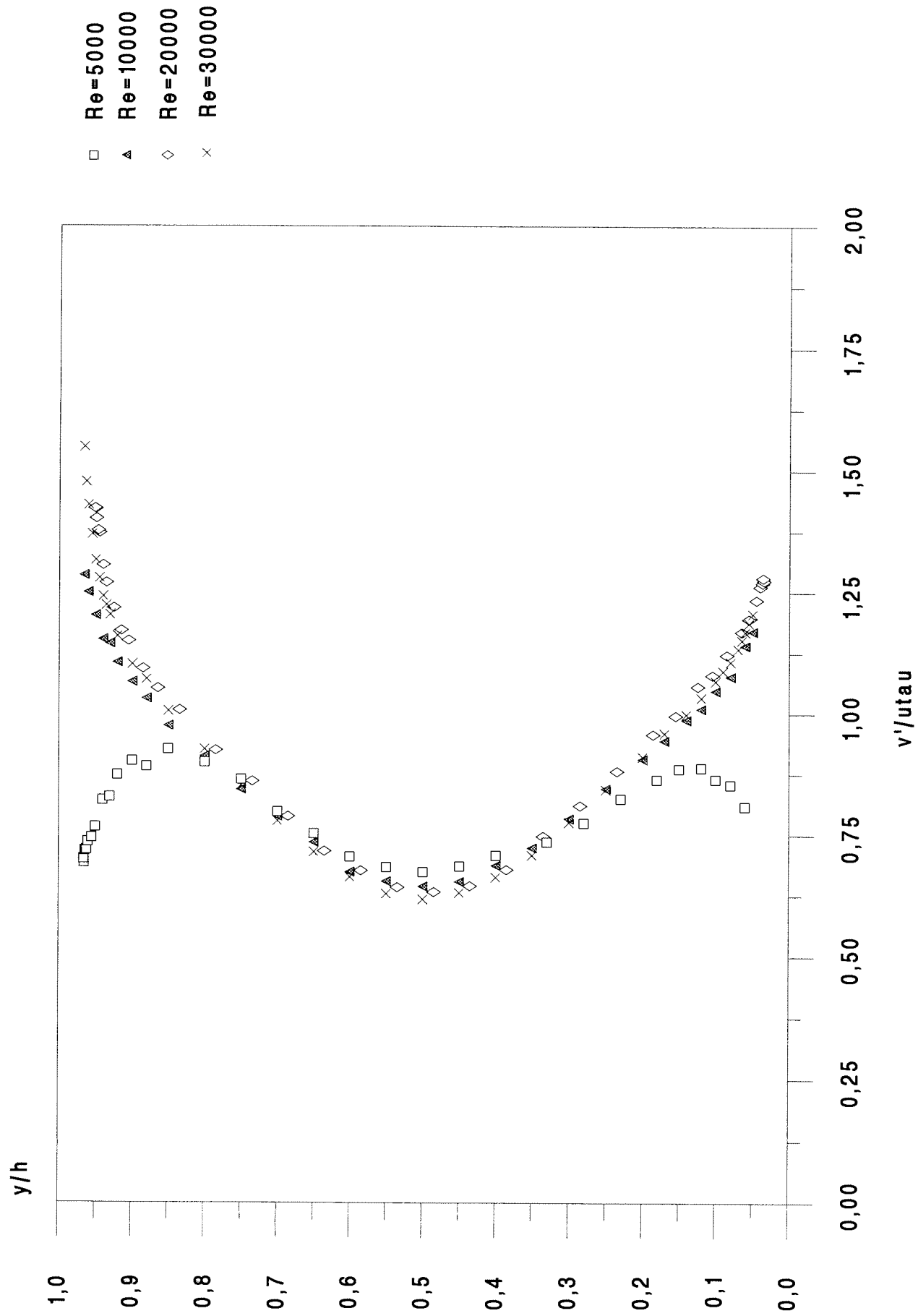


figure 3.13: Influence du nombre de Reynolds sur w'/u_{τ}

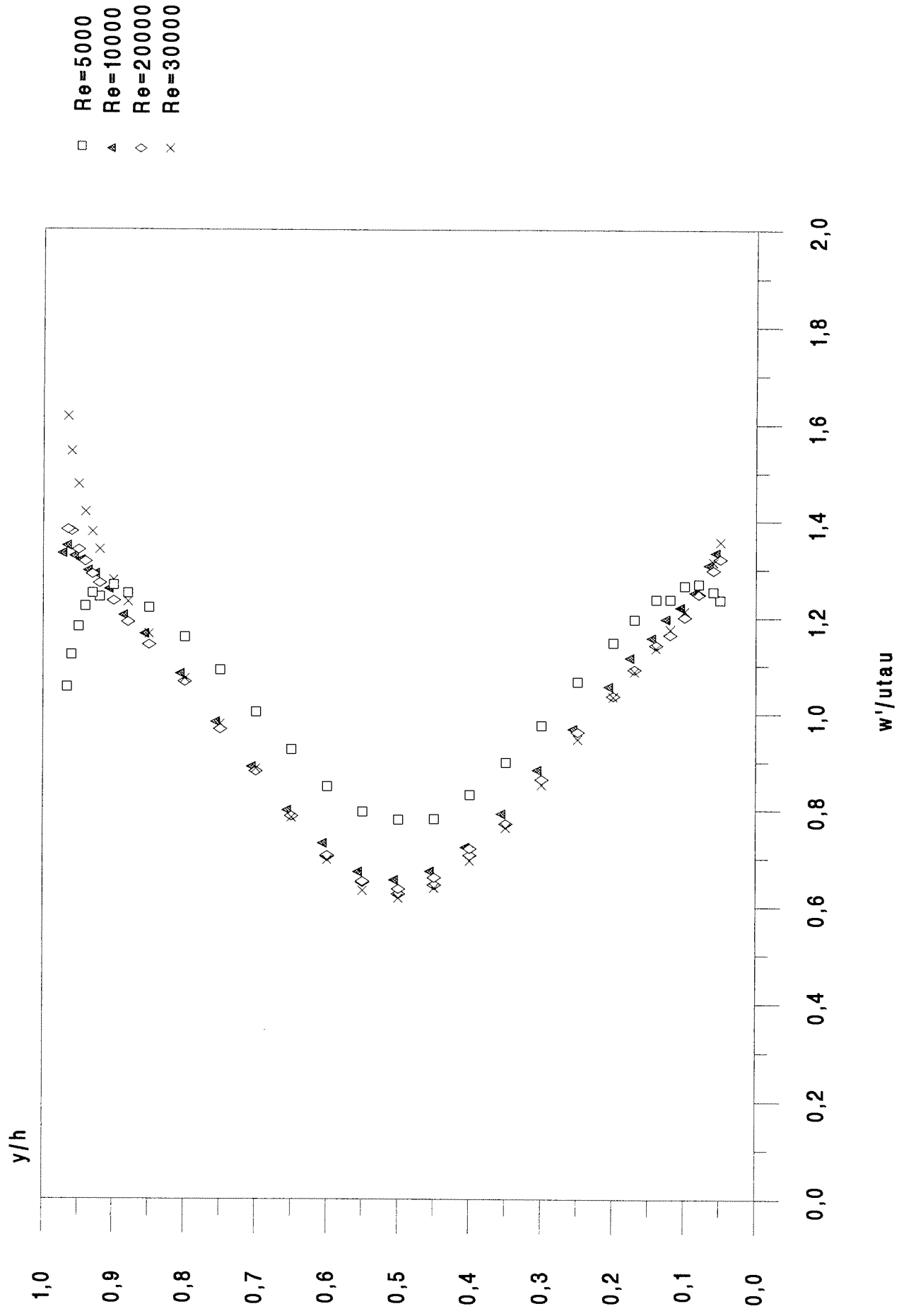


figure 3.14: Influence du nombre de Reynolds sur $k/utau2$

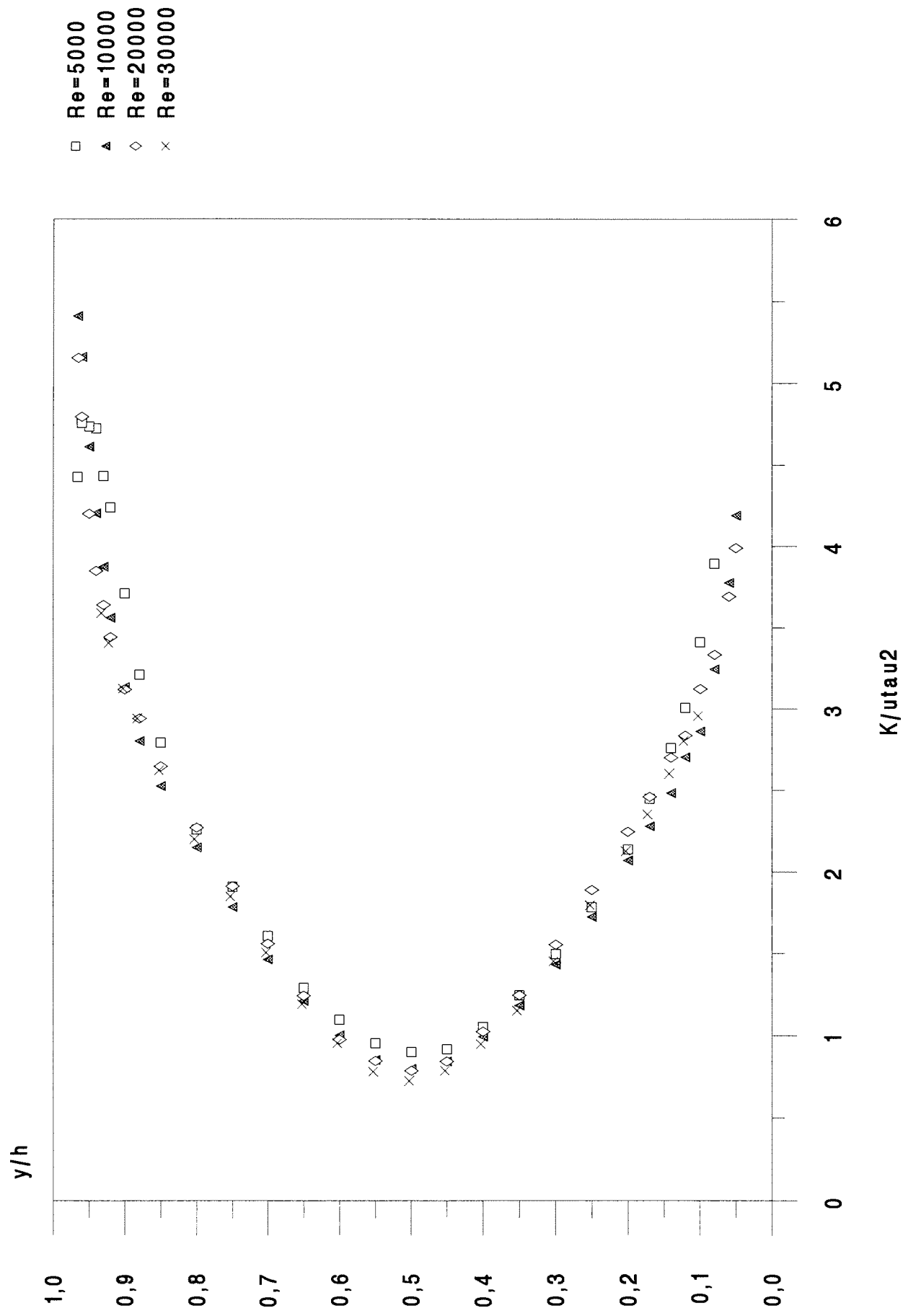


figure 3.15: Profils des spectres unidimensionnels à $Re=5\ 000$

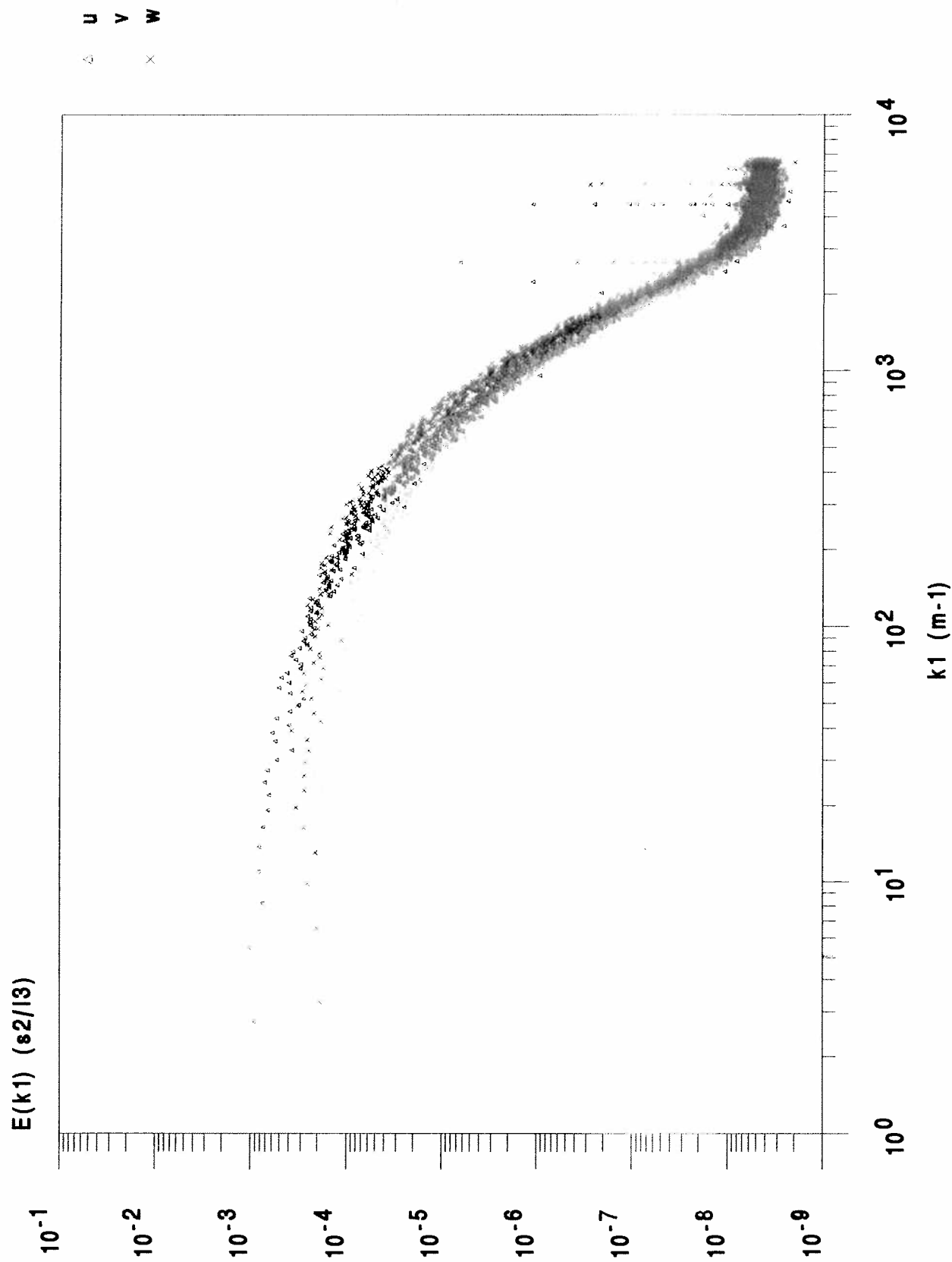


figure 3.16: Profils des spectres unidimensionnels à $Re=10\ 000$

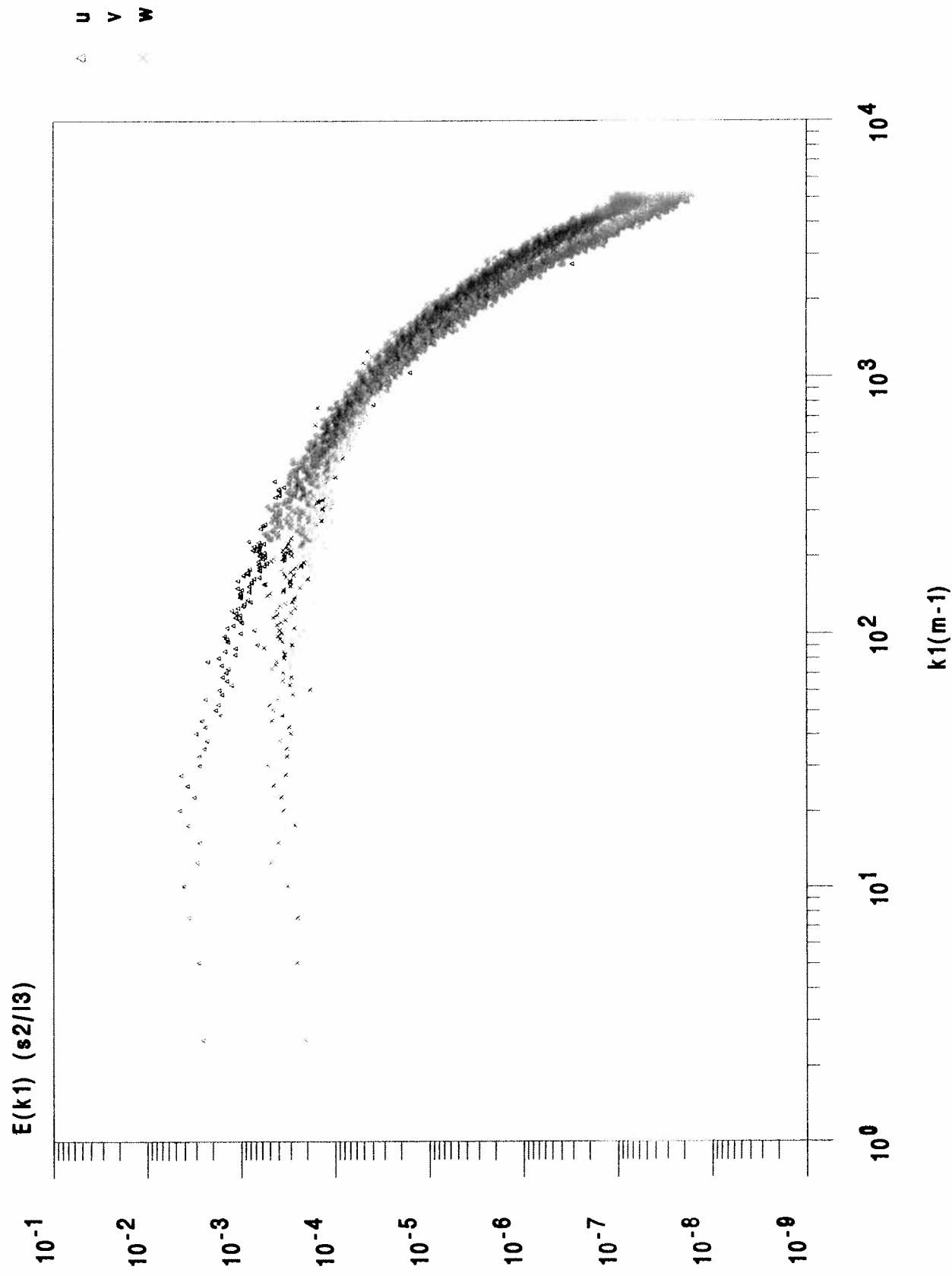


figure 3.17: Profils des spectres unidimensionnels à $Re=20\ 000$

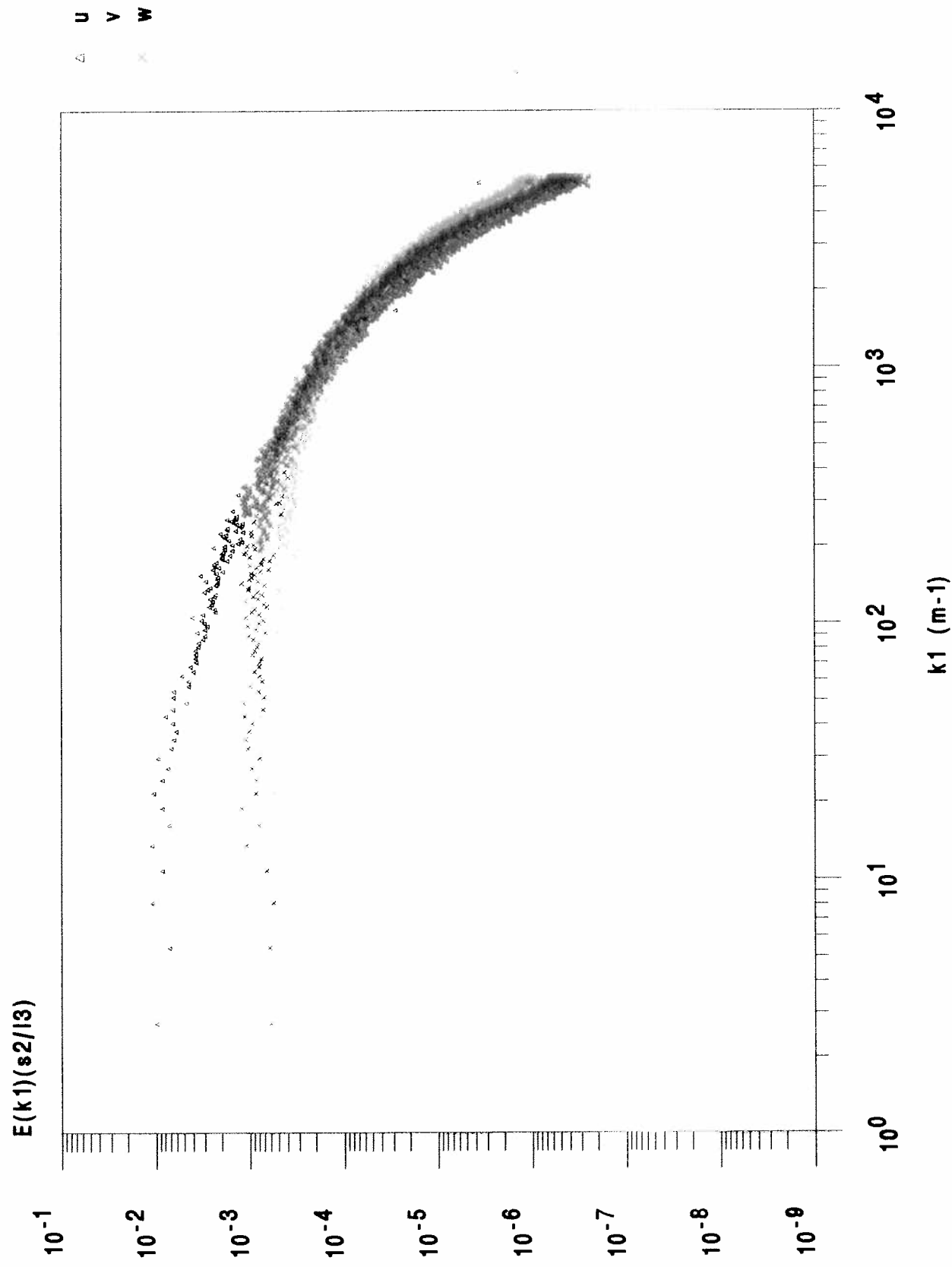


figure 3.18: Profils des spectres unidimensionnels \bar{u} $\text{Re}=30\,000$

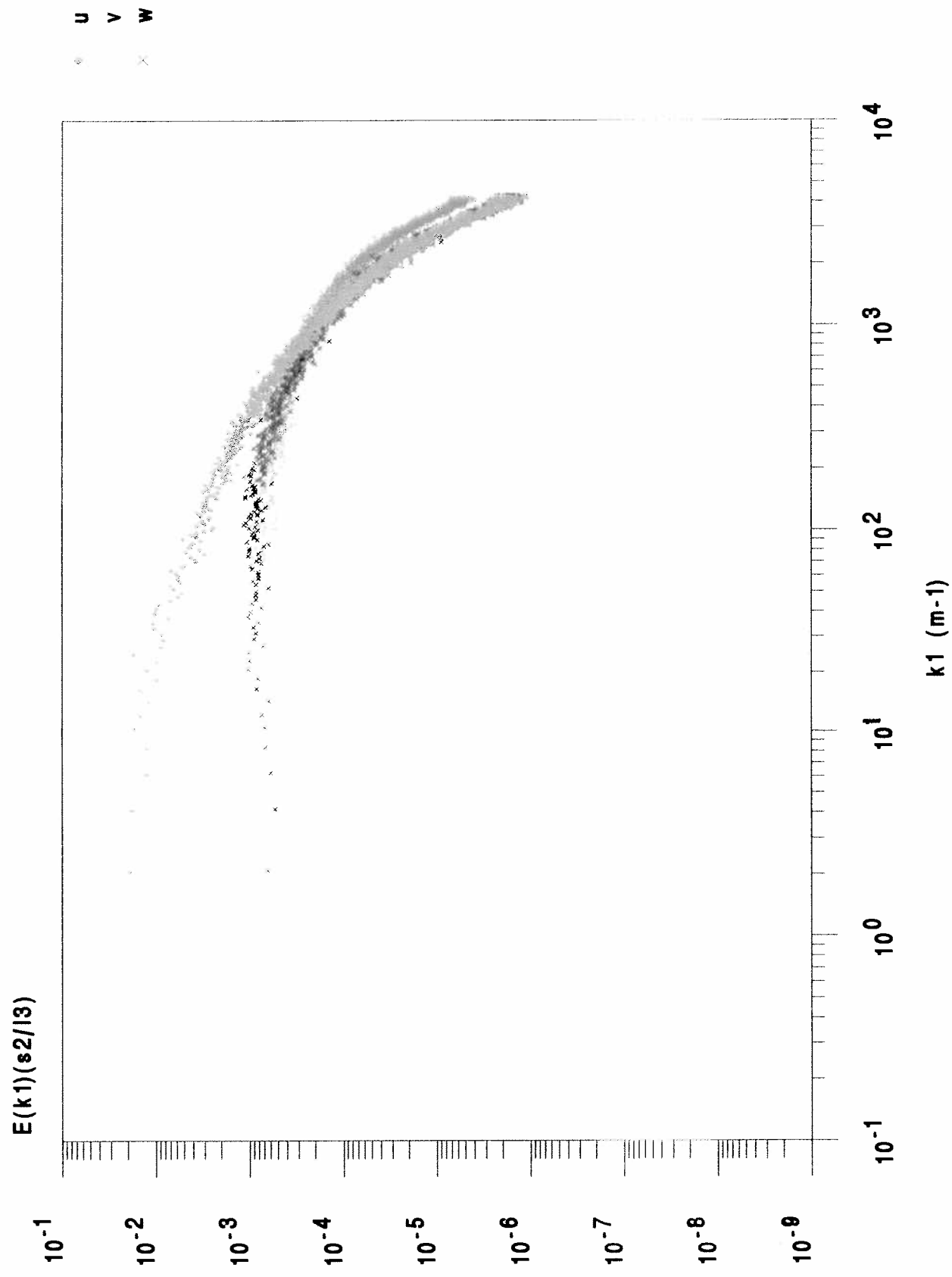


figure 3.19a : Influence du nombre de Reynolds sur le spectre de u'

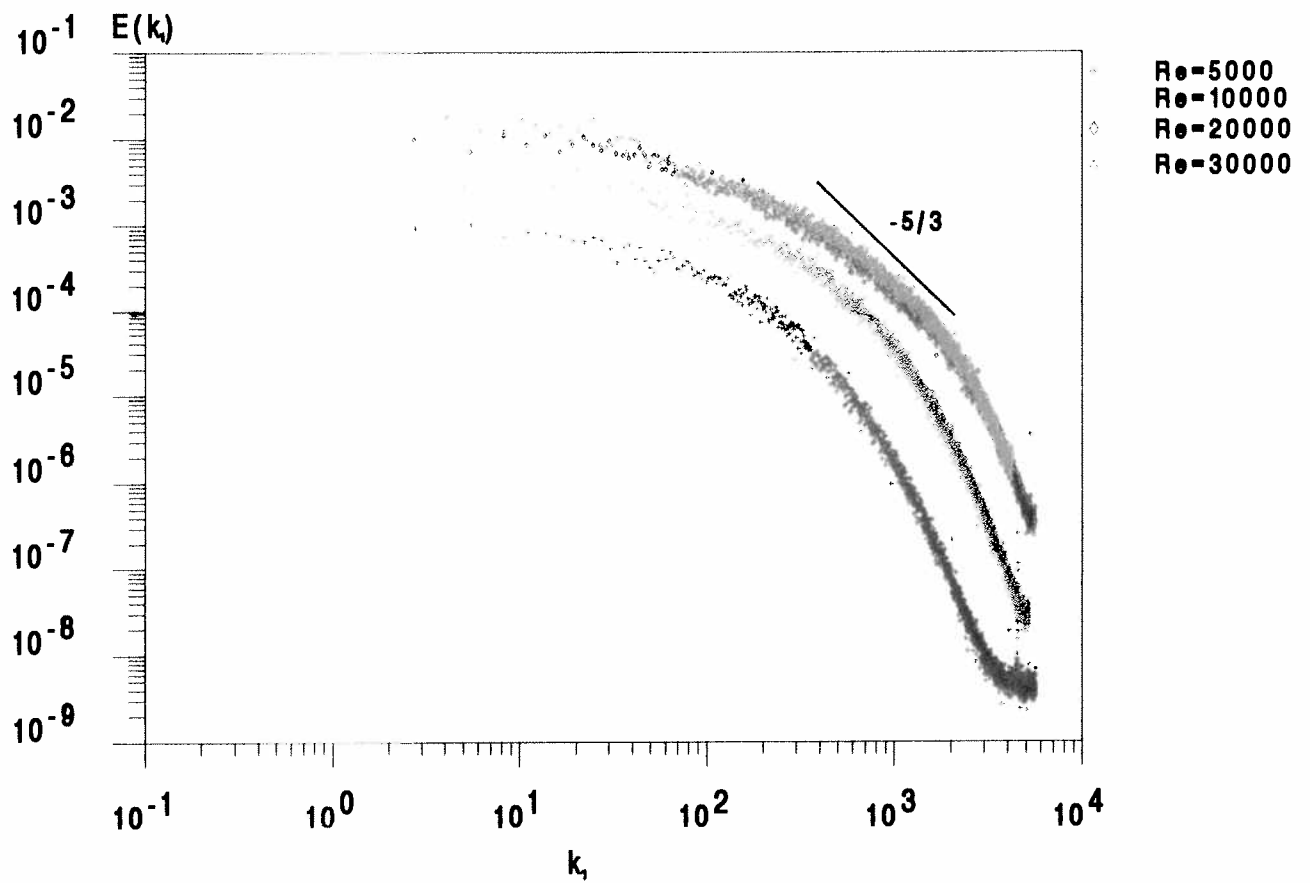


figure 3.19b : spectres de u' à différents Reynolds adimensionnés par les échelles de Kolmogorov

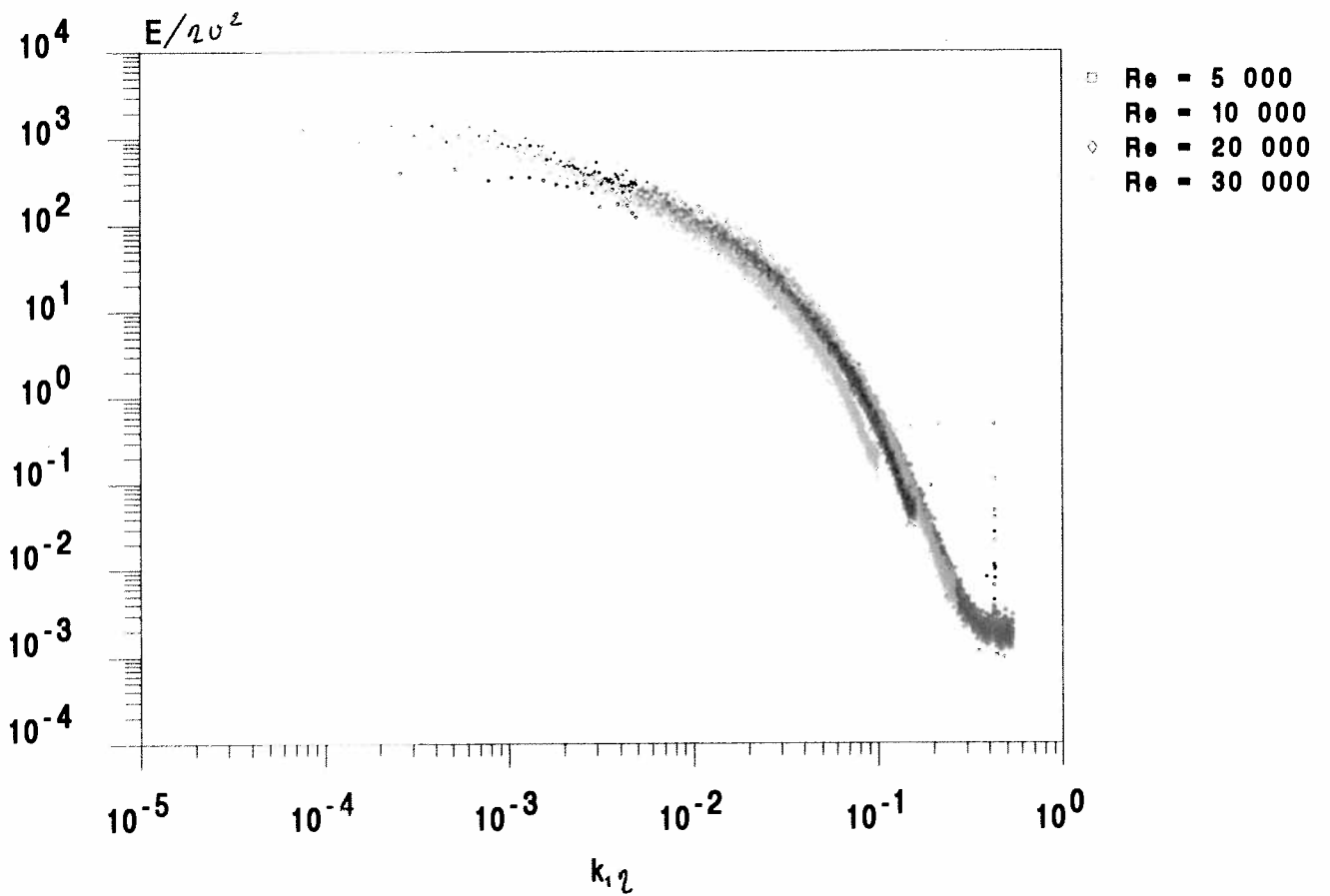


figure 3.19c : Test d'isotropie à $Re = 30\,000$ sur le spectre de u'

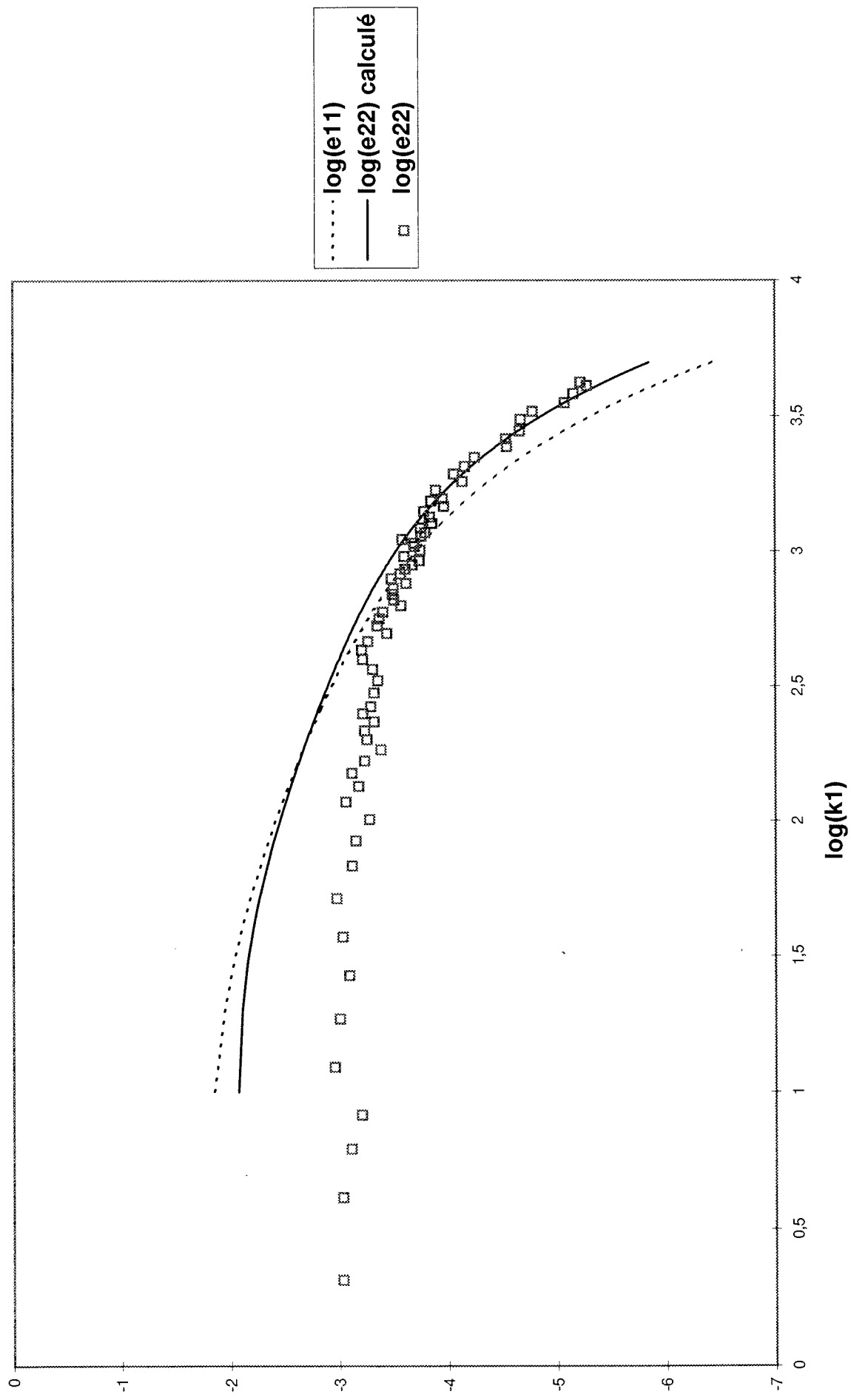


figure 3.20: Influence du nombre de Reynolds sur $u'v'$

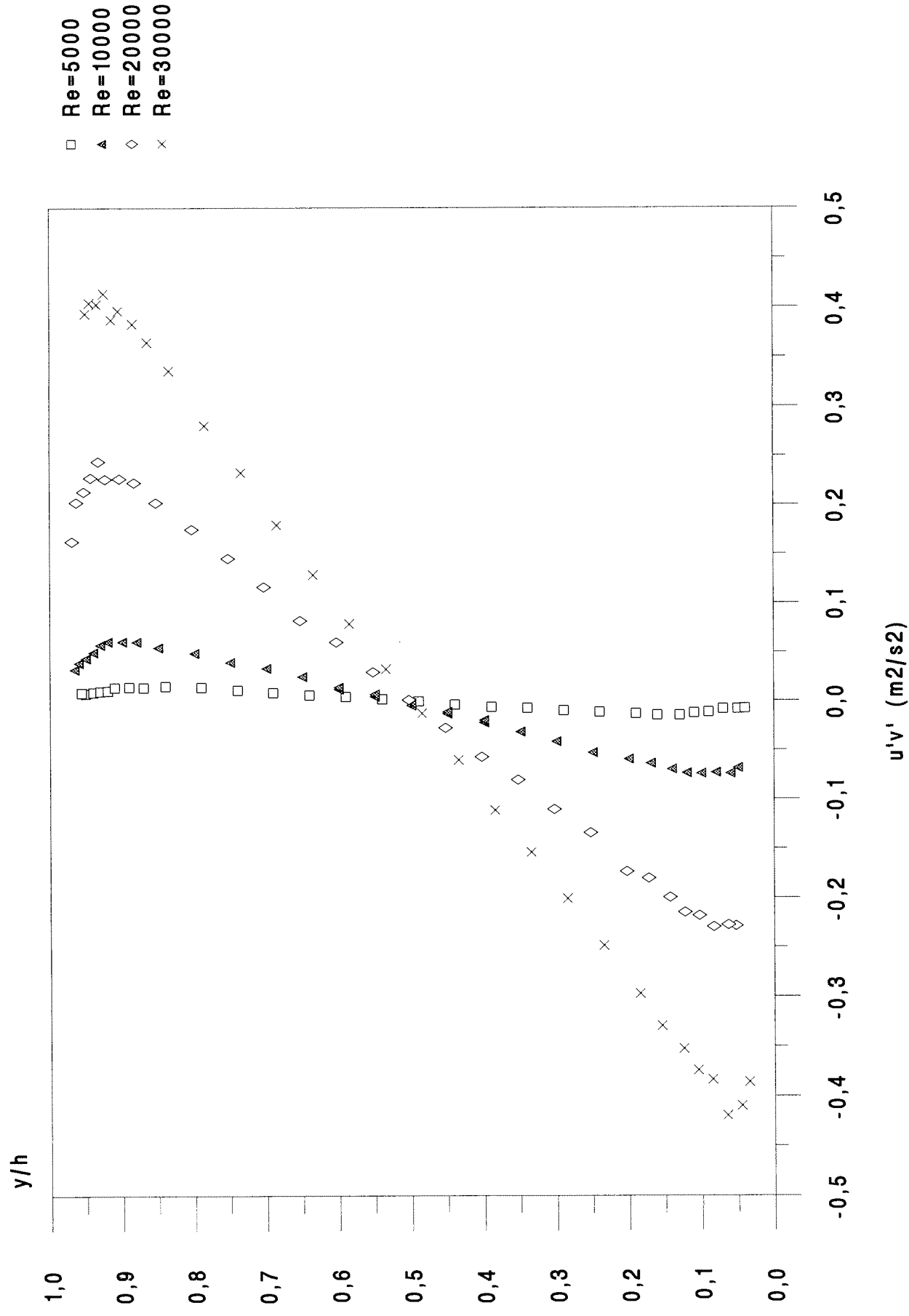


figure 3.21: influence du nombre de Reynolds sur $u'v'/u\tau^2$

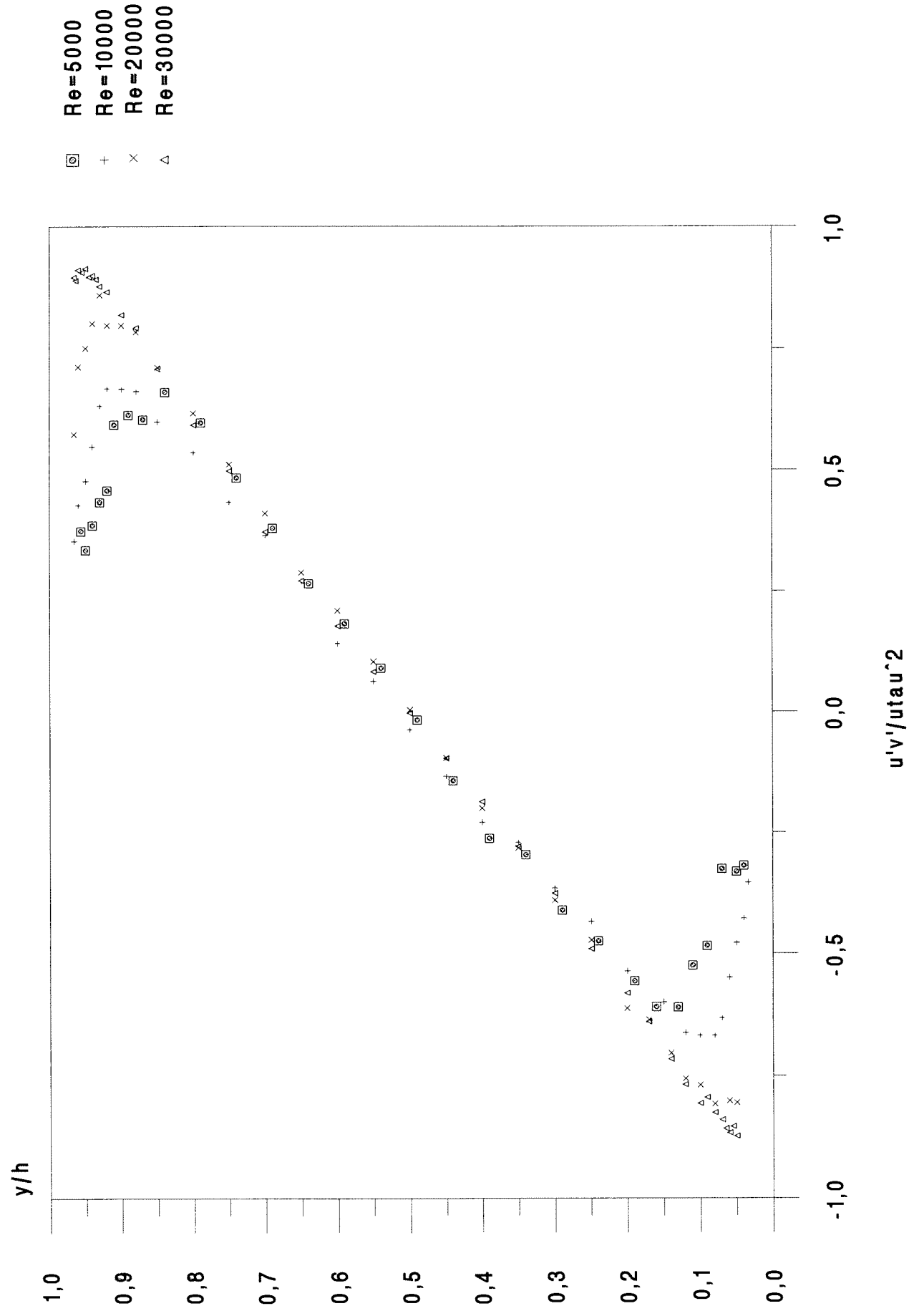


figure 3.22: Retau = f(Remax)

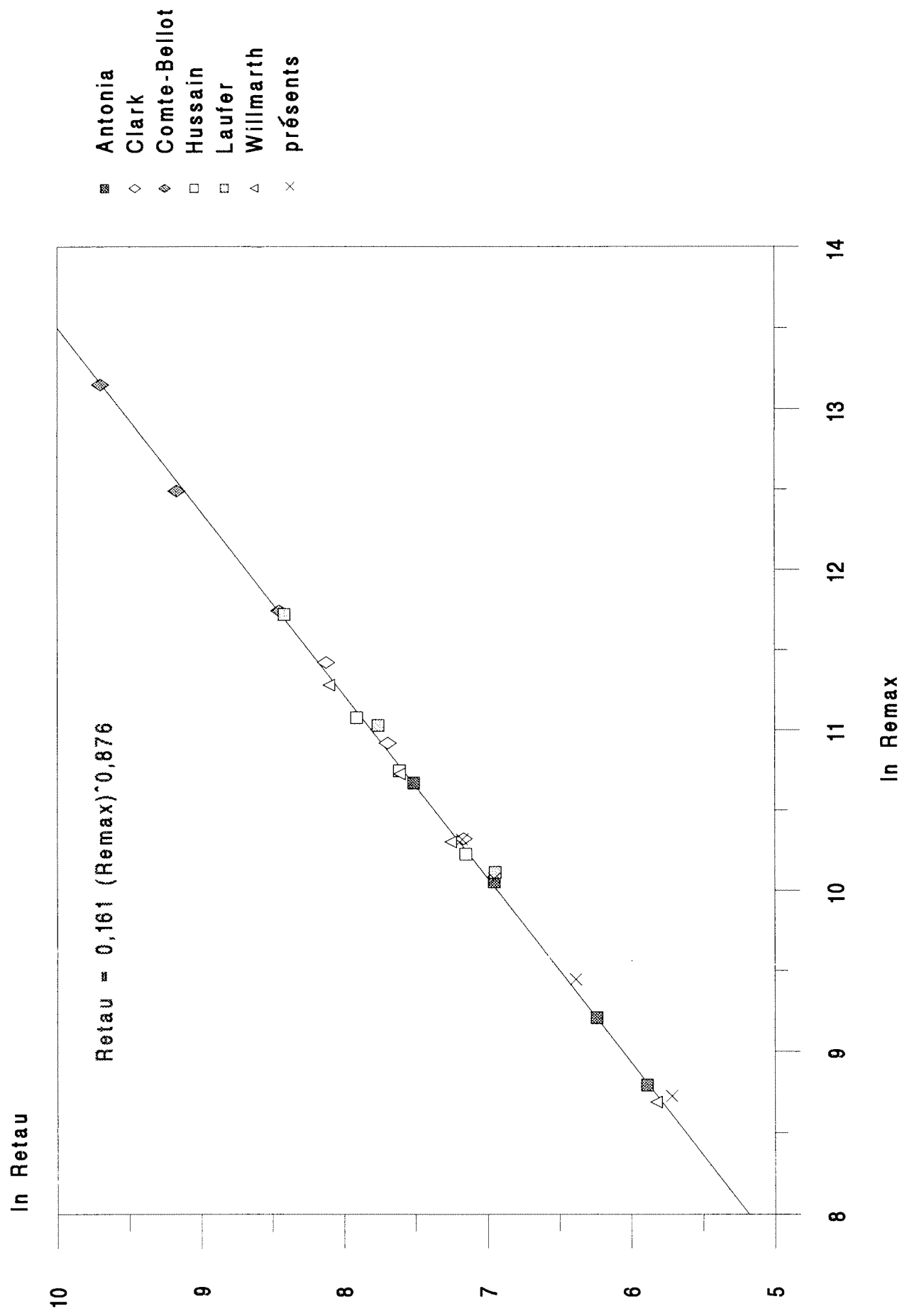


figure 3.23: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re=5000$

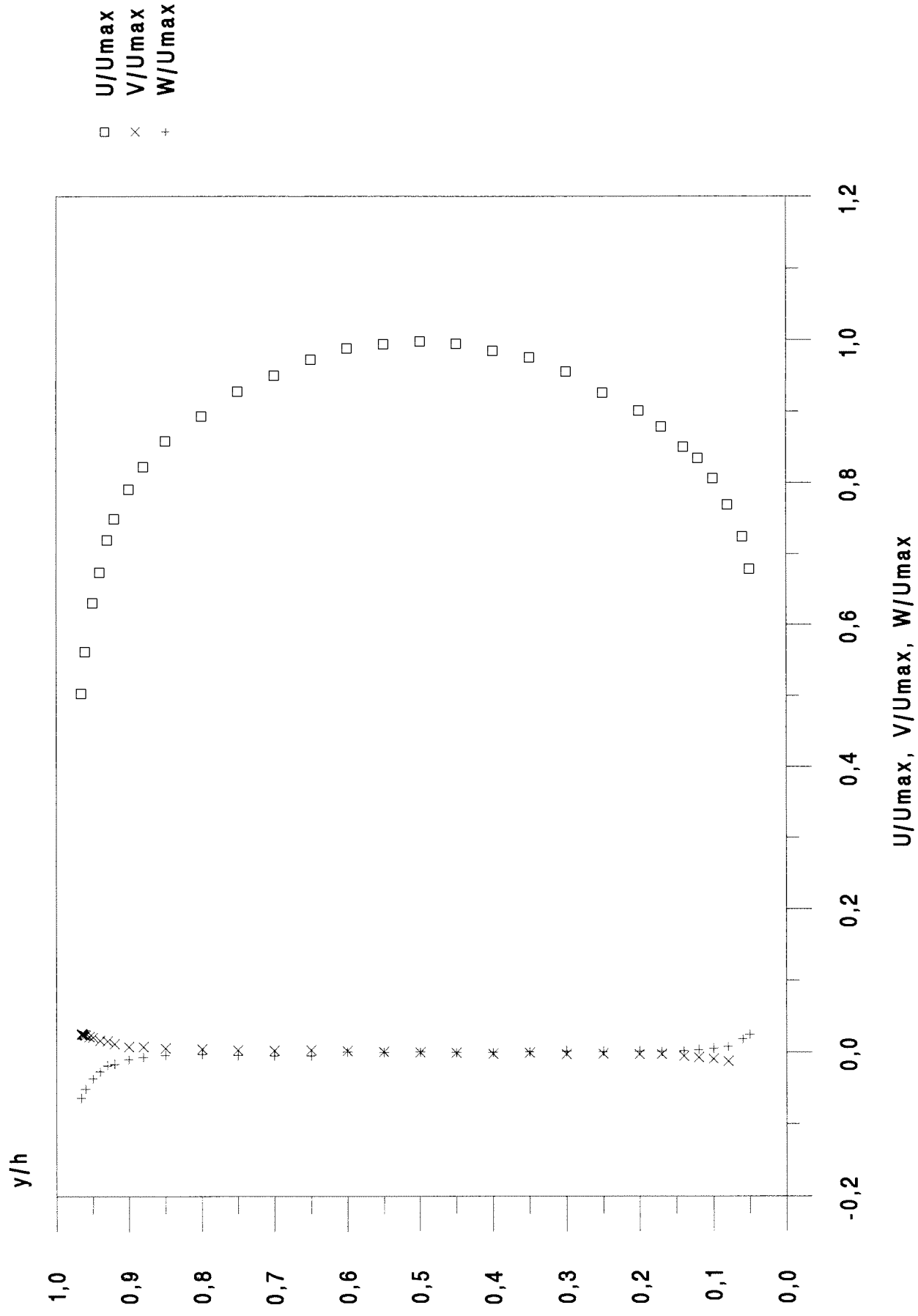


figure 3.24: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re=5000$

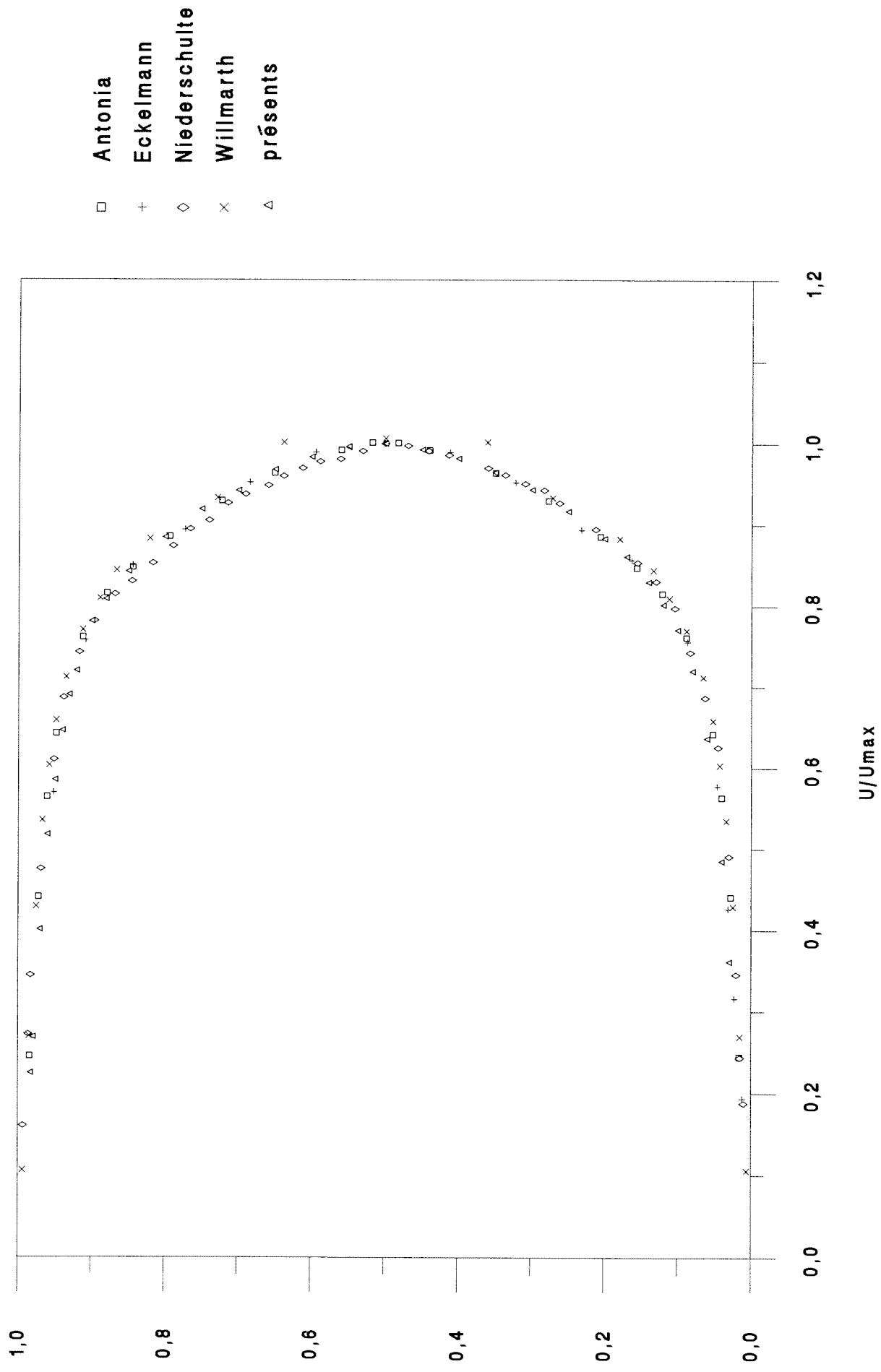


figure 3.26: Profils des composantes de la vitesse moyenne à $Re=20000$

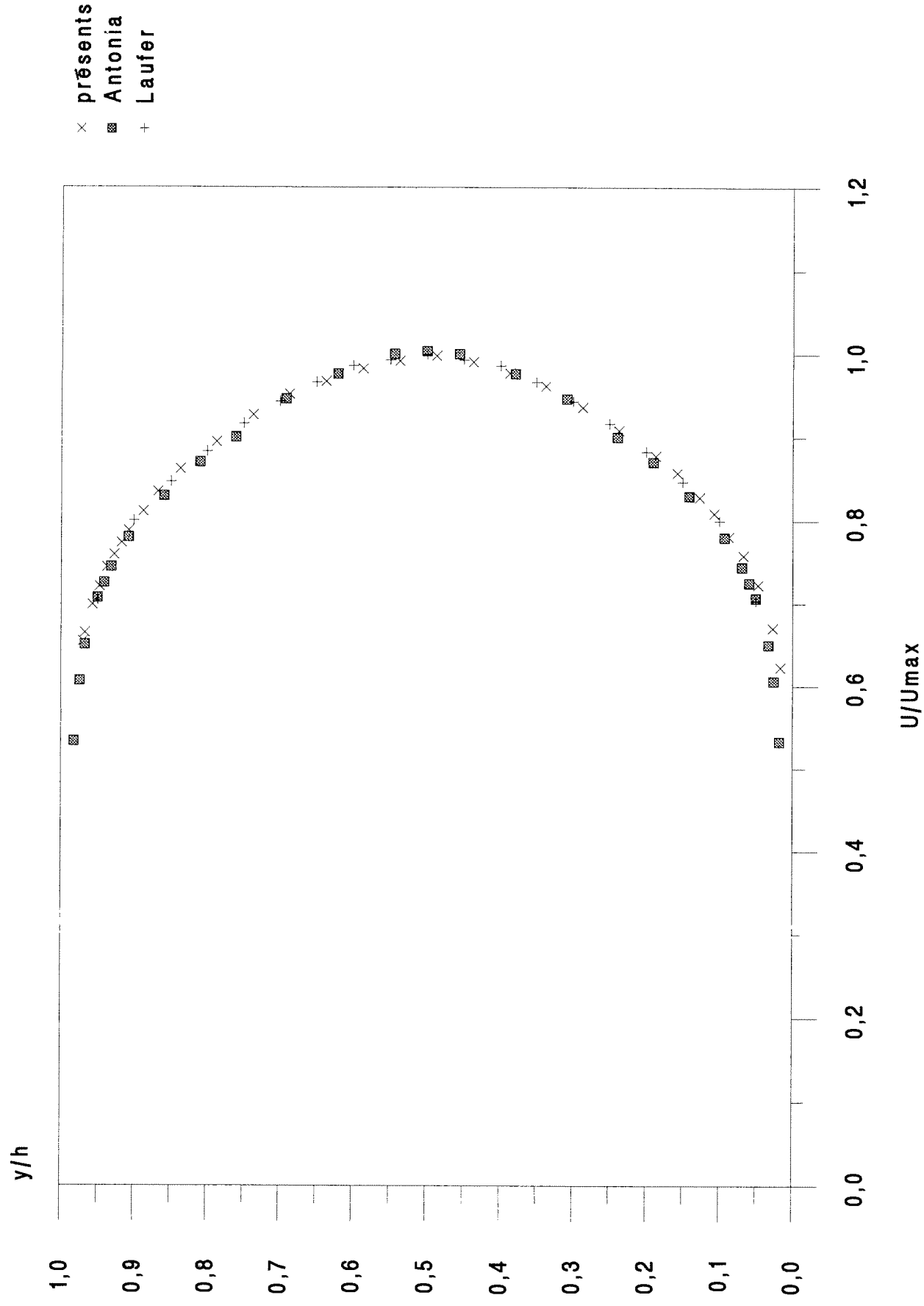


figure 3.27: Influence du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse moyenne au delà de $Re=20000$

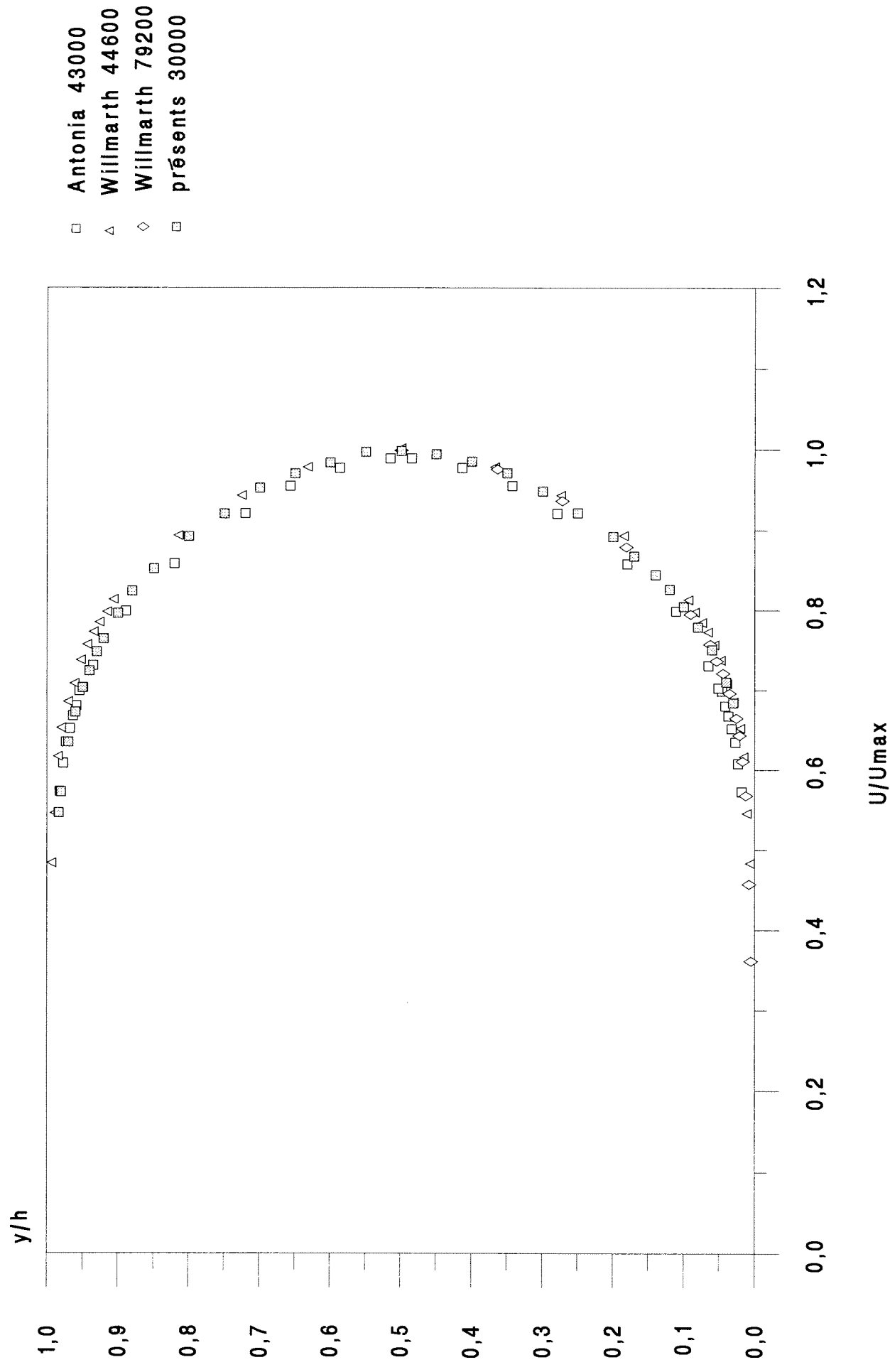


Figure 3.28: Influence du nombre de Reynolds sur la loi logarithmique

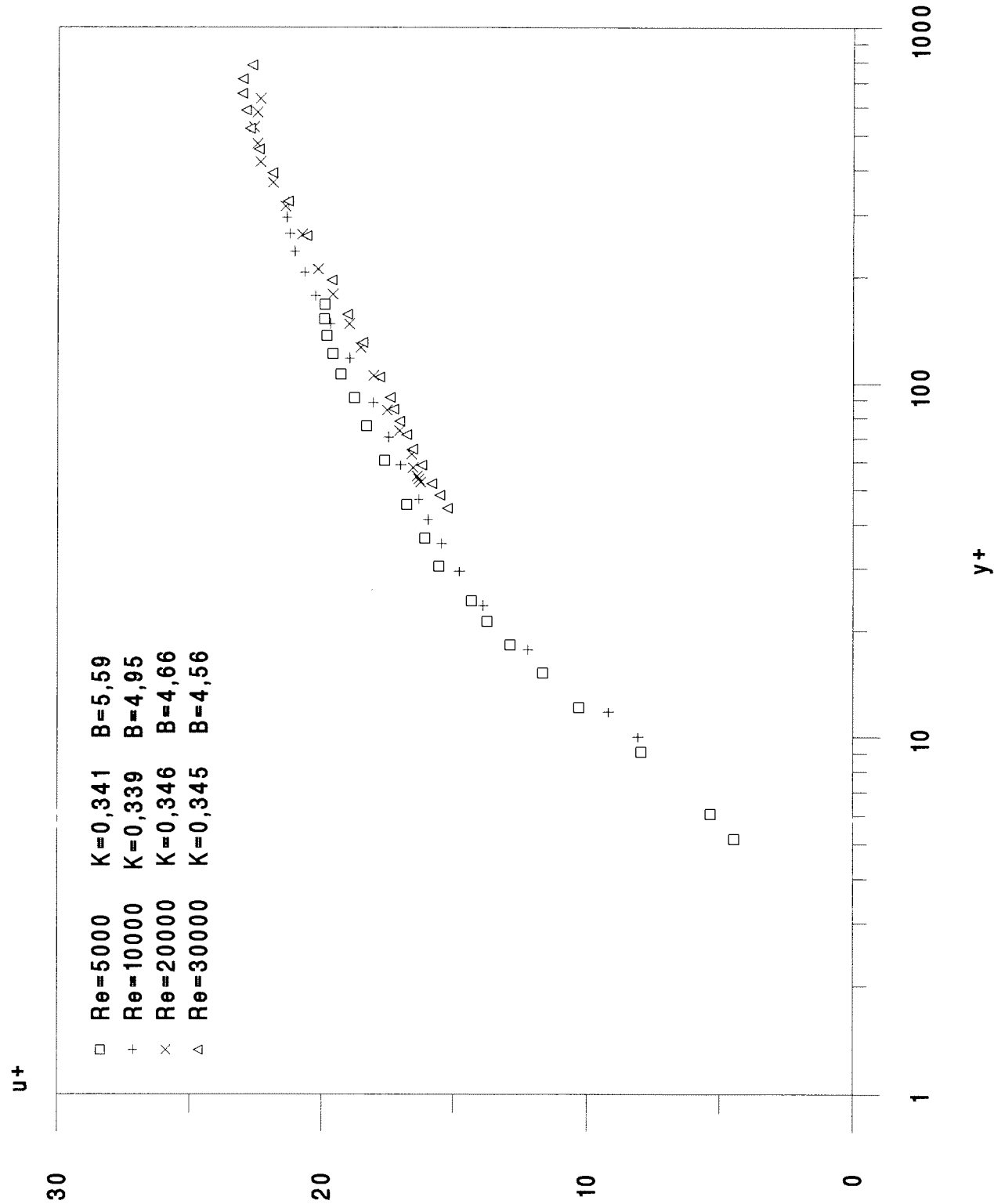


figure 3.29: Influence du nombre de Reynolds sur la loi logarithmique au delà de $Re=20000$

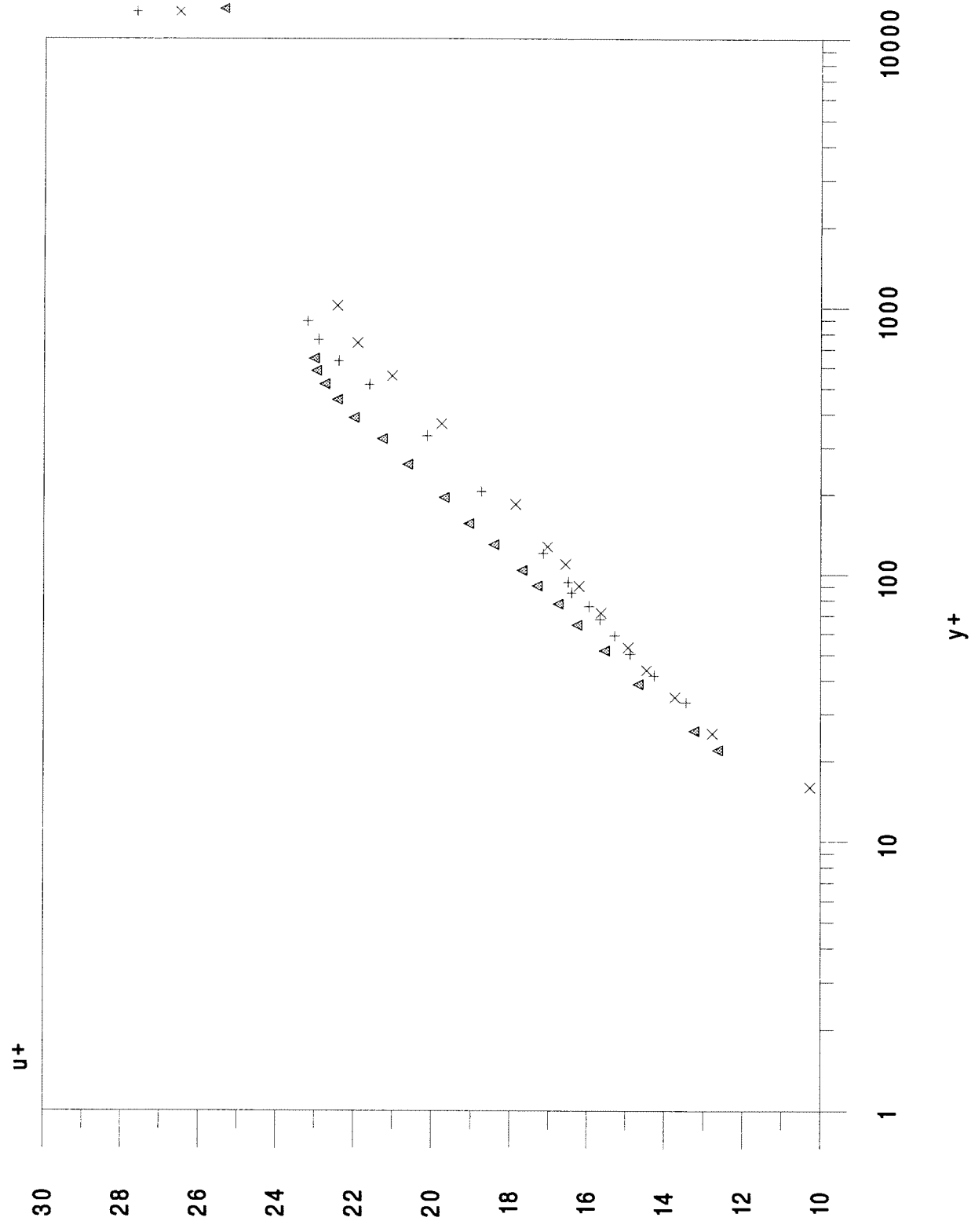


figure 3.30: Profils de $u'/u\tau$ à $Re=5000$

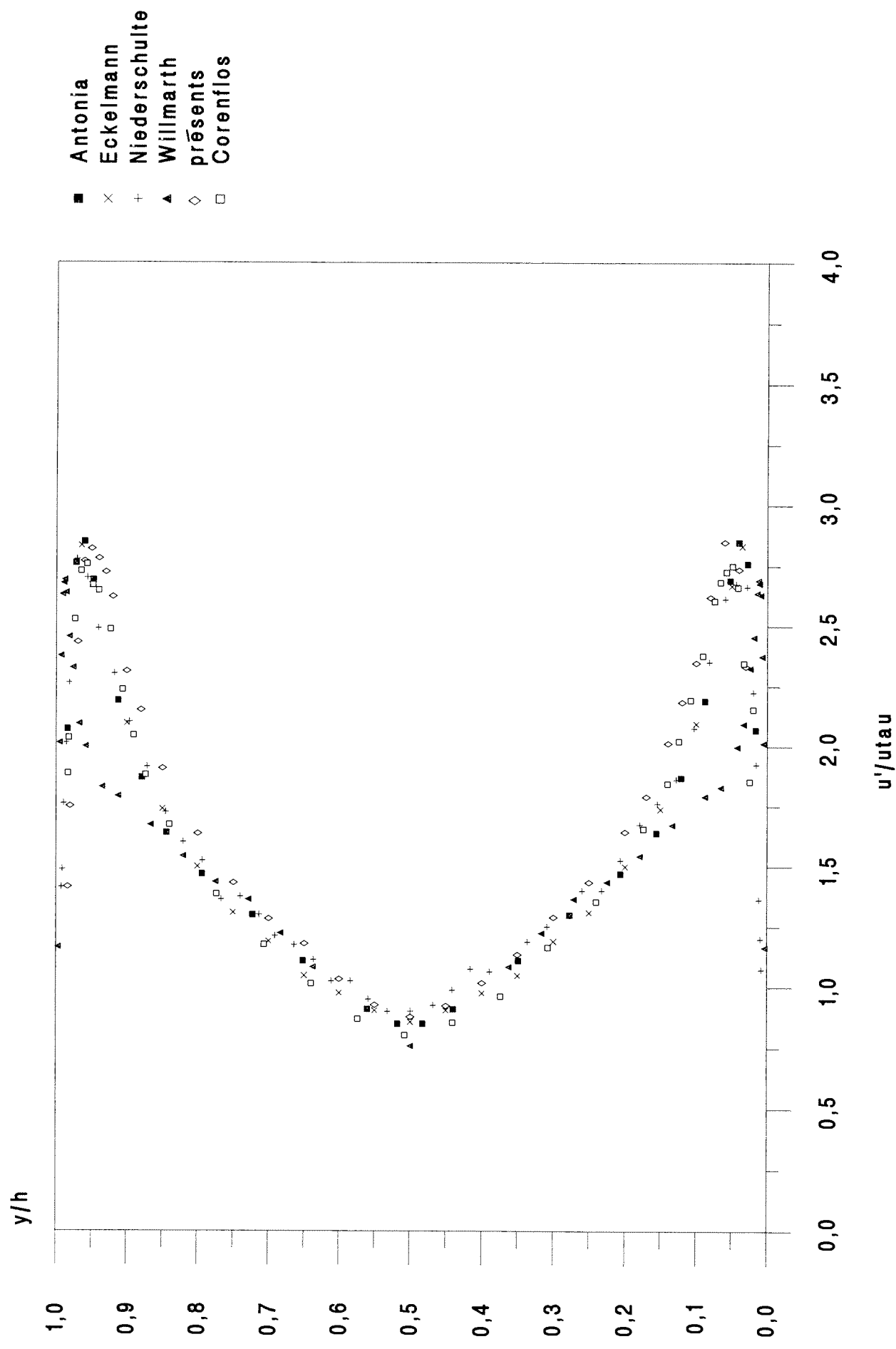


figure 3.31: Profils de u'/u_{τ} à $Re=10000$

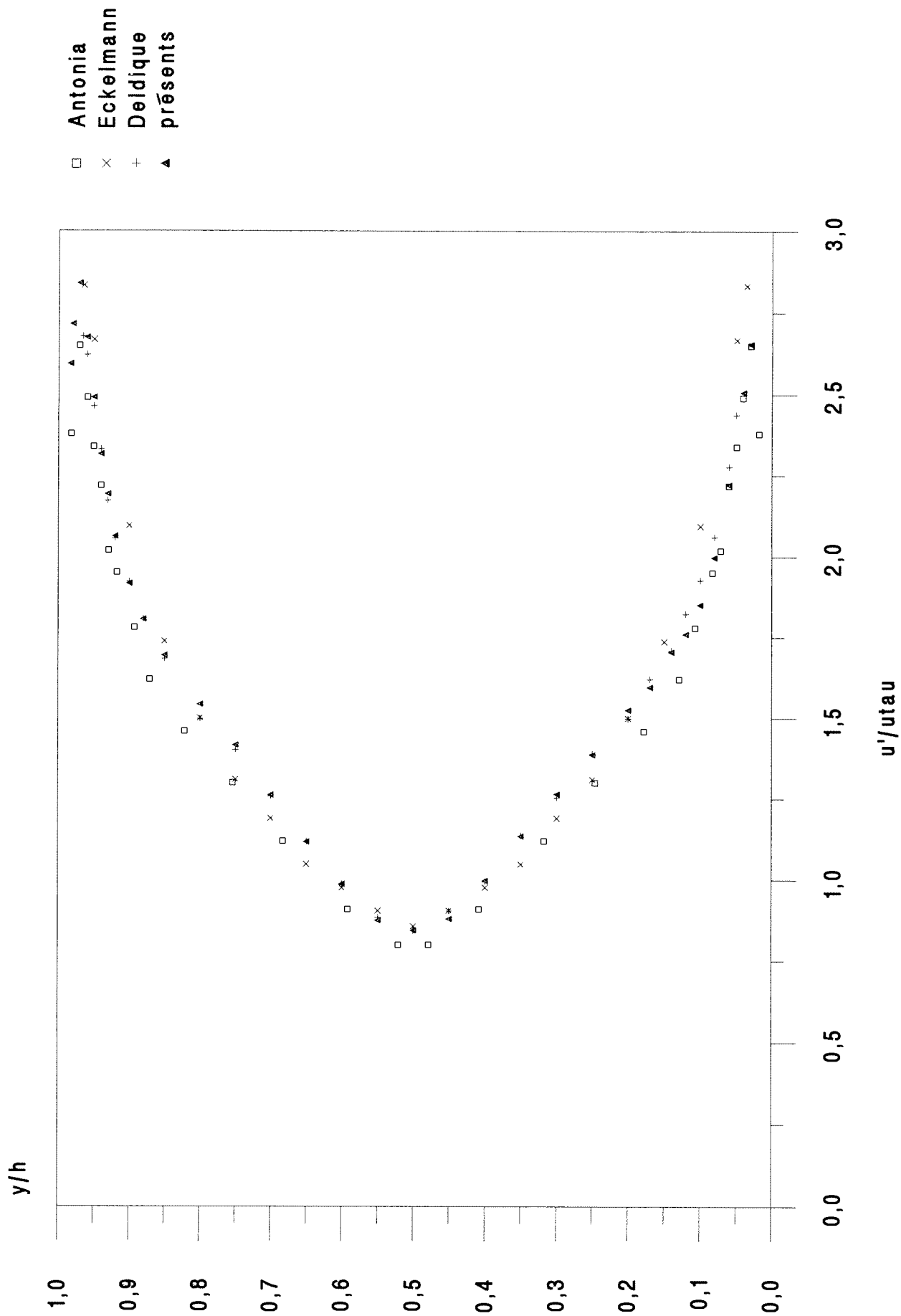


figure 3.32: Profils de $u'/u_{\tau} \tilde{a}$ Re=20000

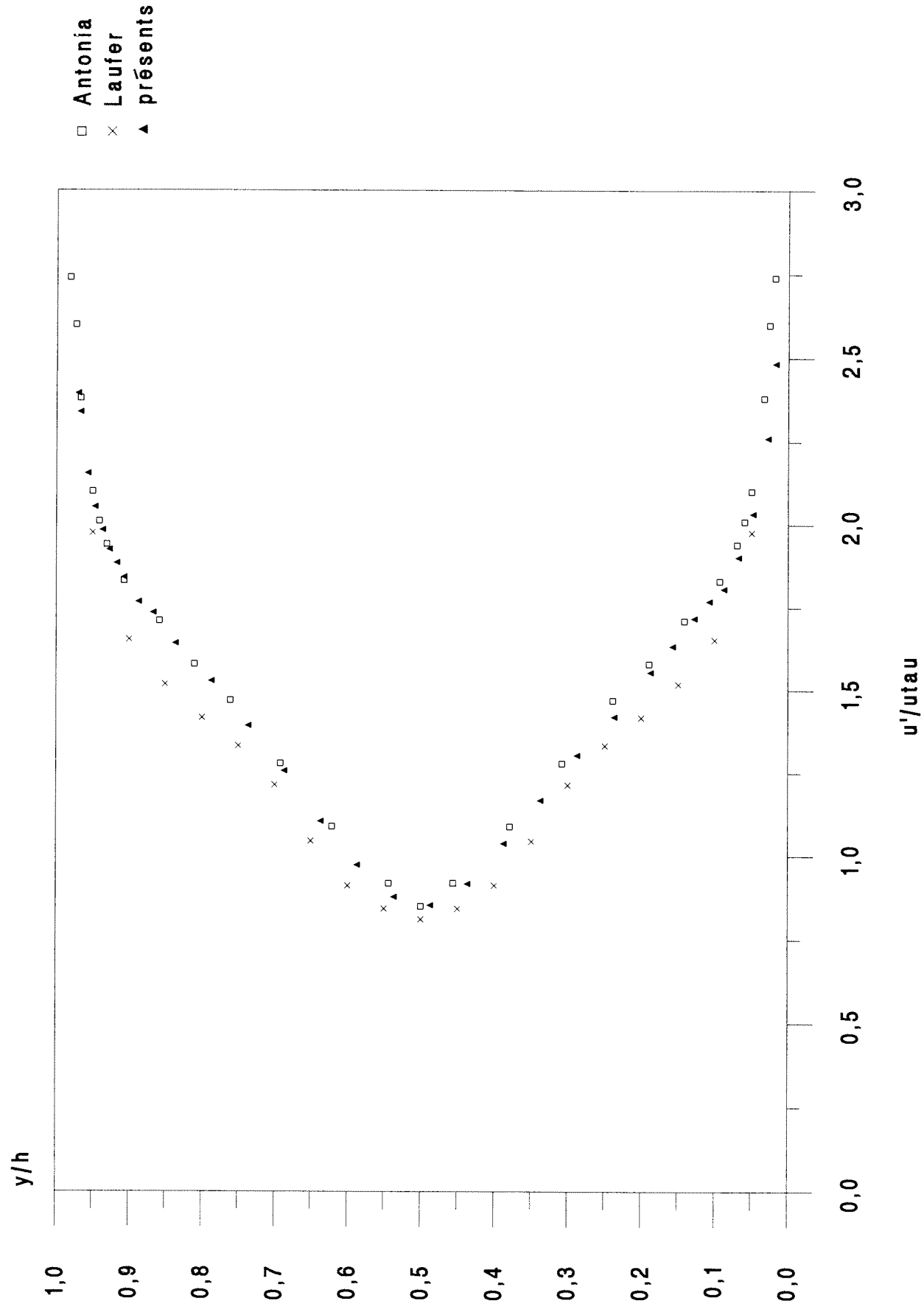


figure 3.33: Profils de u'/u_{τ} à $Re=30000$

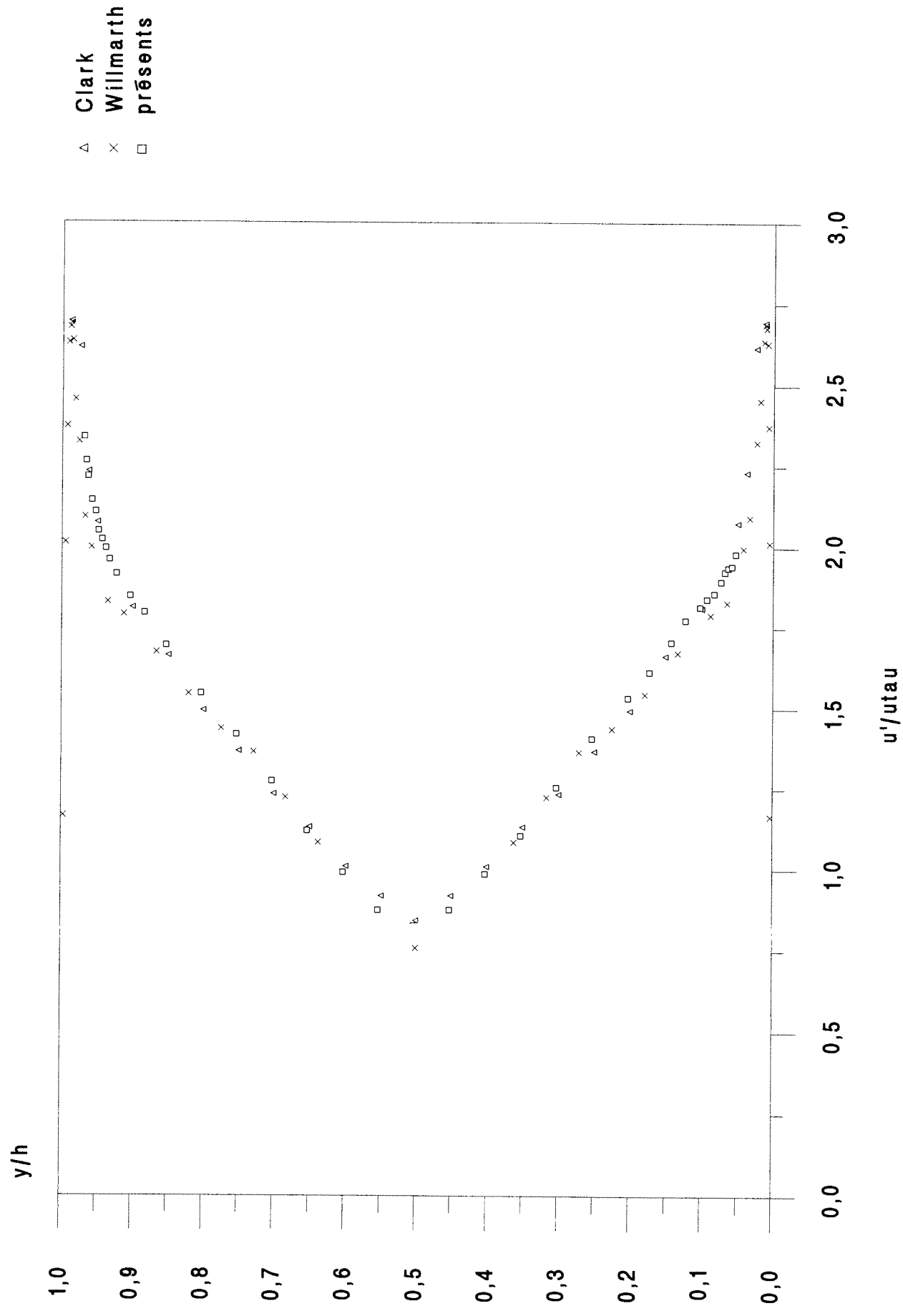


figure 3.34: Influence du nombre de Reynolds sur u'/u_{τ} au delà de $Re=20000$

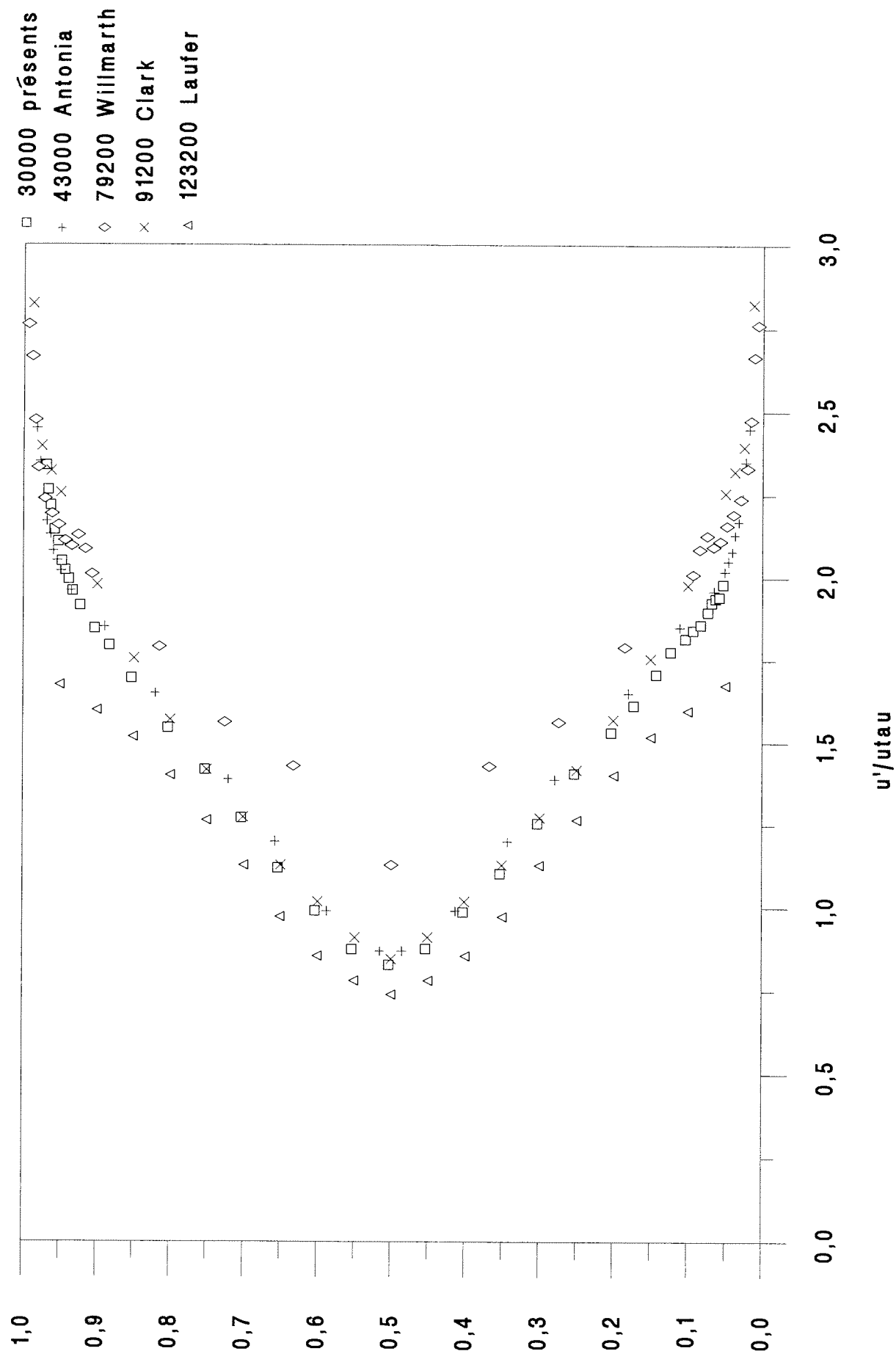


figure 3.35: Profils de $v'/u\tau$ à $Re=5000$

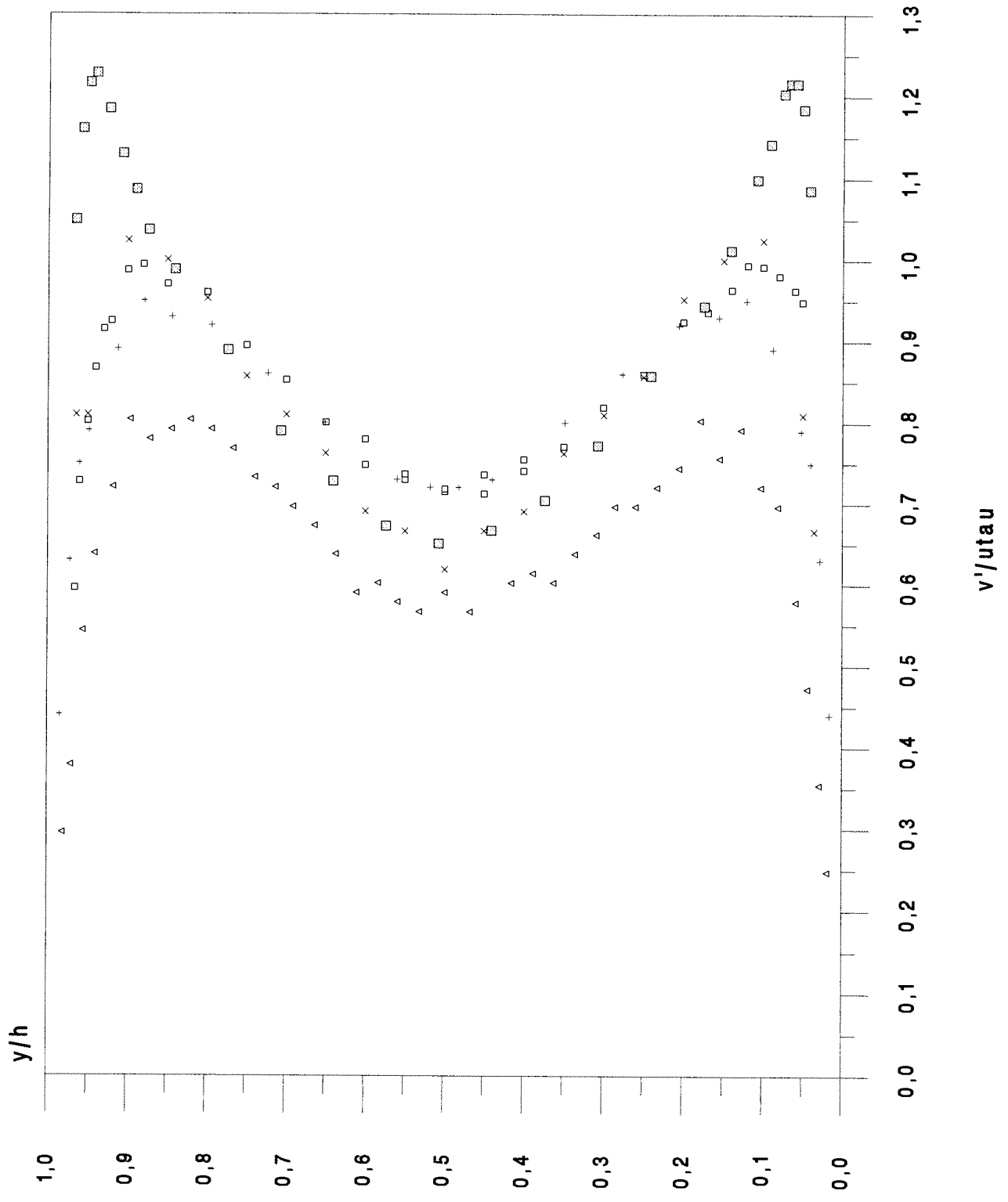


figure 3.36: Profils de $v'/u\tau$ à $Re=10000$

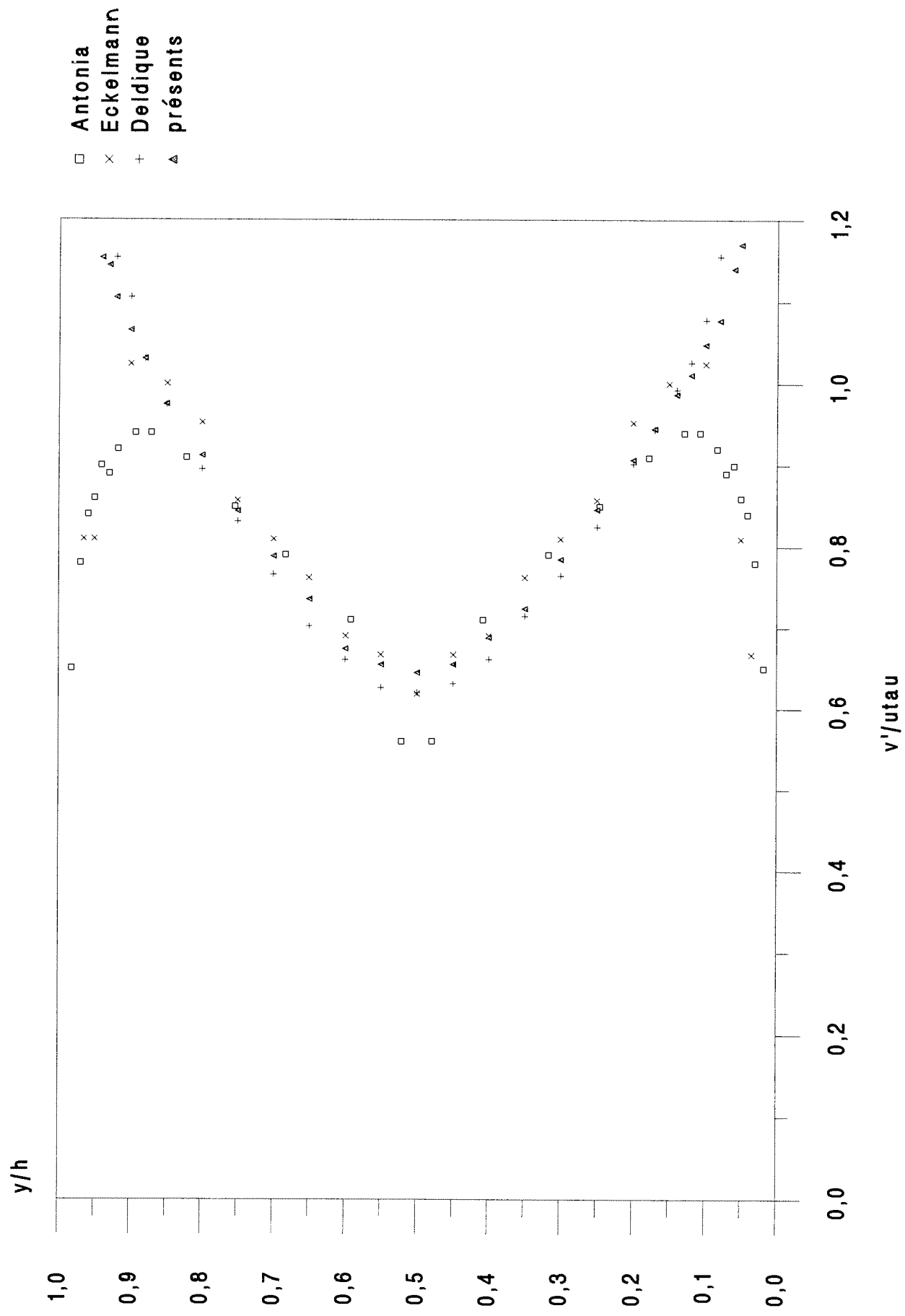


figure 3.37: Profils de $v'/u\tau$ à $Re=20000$

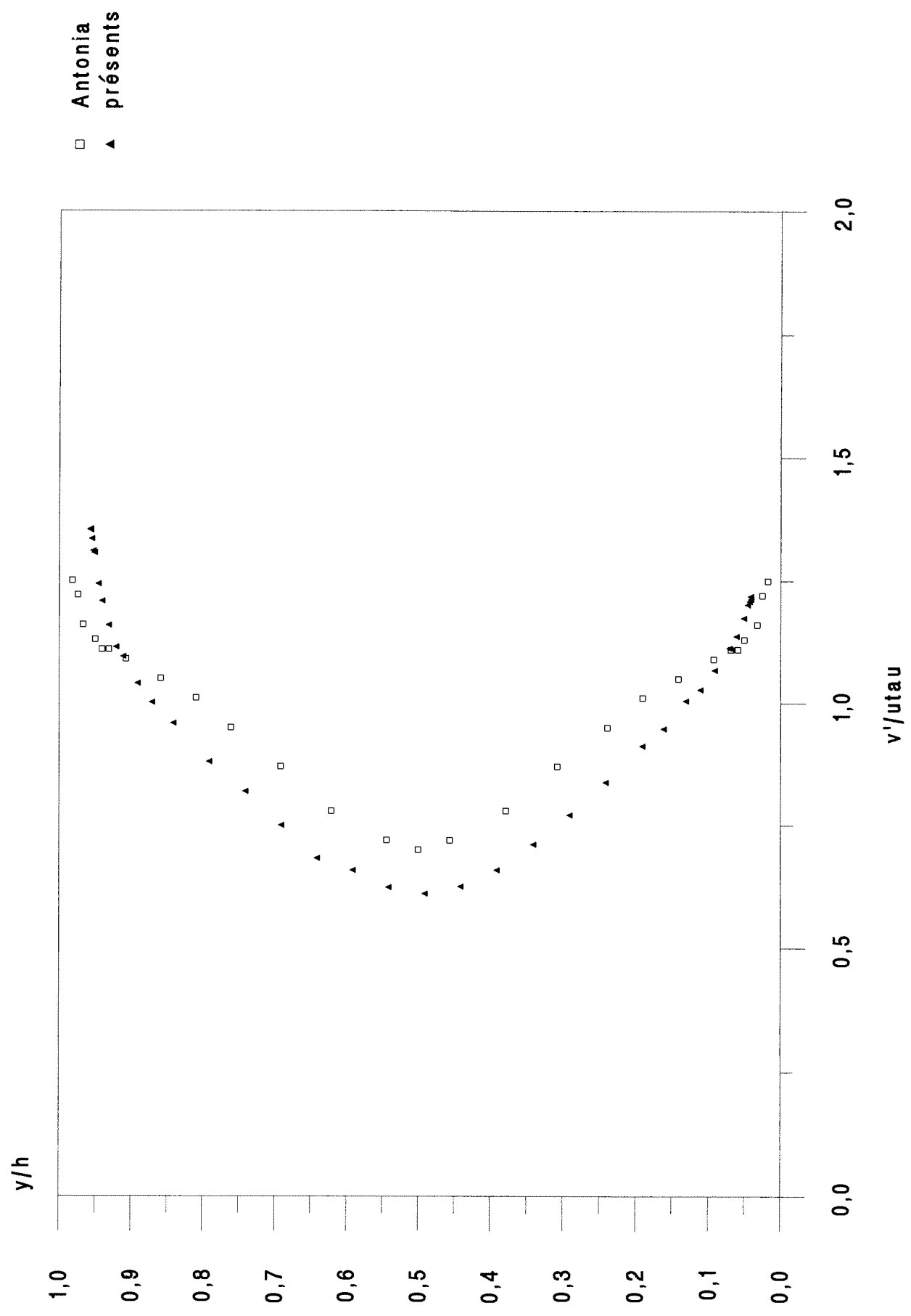


figure 3.38: Profils de $v'/u\tau$ à $Re=30000$

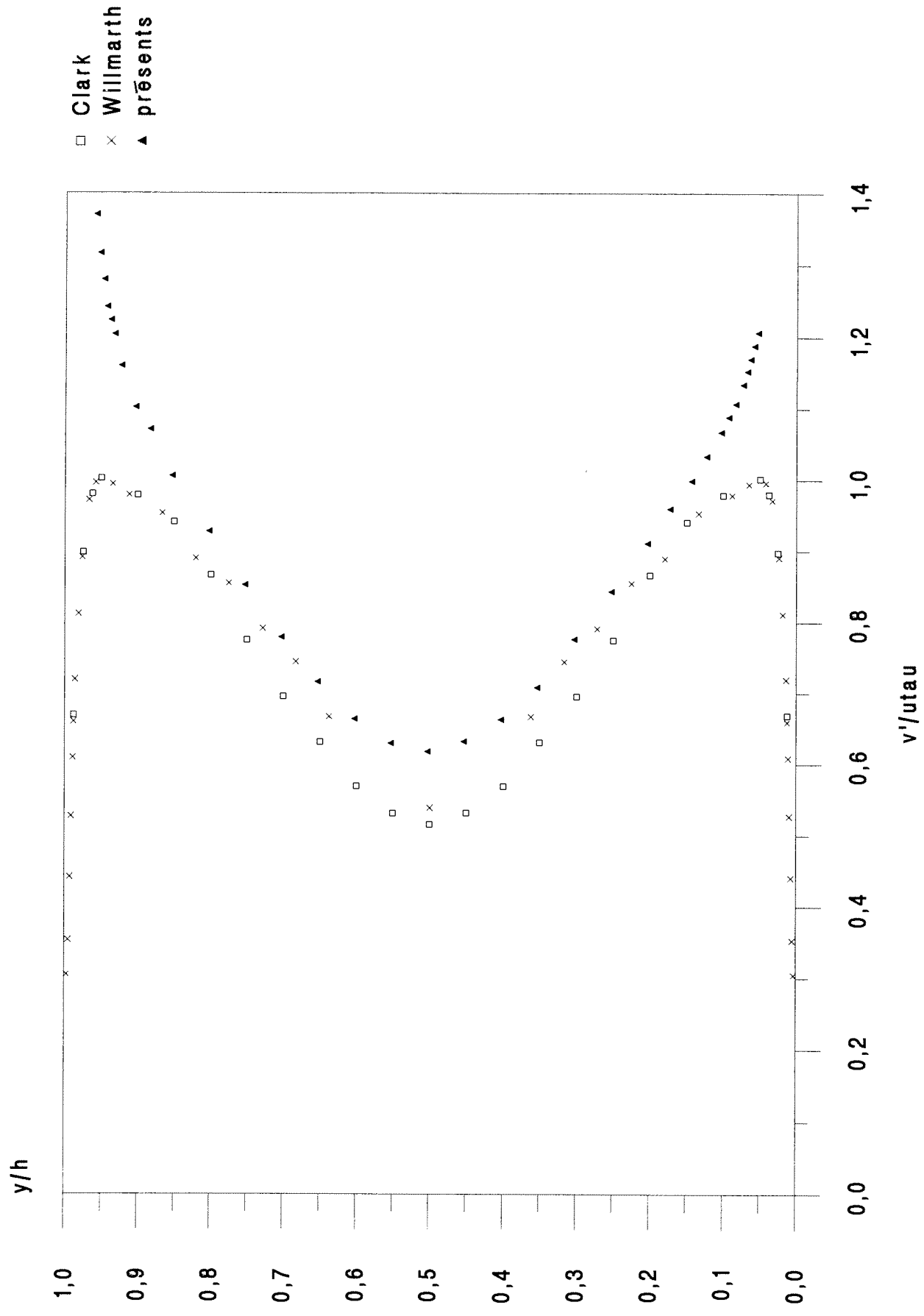


figure 3.39: Influence du nombre de Reynolds sur $v'/u\tau$ au delà de $Re=20000$

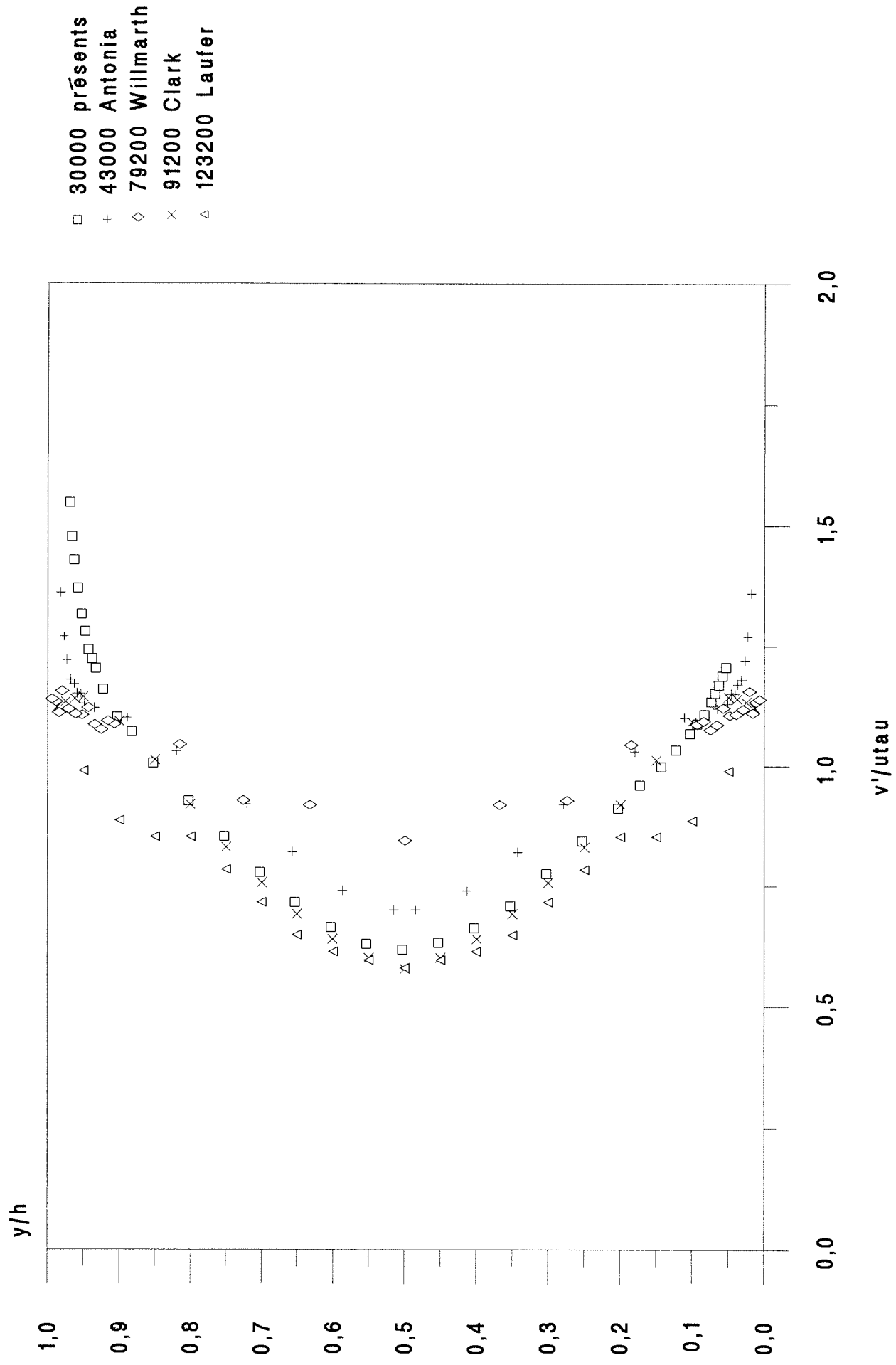


figure 3.40: Influence du nombre de Reynolds sur w'/u_{τ} au delà de $Re=20000$

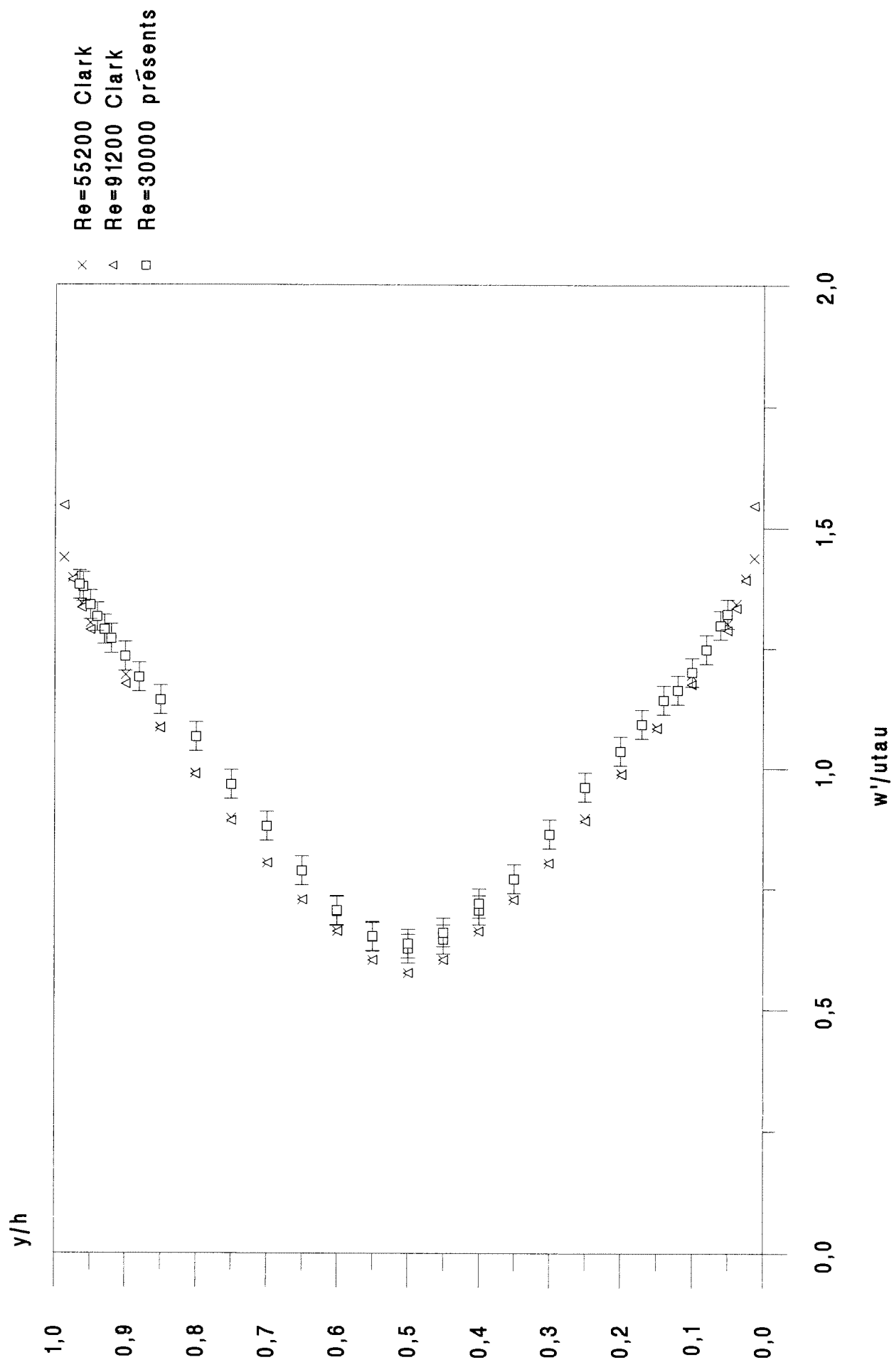


figure 3.41: Profils de l'energie turbulente $k/utau^2$ à $Re=5000$

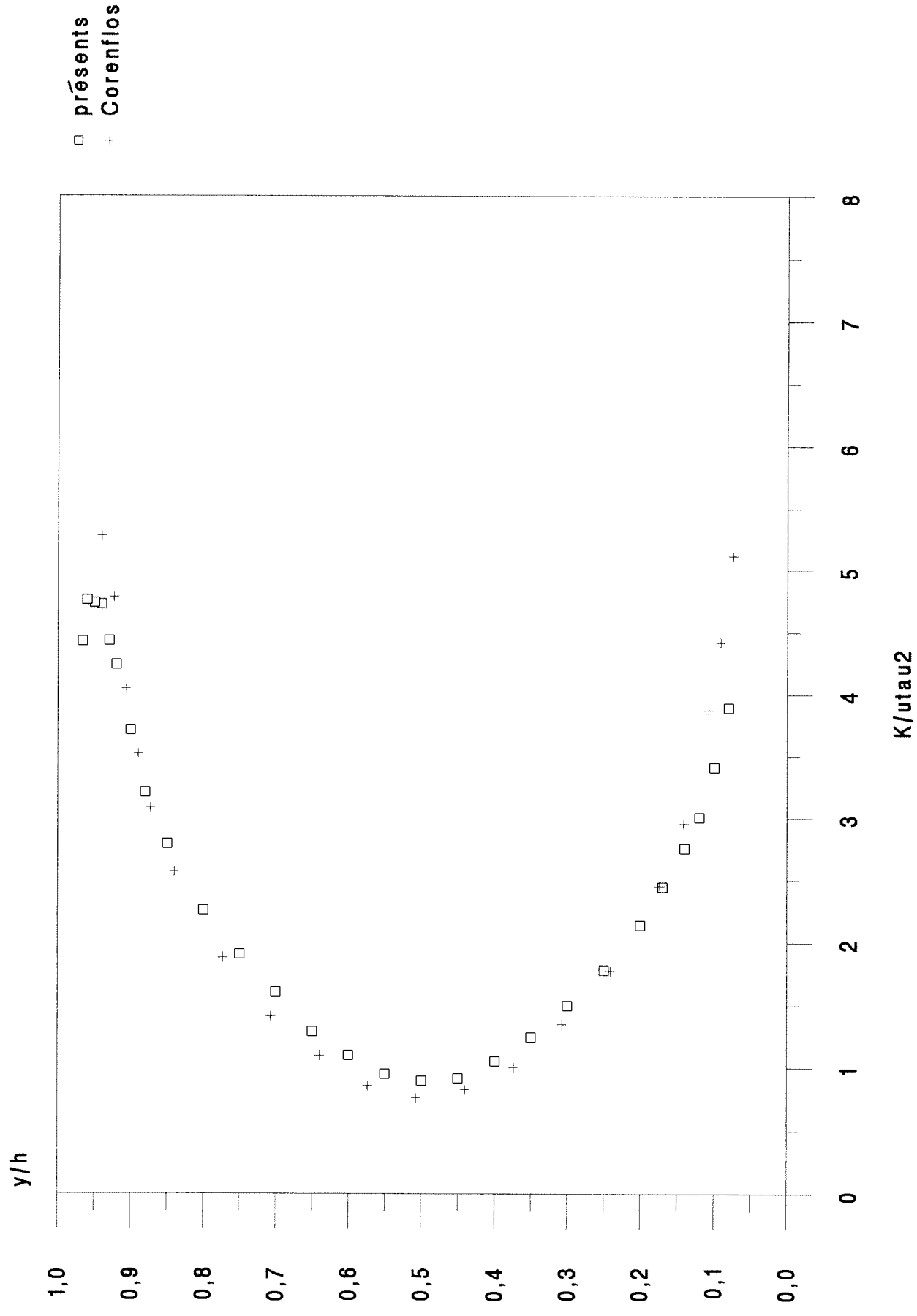


figure 3.42 a: Profils de l'énergie turbulente k'/u_{τ}^2 à $Re=10000$

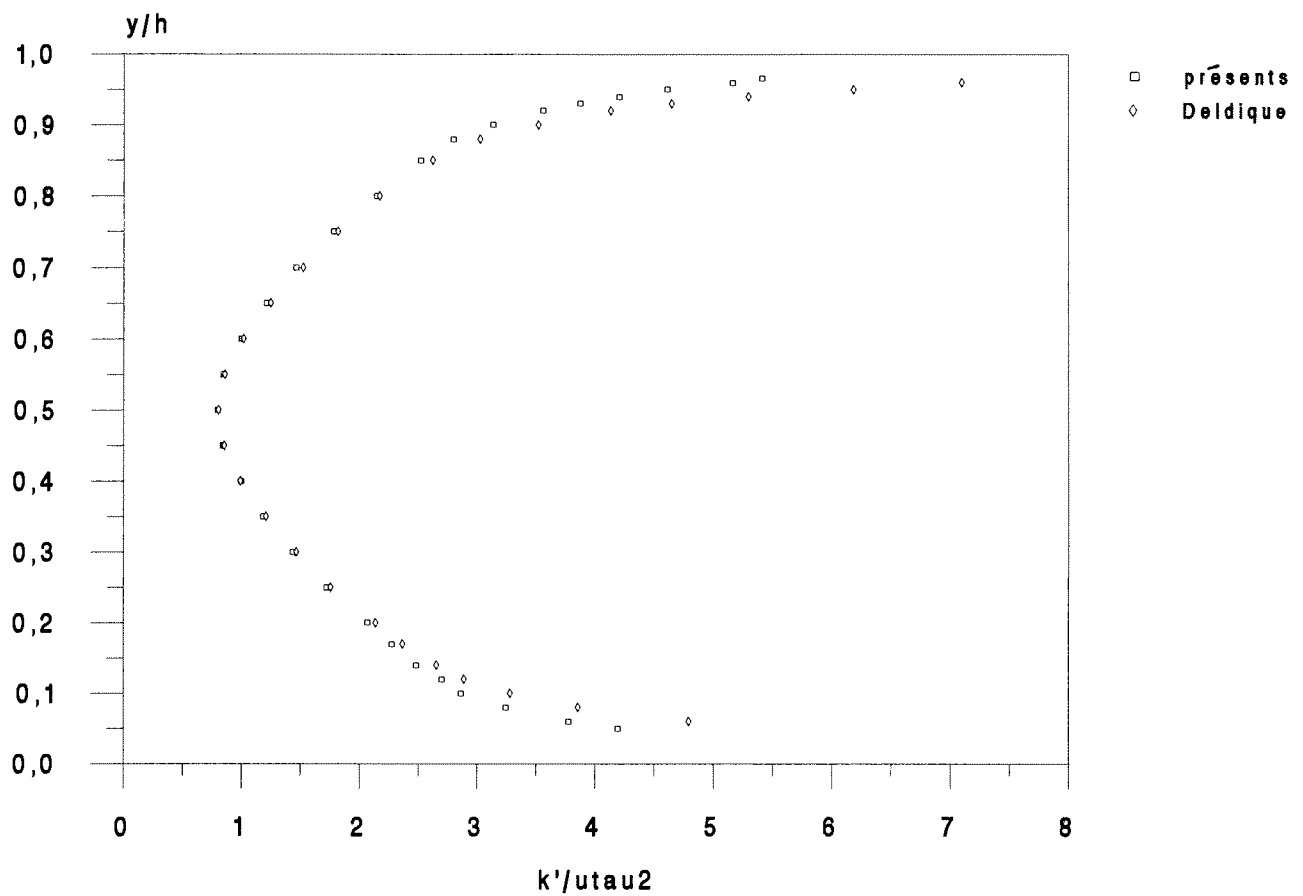


figure 3.42 b: Influence du nombre de Reynolds sur k'/u_{τ}^2 au delà de $Re = 20\,000$

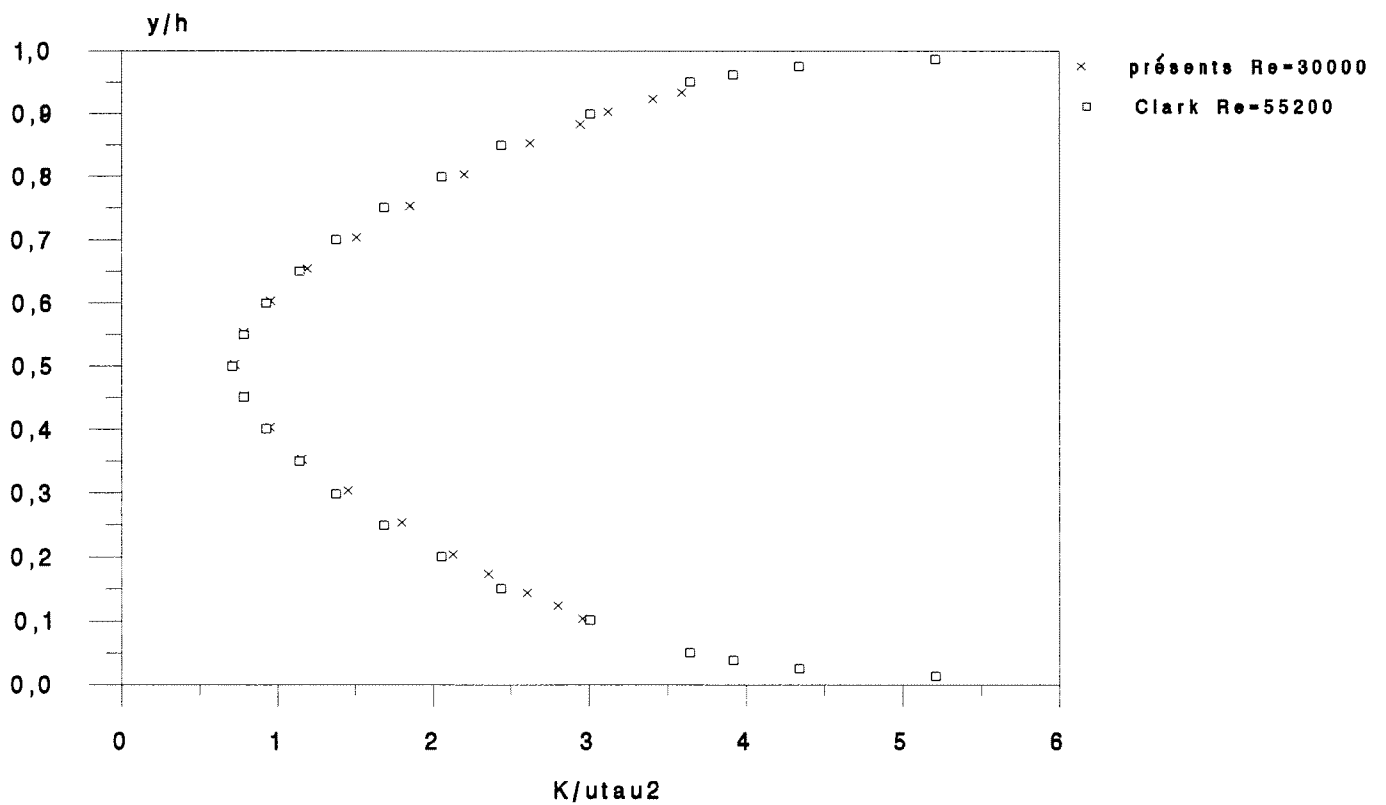


figure 3.43: Profils de $u'v'/u\tau u^2$ à $Re=5000$

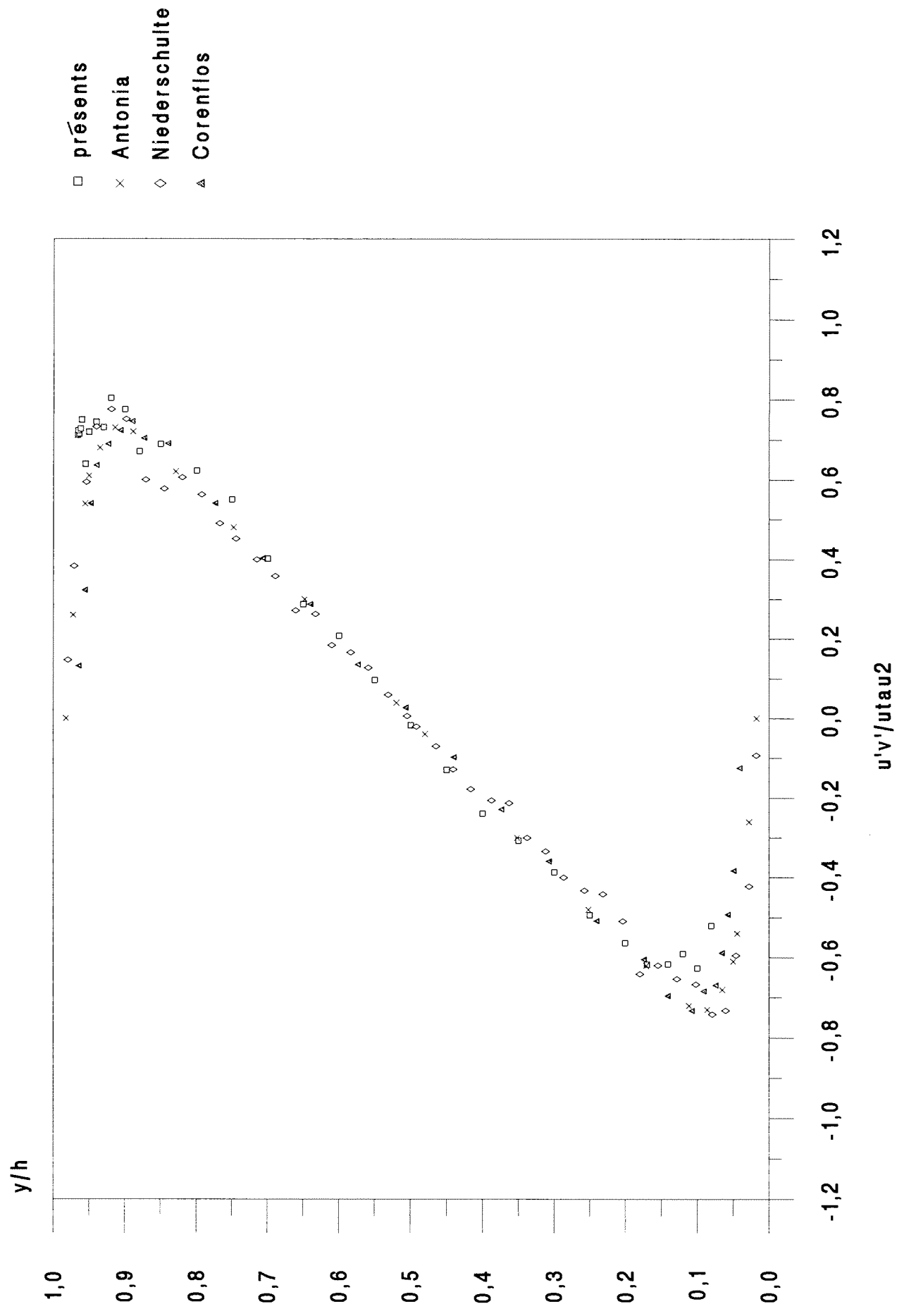


figure 3.44: Profils de $u'v'/u\tau_2$ à $Re=10000$

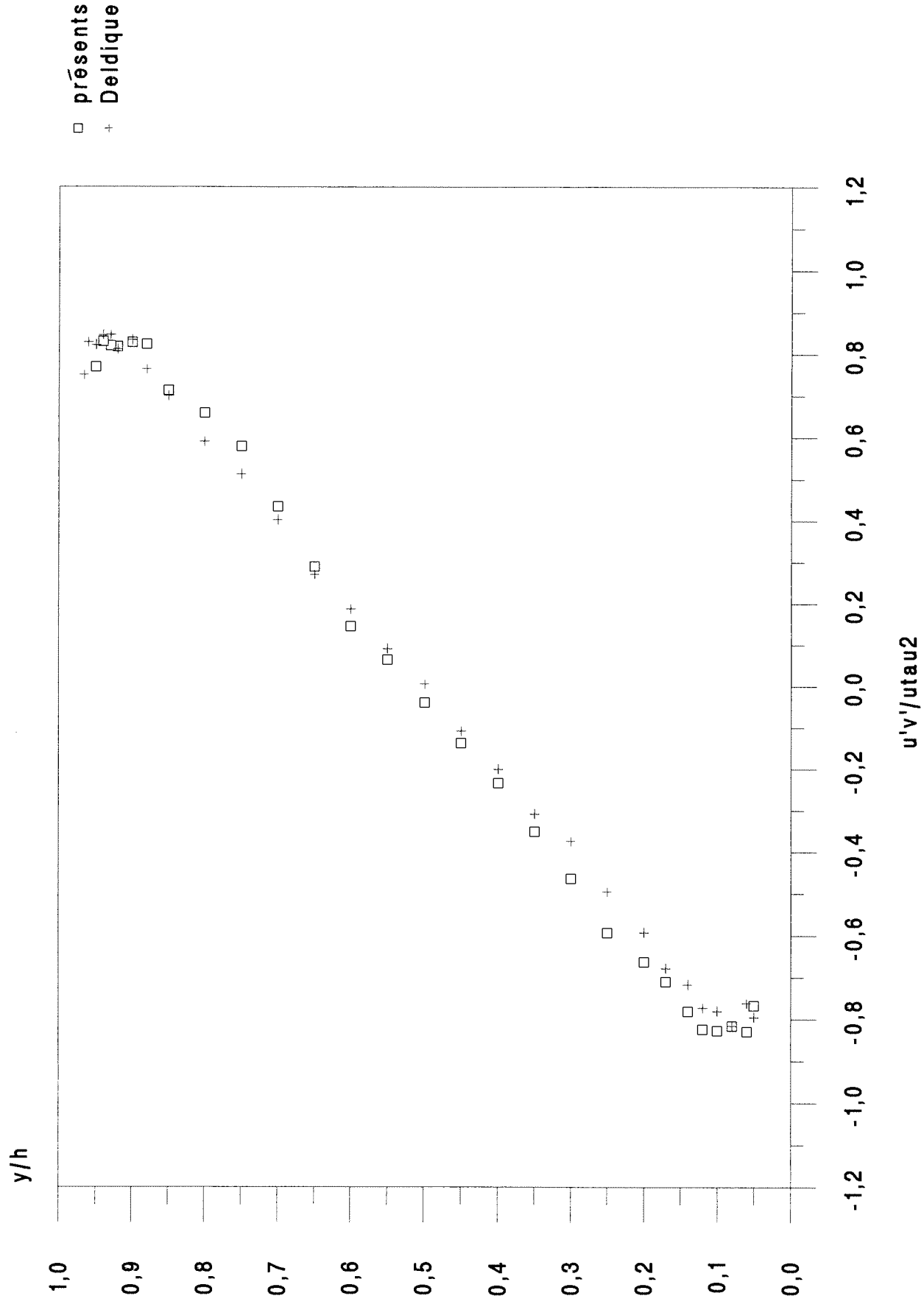


figure 3.45: Influence du nombre de Reynolds sur $u'v'/u\tau_2$ au delà de $Re=20000$

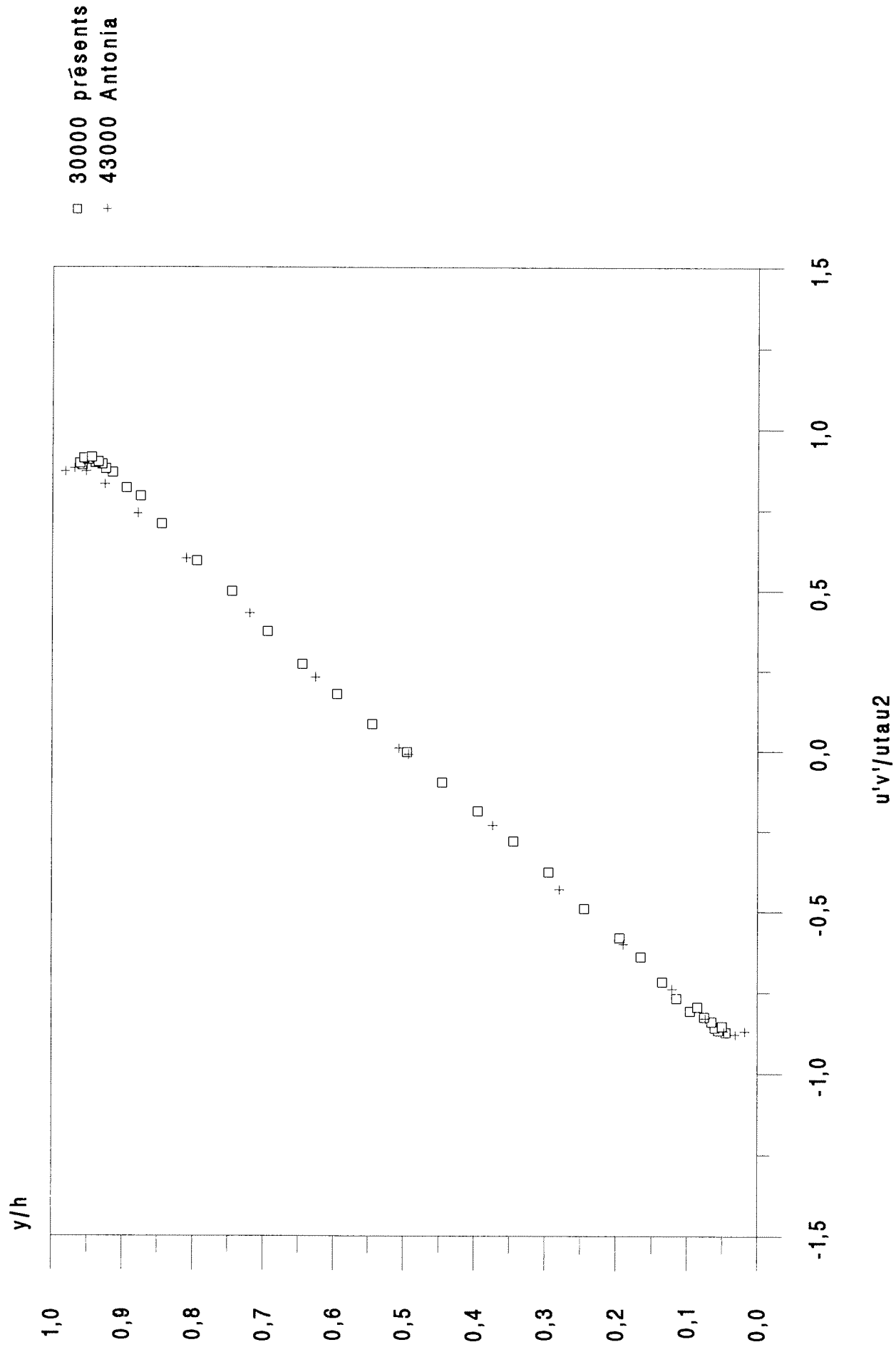


figure 346: Comparaison avec la DNS de Horiuti (Re=6490): U/U_{\max}

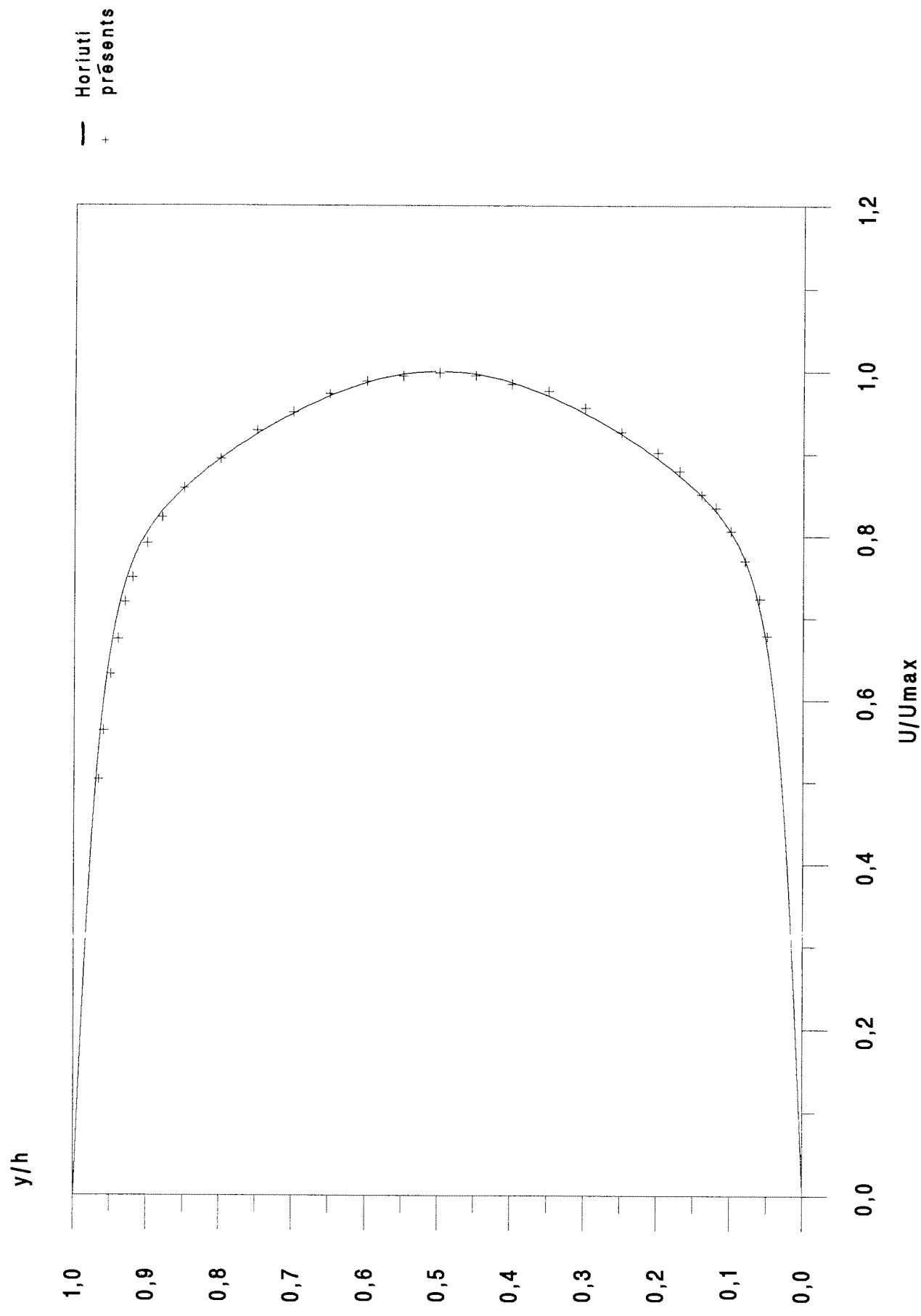


figure 3.47: Comparaison avec la DNS de Horiuti (Re=6490): u'/u_{τ}

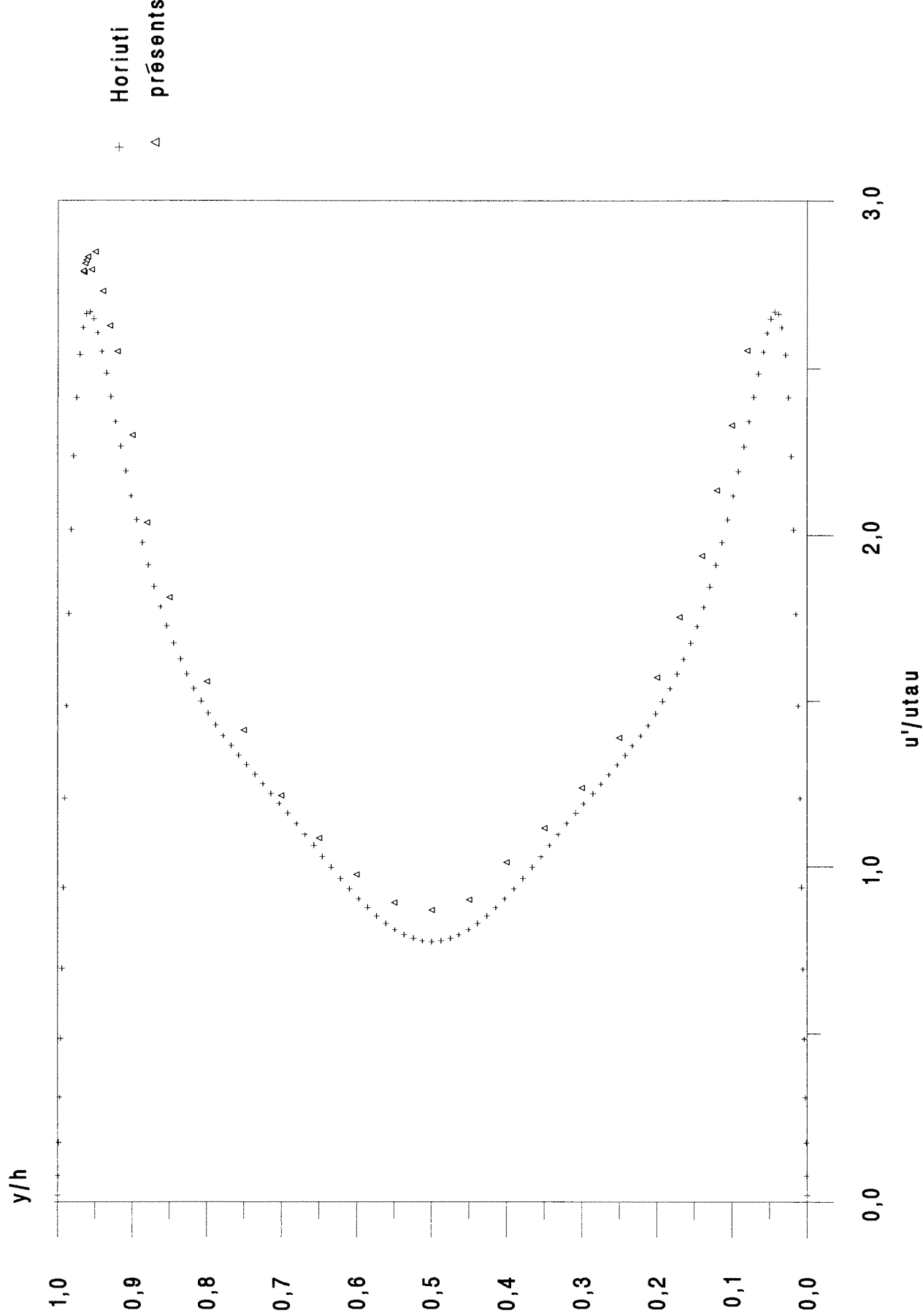


Figure 3.48: Comparaison avec la DNS de Kim (Re=16000): u'/u_{τ}

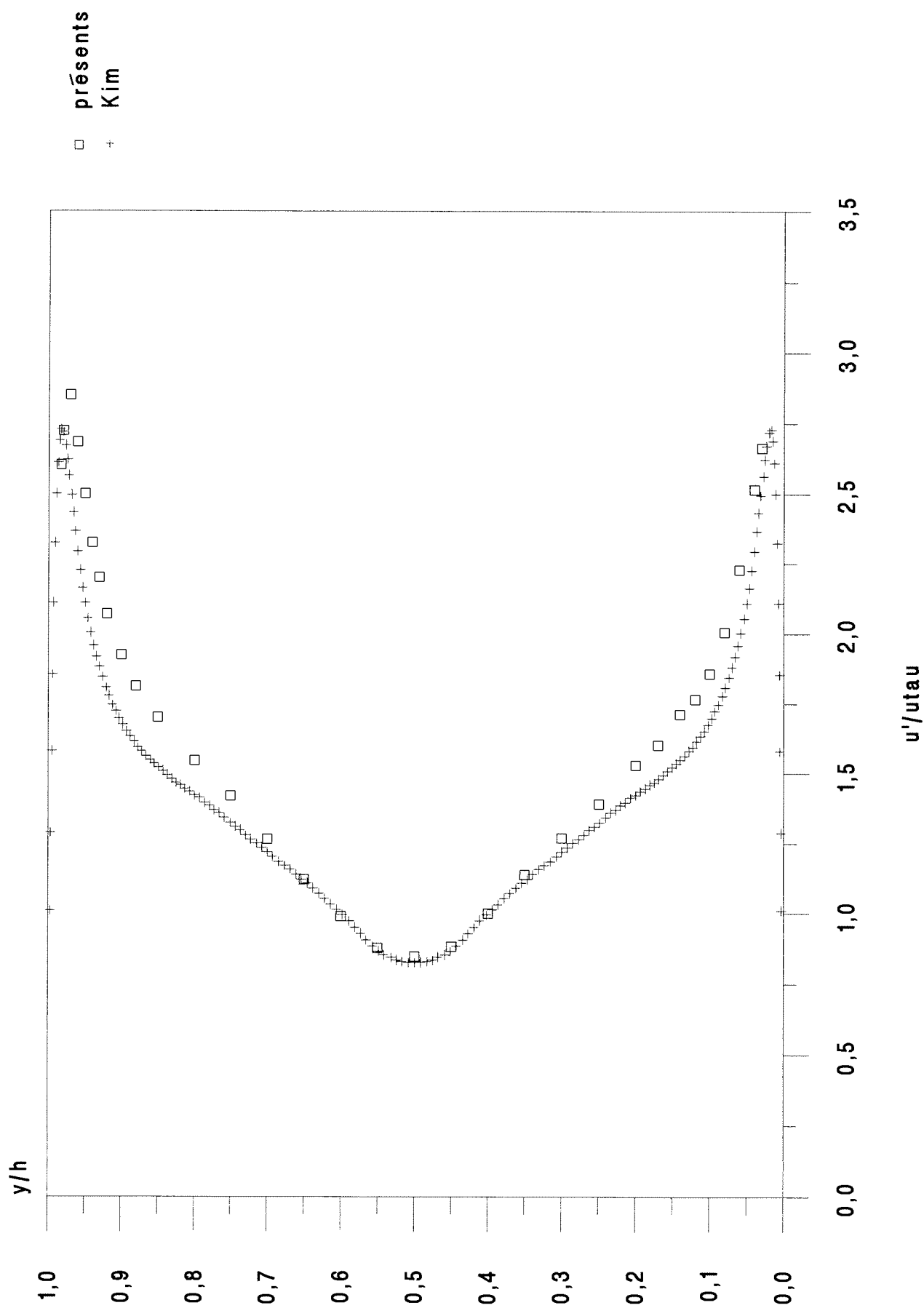


figure 3.49: Comparaison avec la DNS de Horiuti (Re=6490): v'/u_{τ}

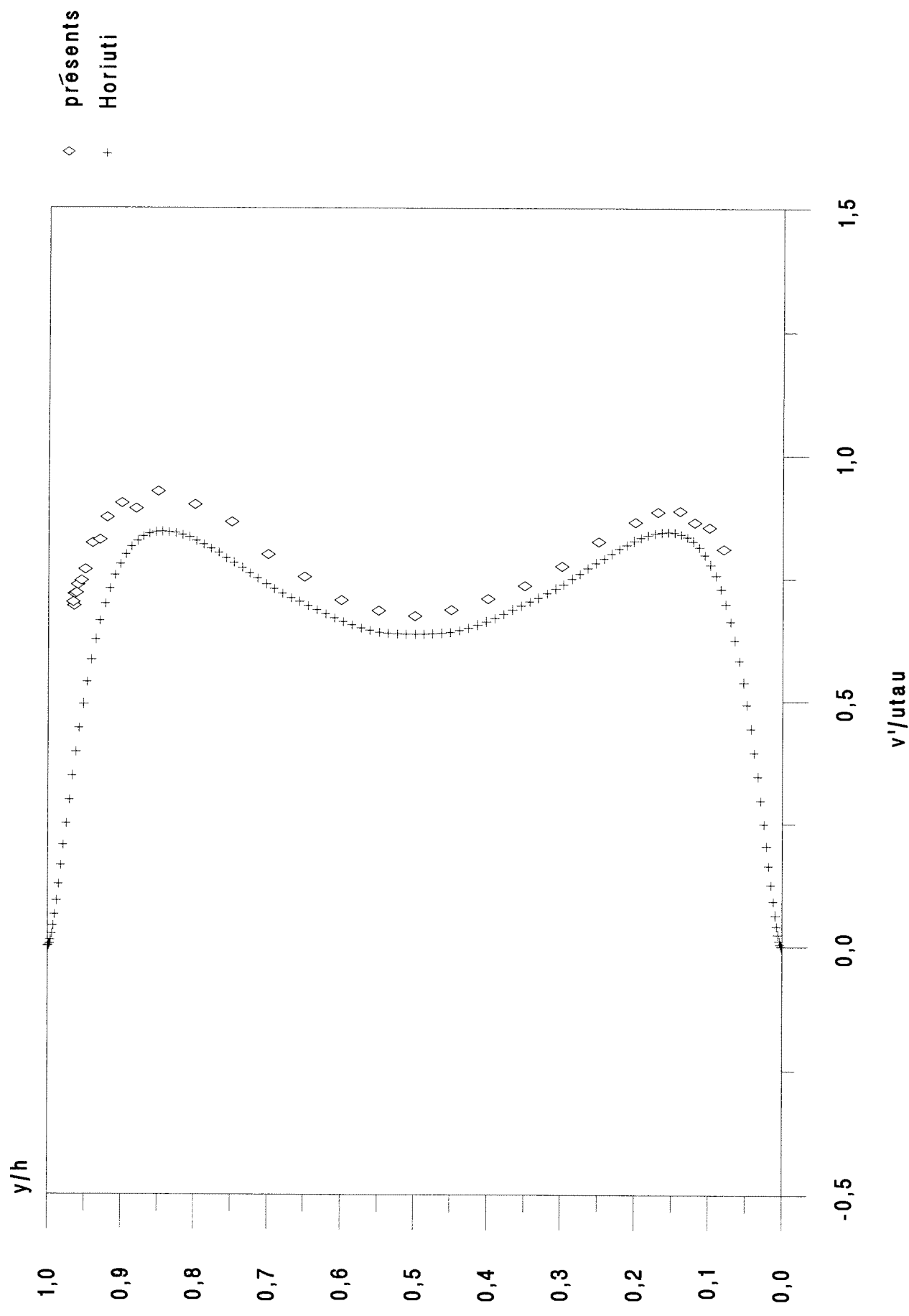


Figure 3.50: Comparaison avec la DNS de Kim (Re=10000): v'/u_{τ}

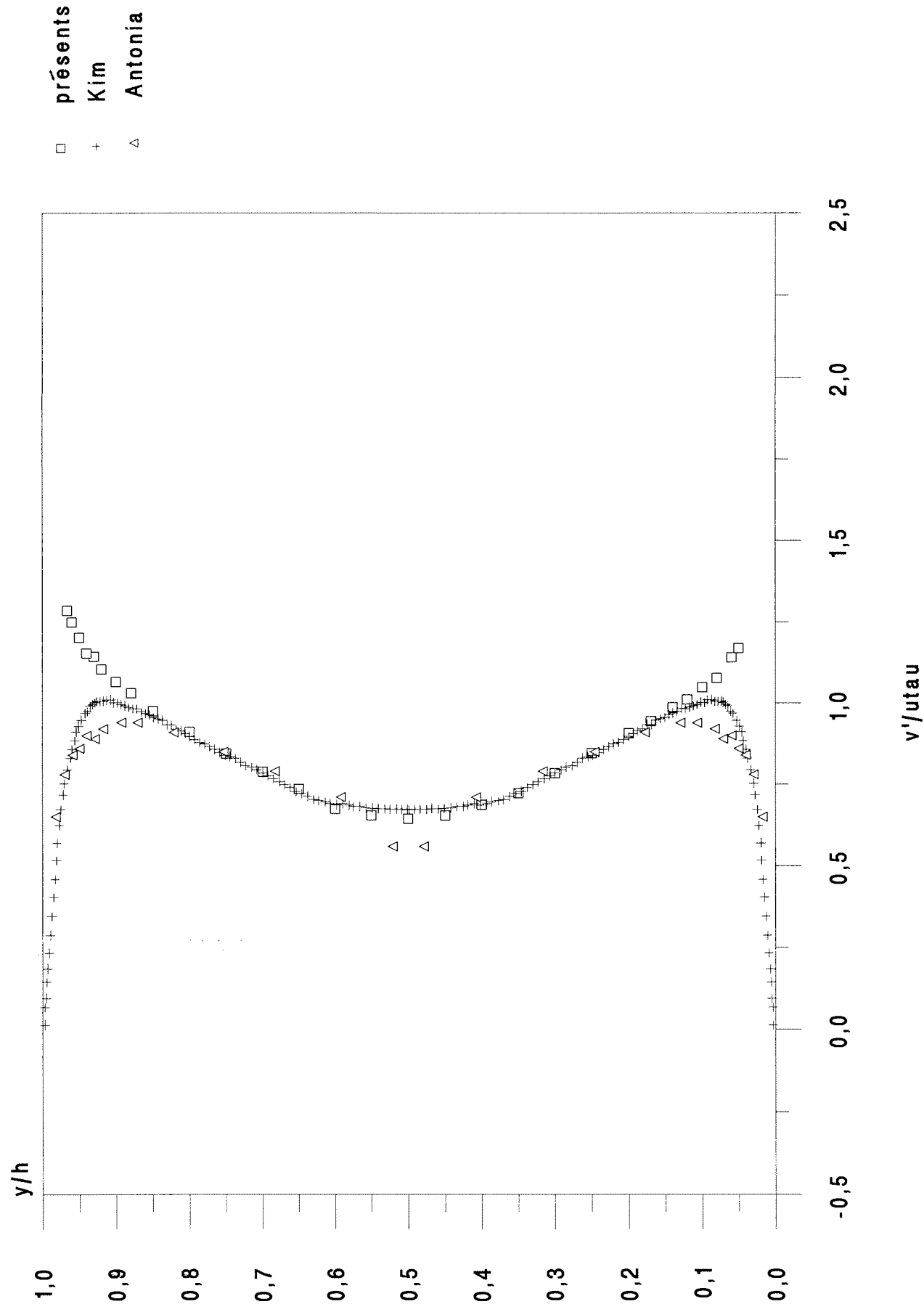


figure 3.51 : Comparaison avec la DNS de Horiuti (Re = 6490): $w'/u\tau$

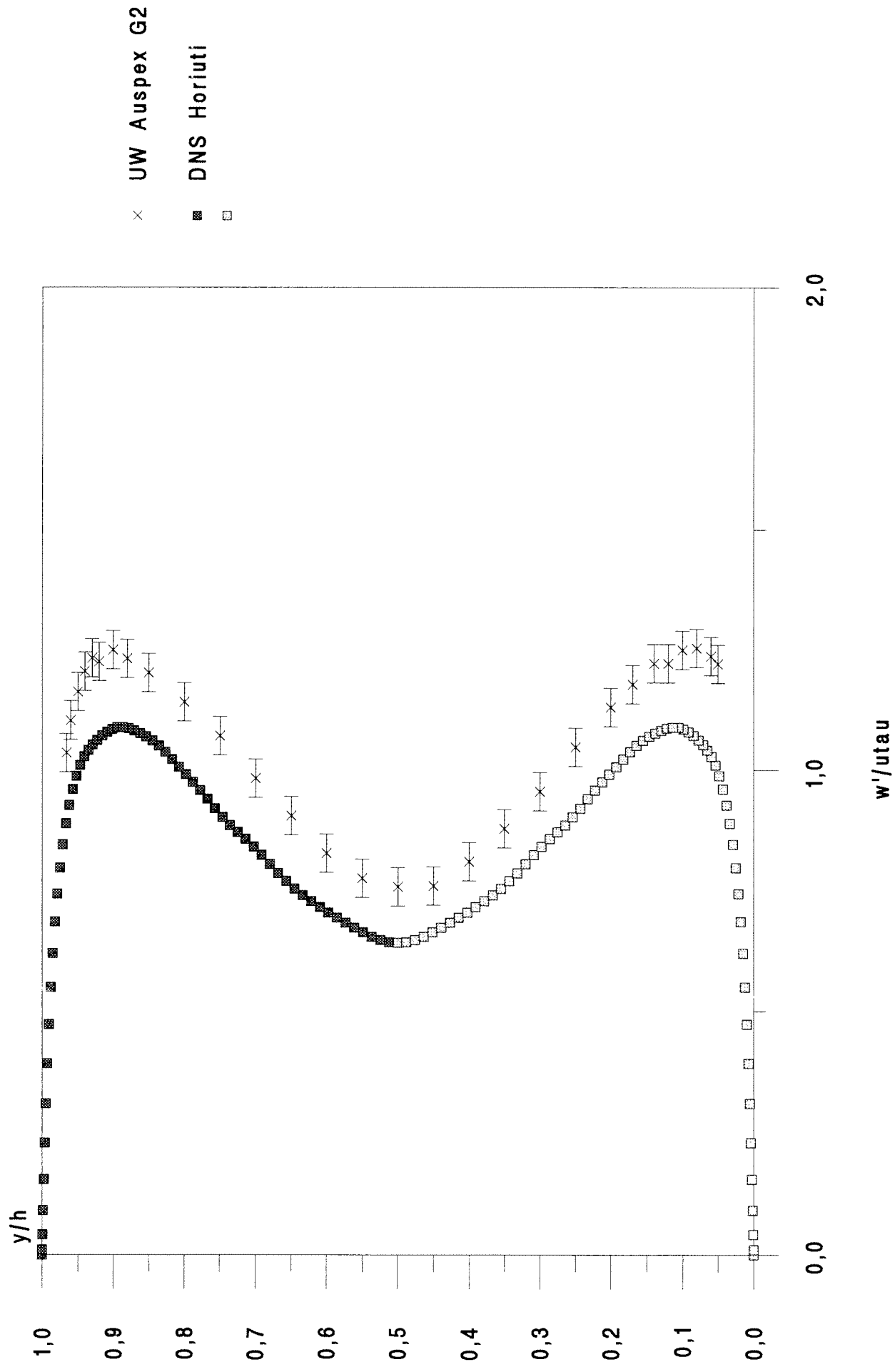


Figure 3.52 : Comparaison avec la DNS de Kim (Re=10000): w'/u_{τ}

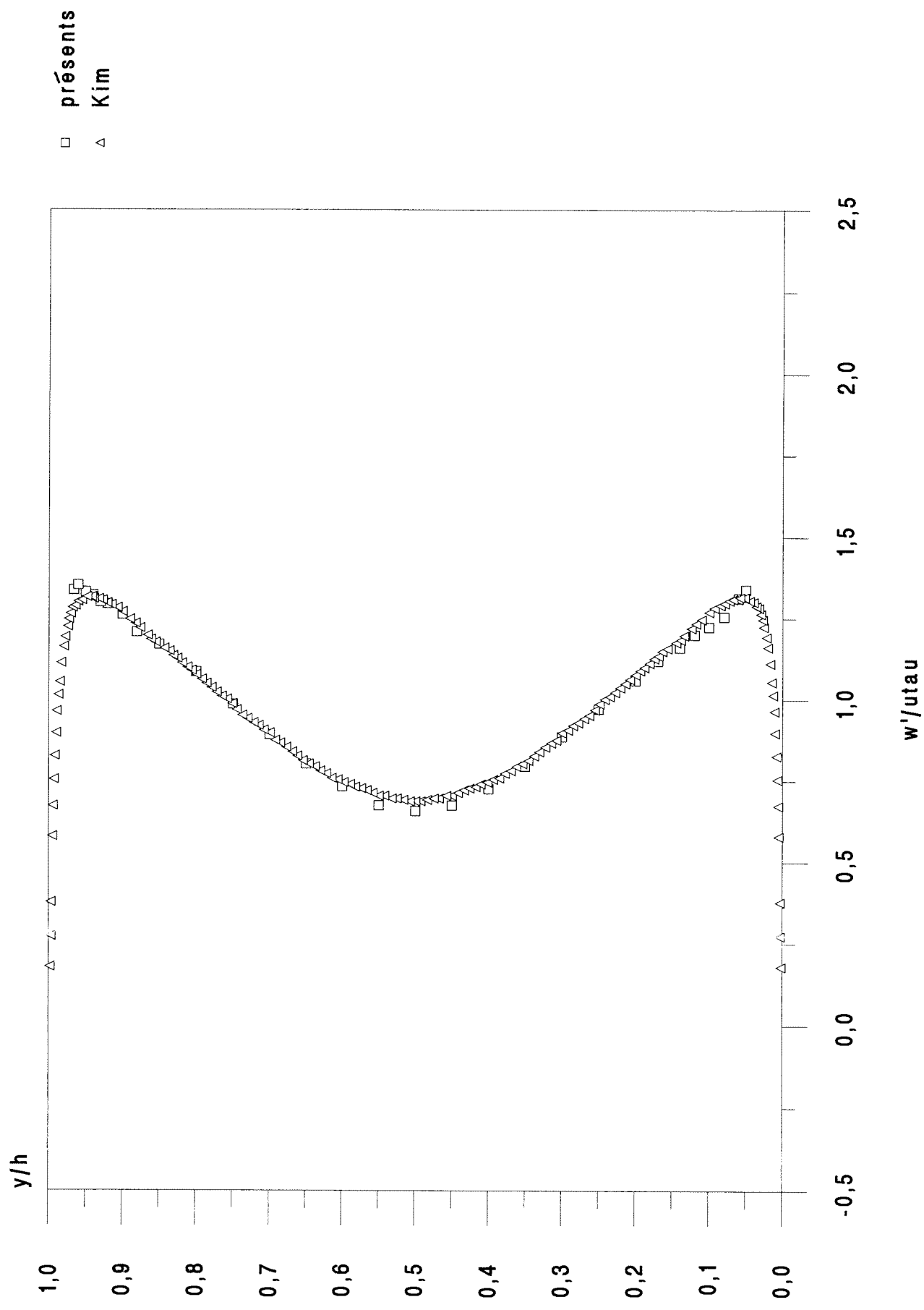


figure 3.53 : Comparaison avec la DNS de Horiuti (Re=6490): $u'v'/u\tau^2$

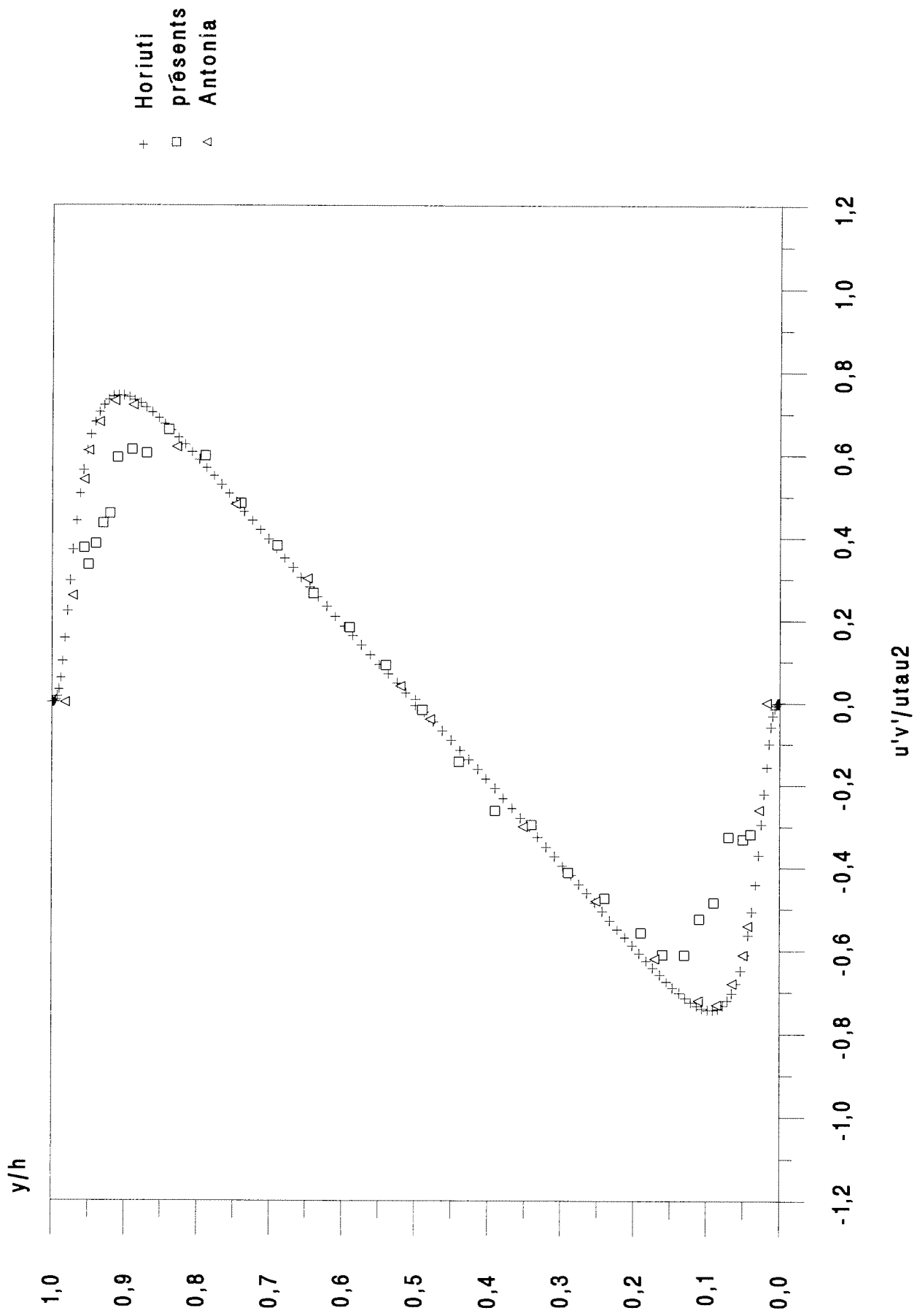


figure 3.54 : Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$

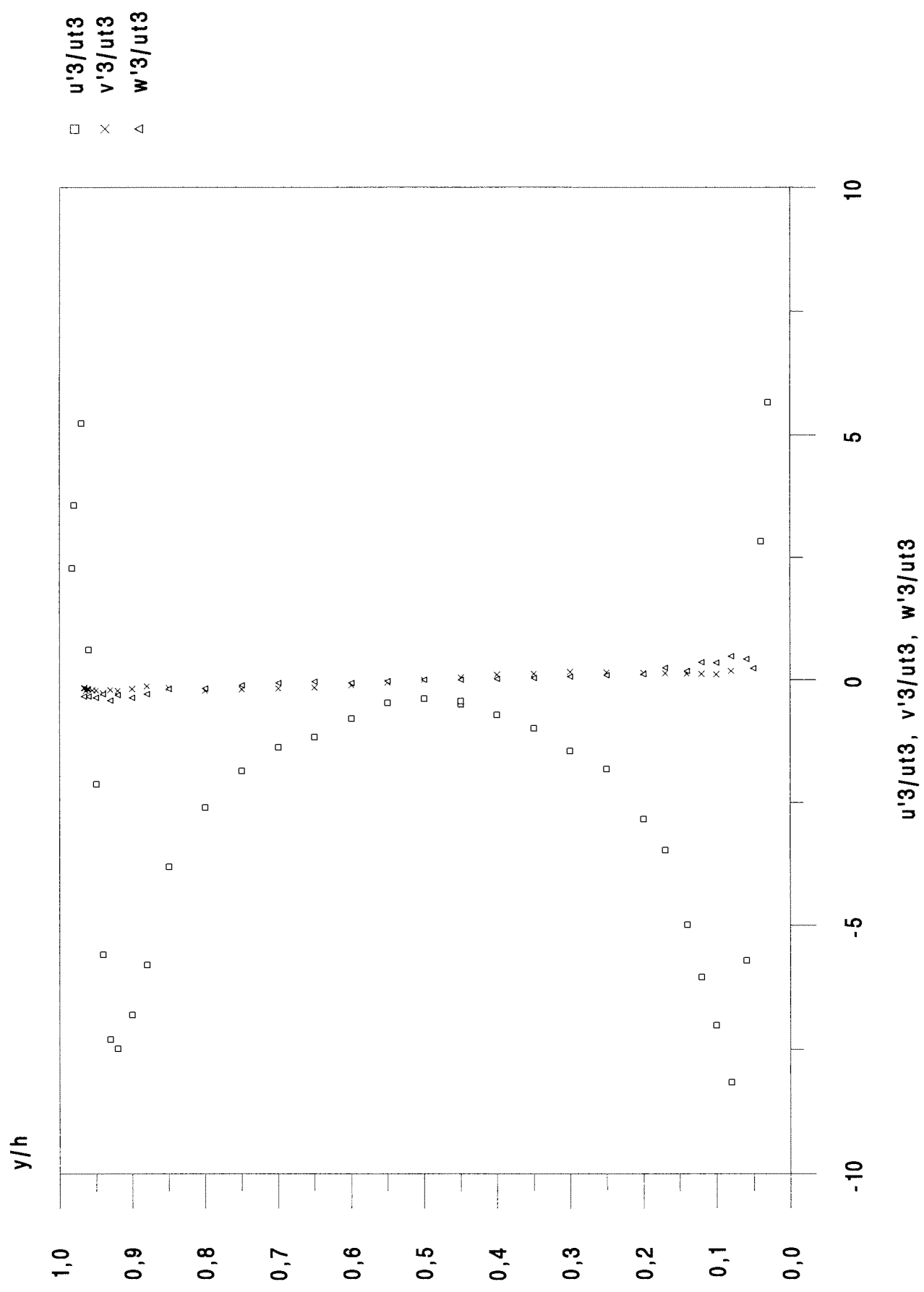


figure 3.55 : Profils des corrélations triples normales à $Re = 10\ 000$

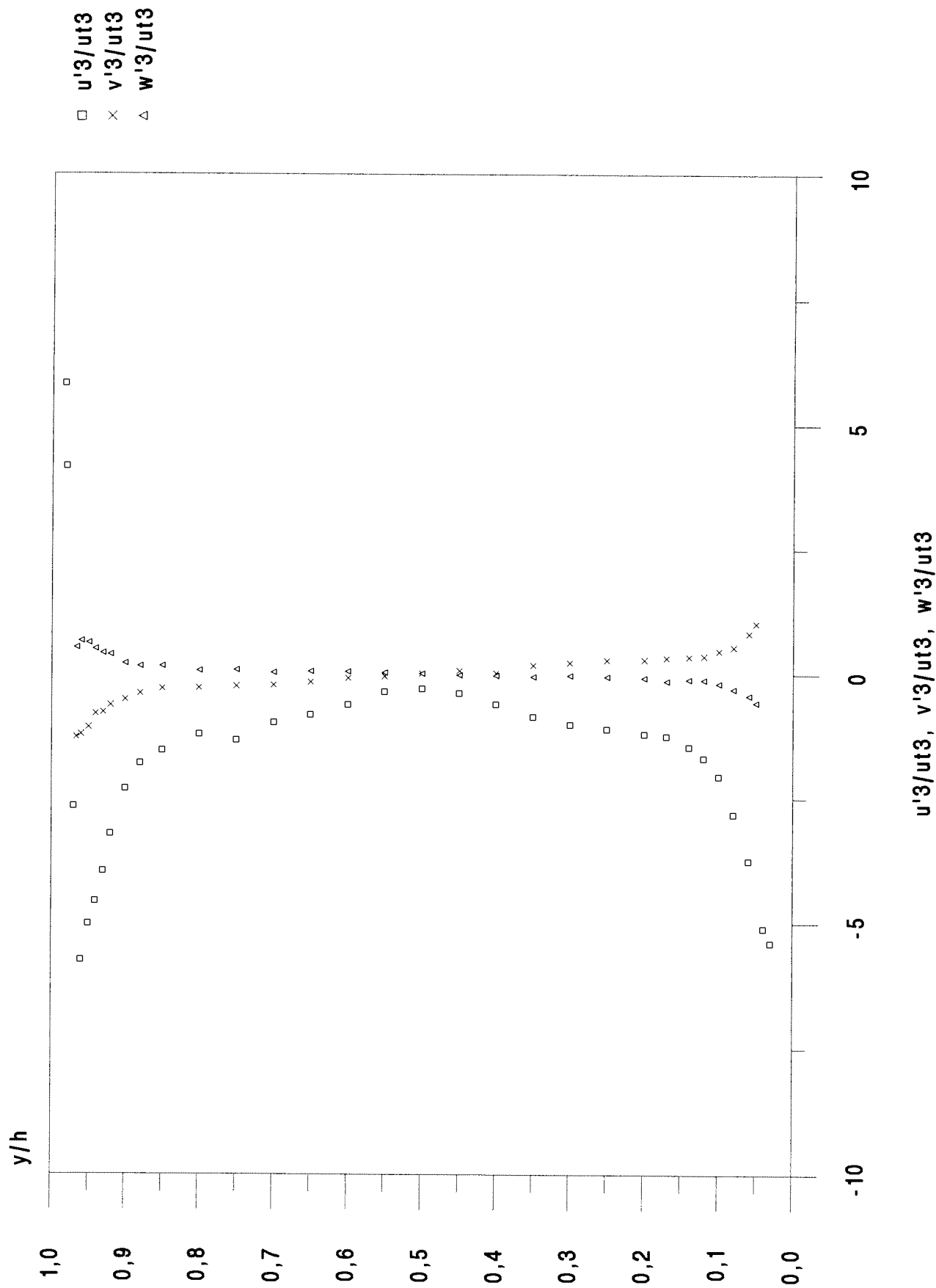


figure 3.56 : Profils des corrélations triples normales \bar{a} Re = 20 000

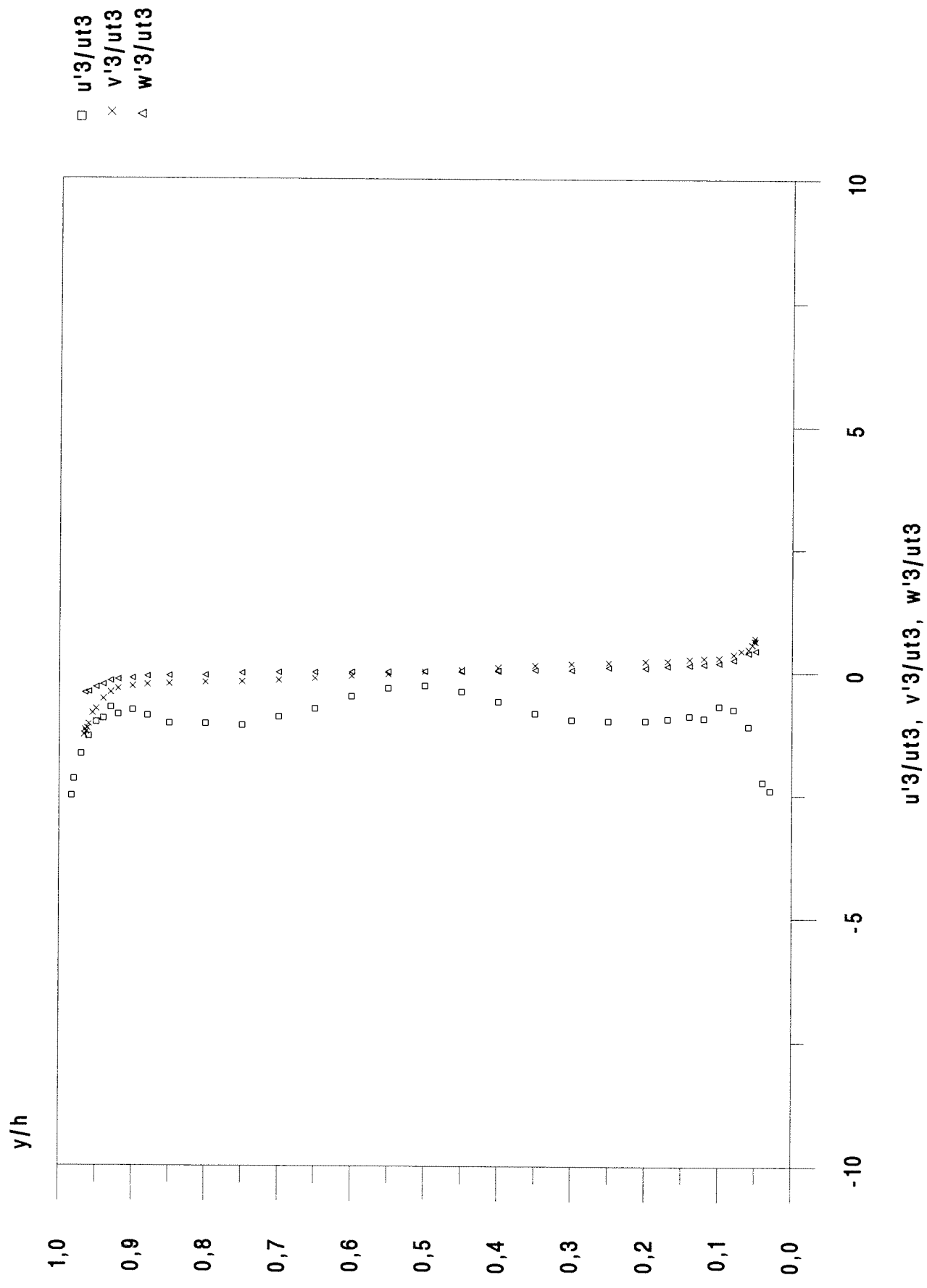


figure 3.57 : Profils des corrélations triples normales à $Re = 30\ 000$

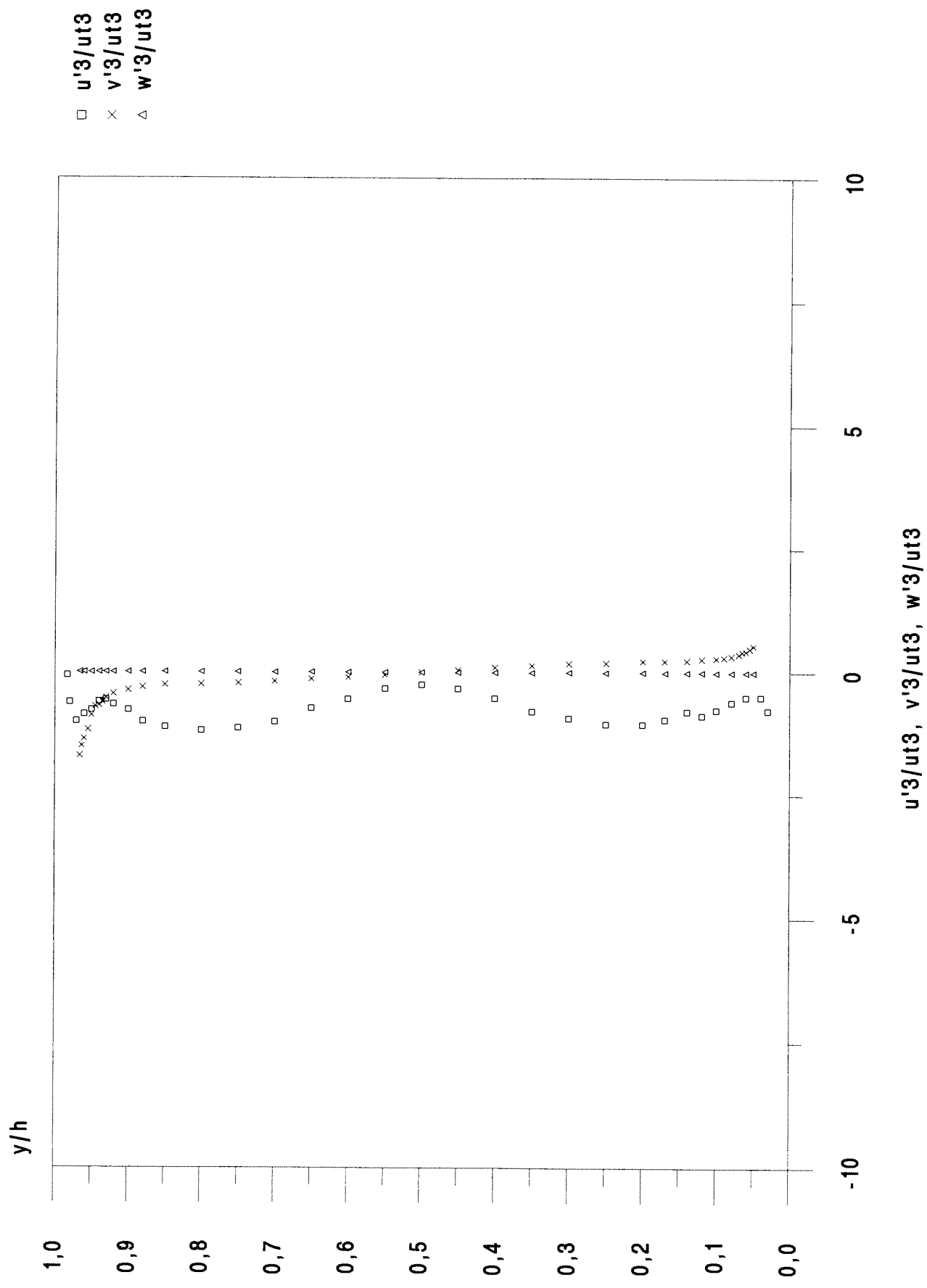


figure 3.58 : Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$

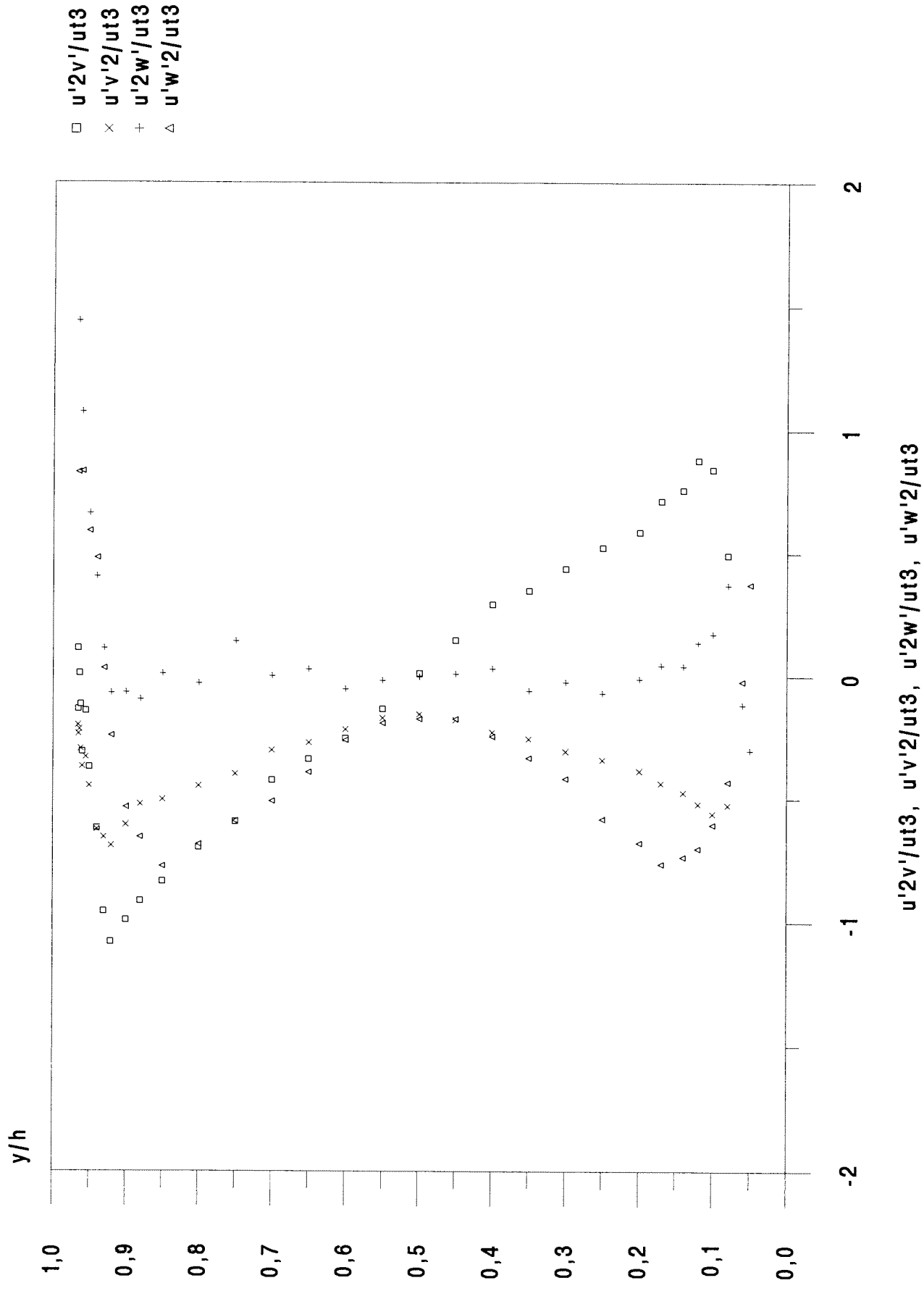


figure 3.59 : Profils des corrélations triples croisées à $Re = 10\ 000$

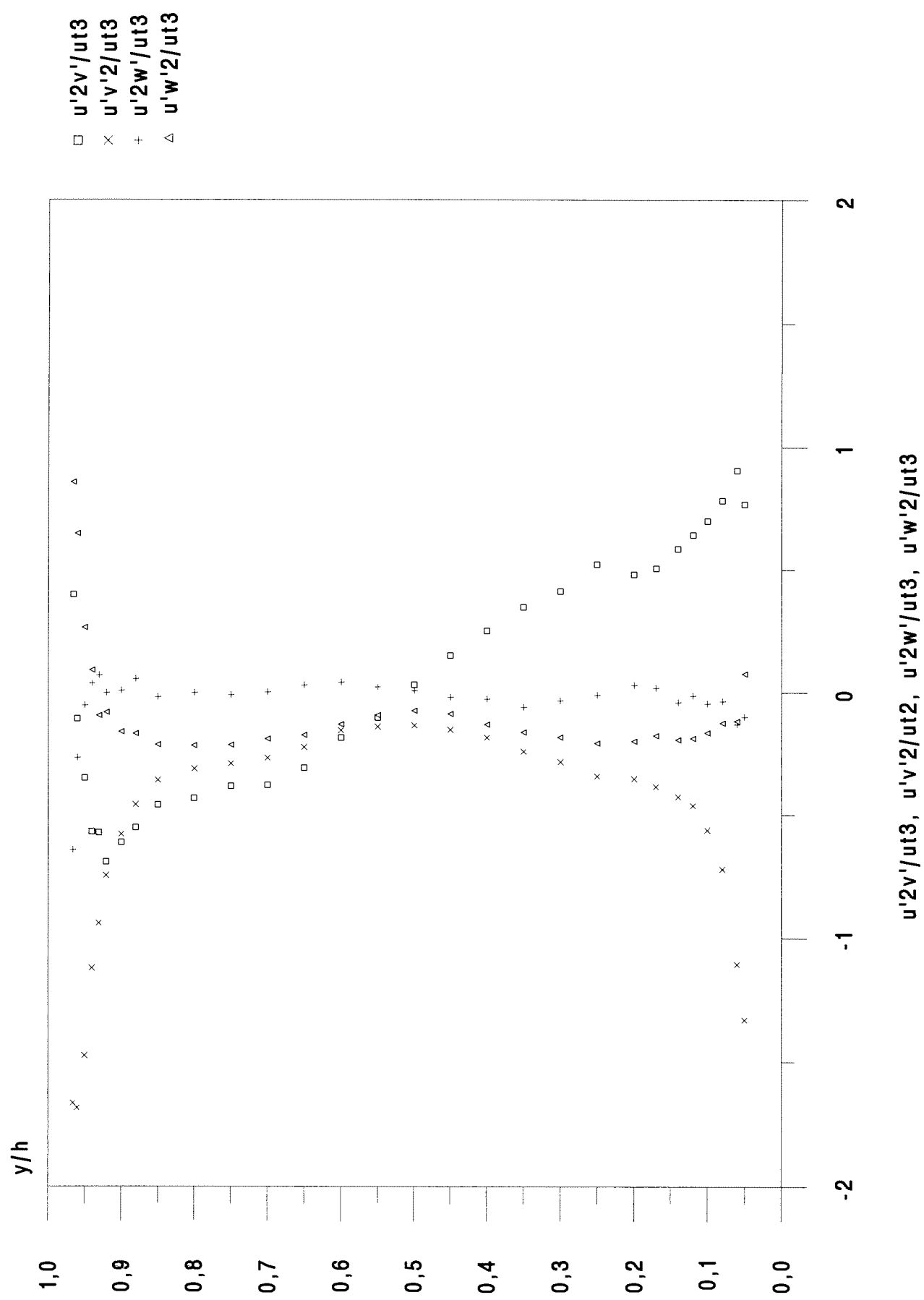
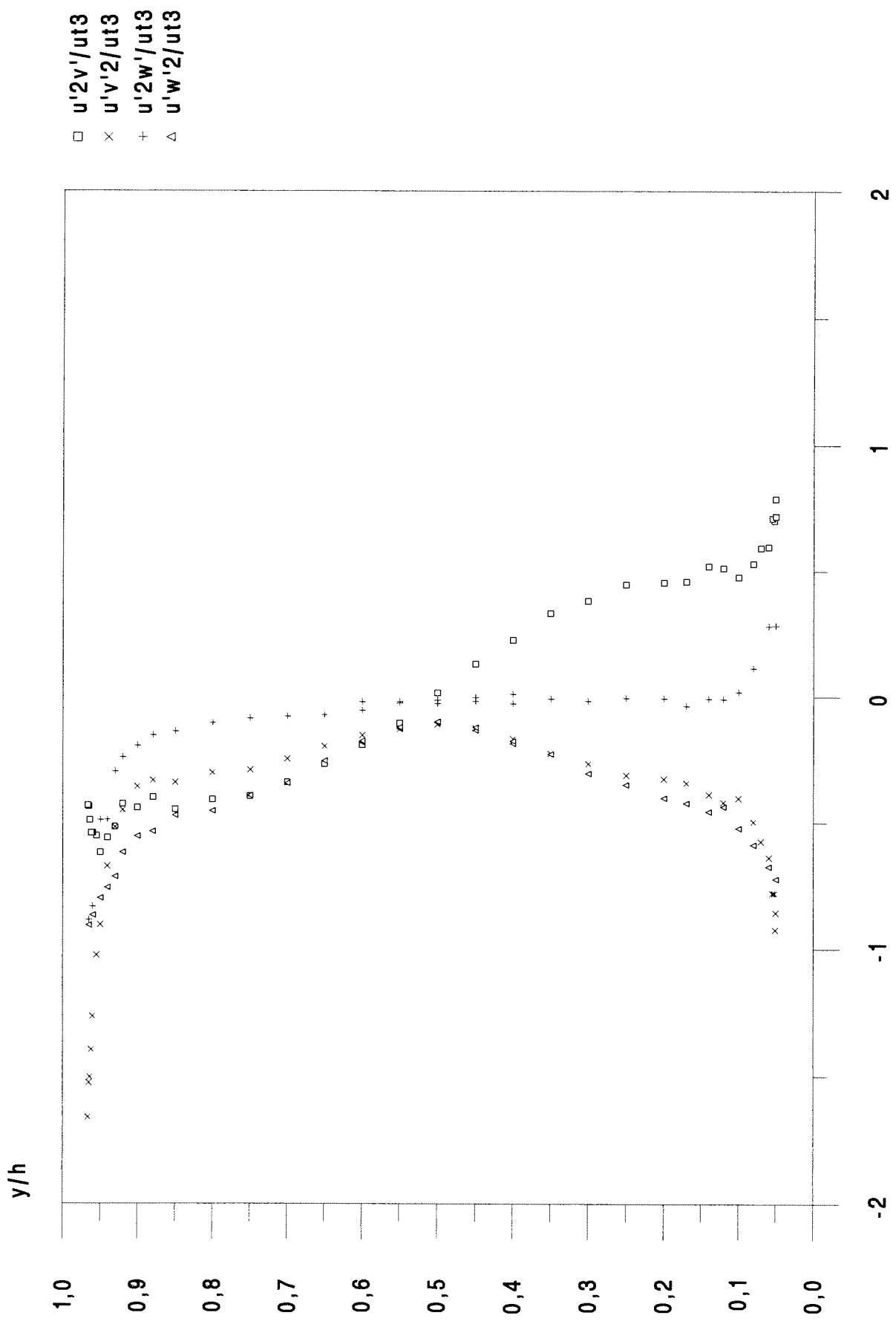


figure 3.60 : Profils des corrélations trilpes croisées à $Re = 20\ 000$



$u'^2v'/ut^3, u'v'^2/ut^3, u'^2w'/ut^3, u'w'^2/ut^3$

figure 3.61 : Profils des corrélations triples croisées à $Re = 30\ 000$

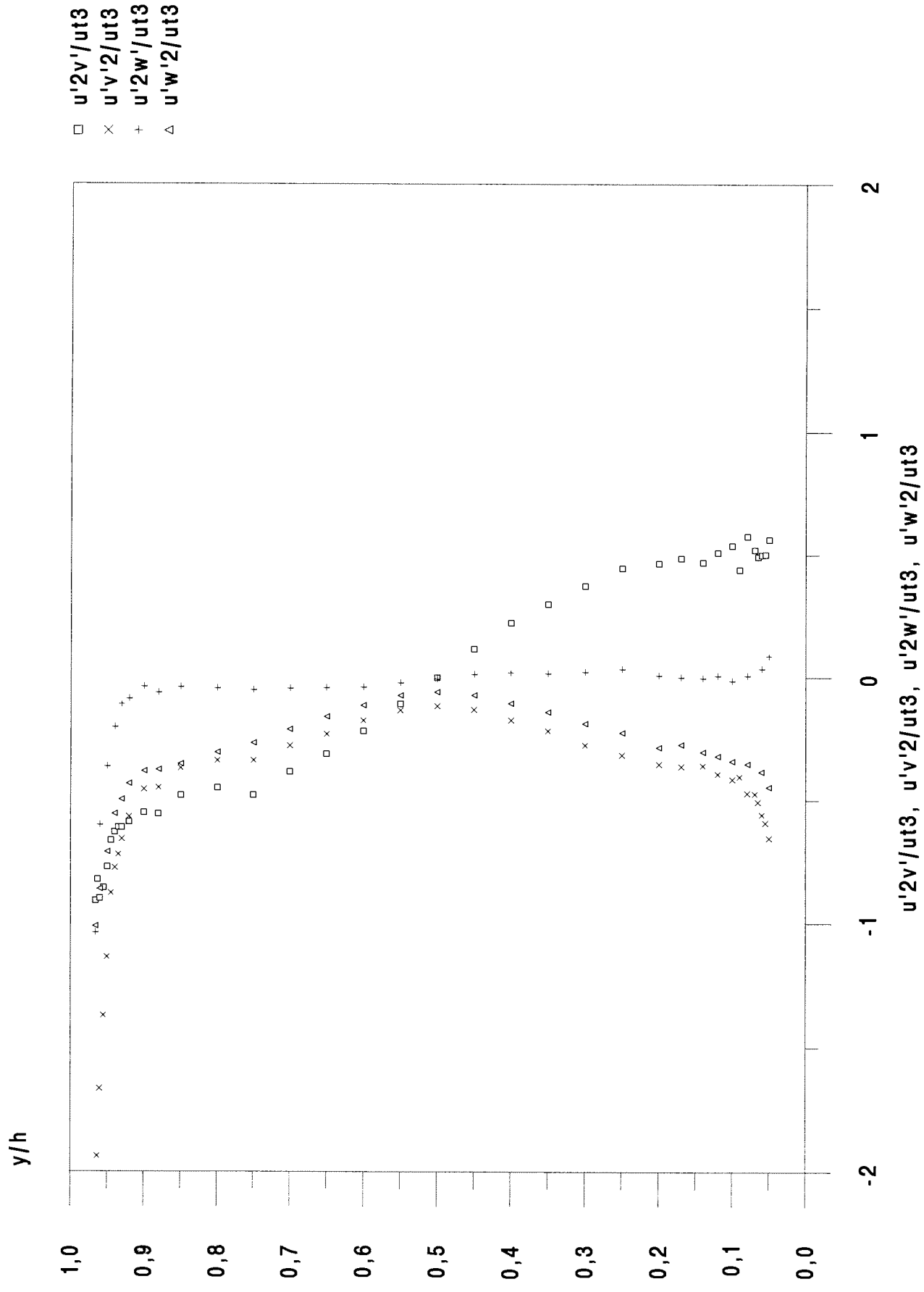


figure 3.62: Influence du nombre de Reynolds sur $s(u)$

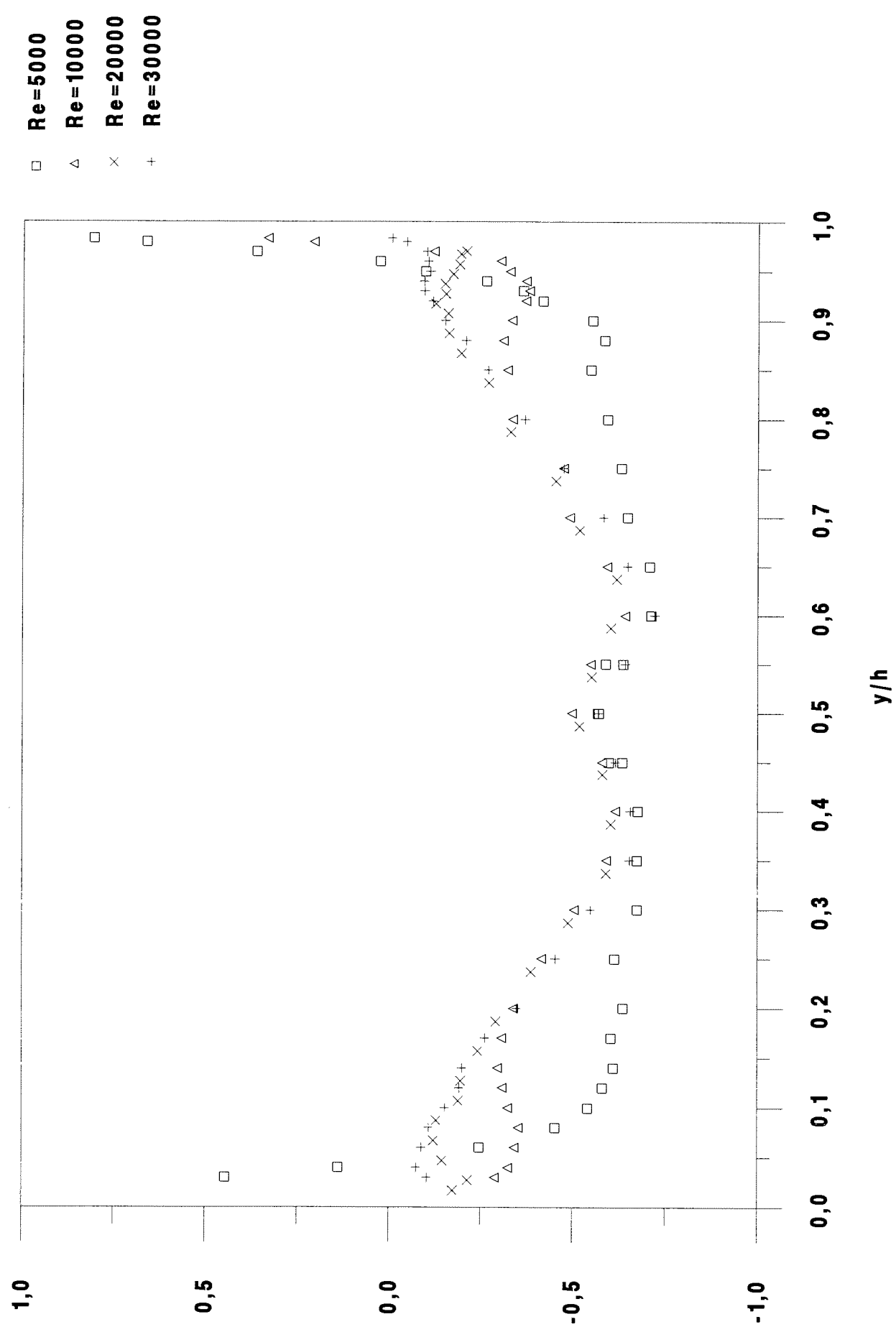


figure 3.63 : Influence du nombre de Reynolds sur $s(u)$ en DNS

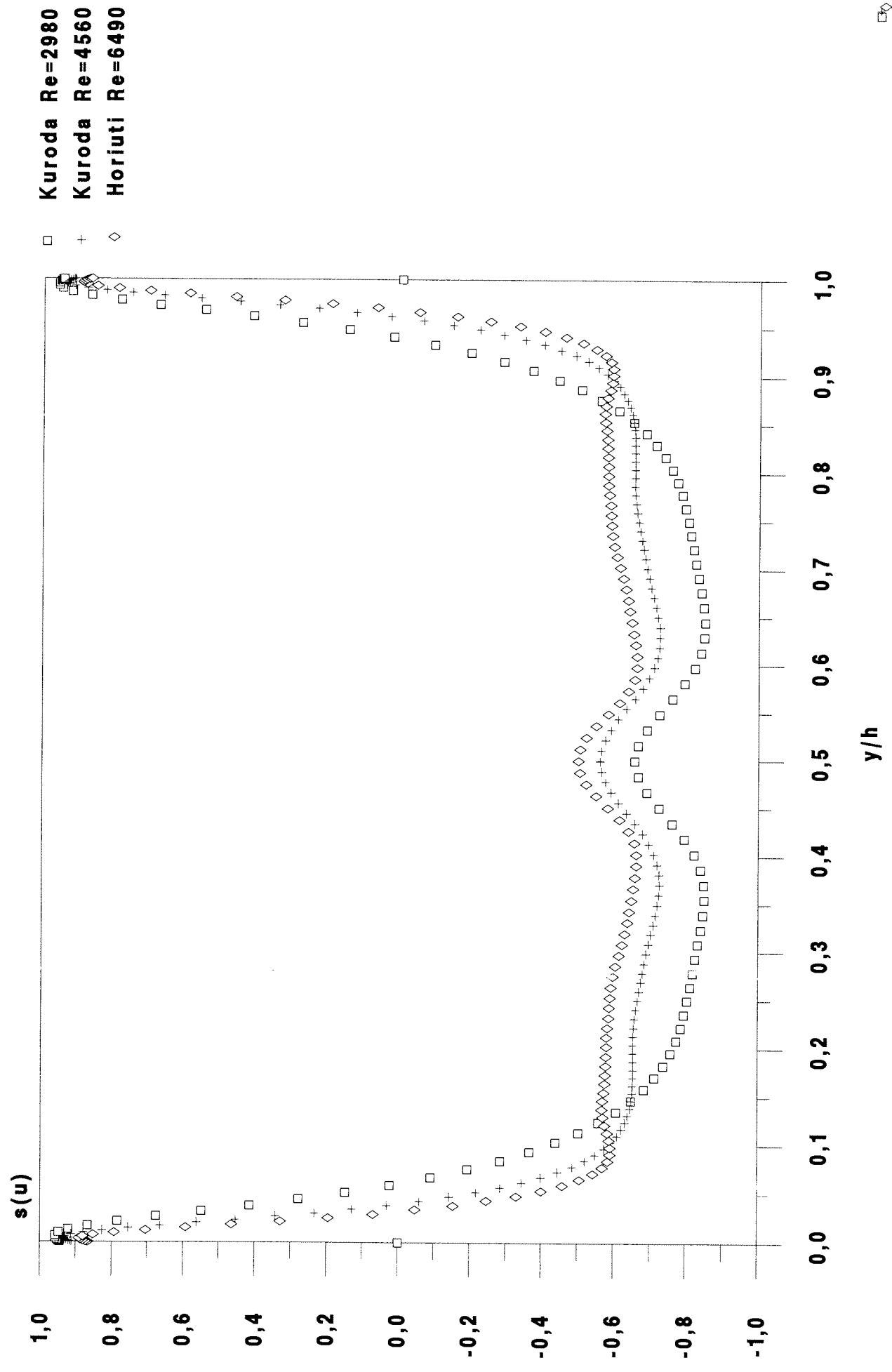


figure 3.64 : Comparaison avec les DNS de Kuroda et Horiuti : $s(u)$

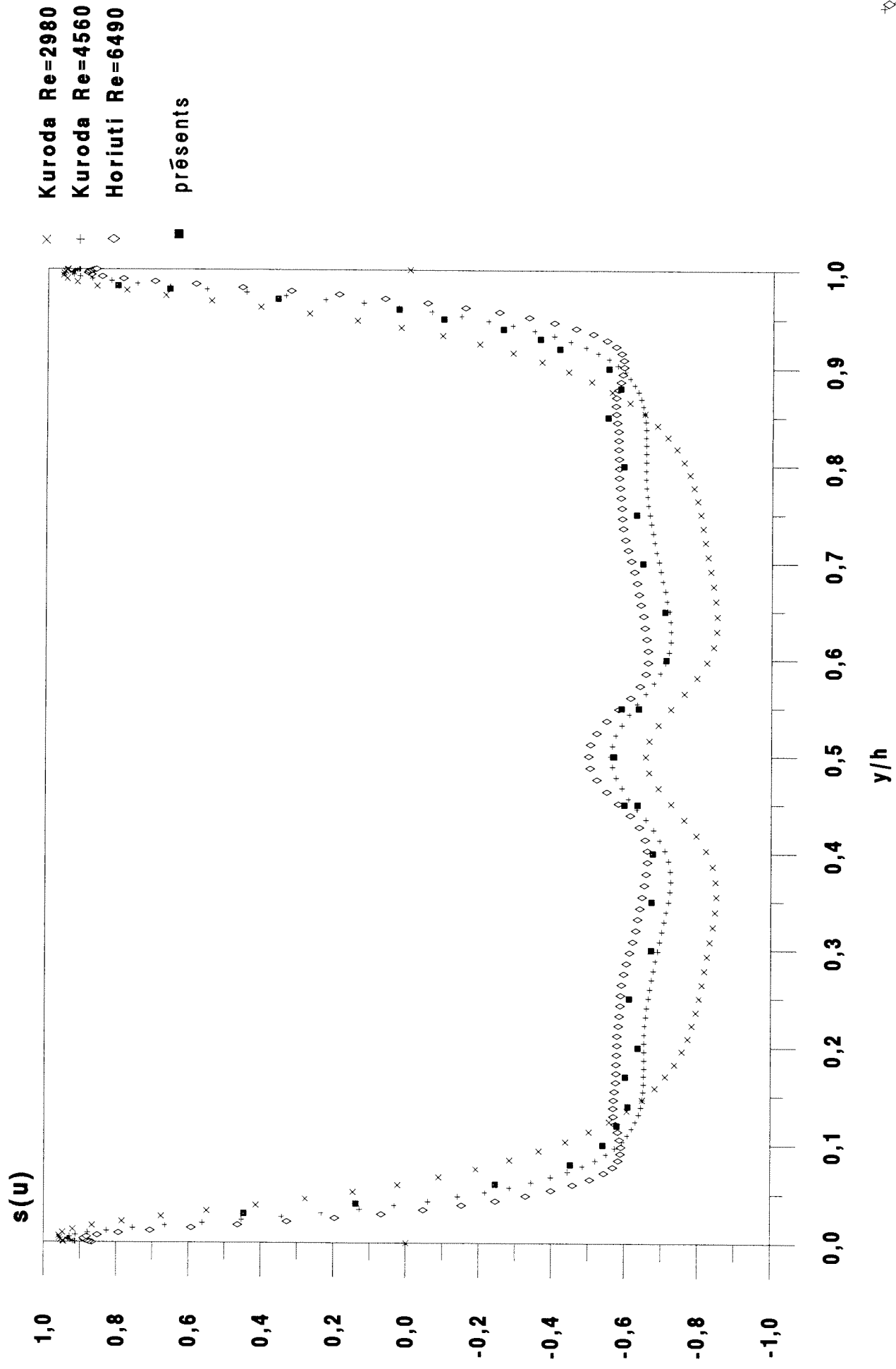


figure 3.65 : Comparaison avec Alfredsson et Comte-Bellot: $s(u)$

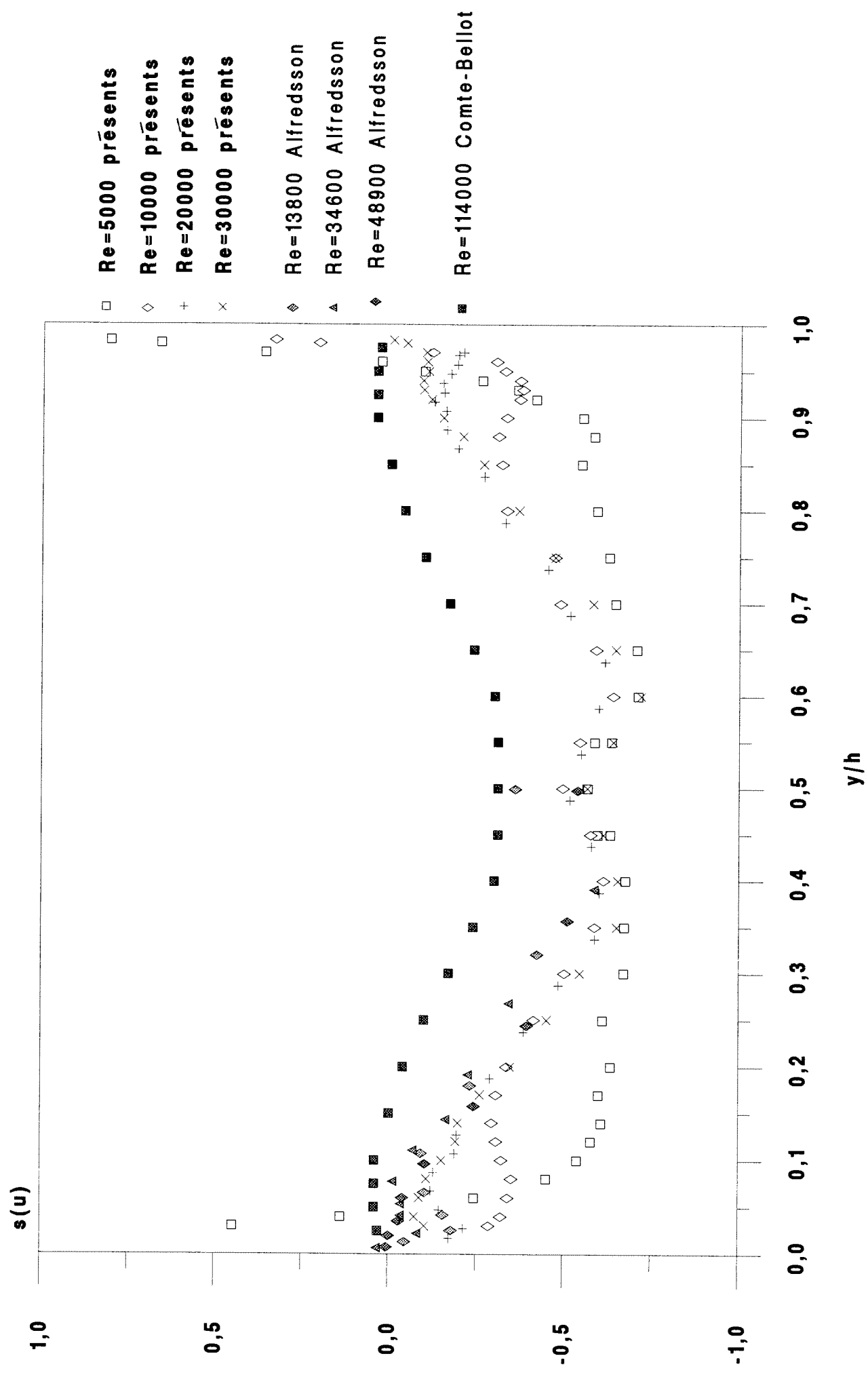


figure 3.66: Influence du nombre de Reynolds sur $s(v)$

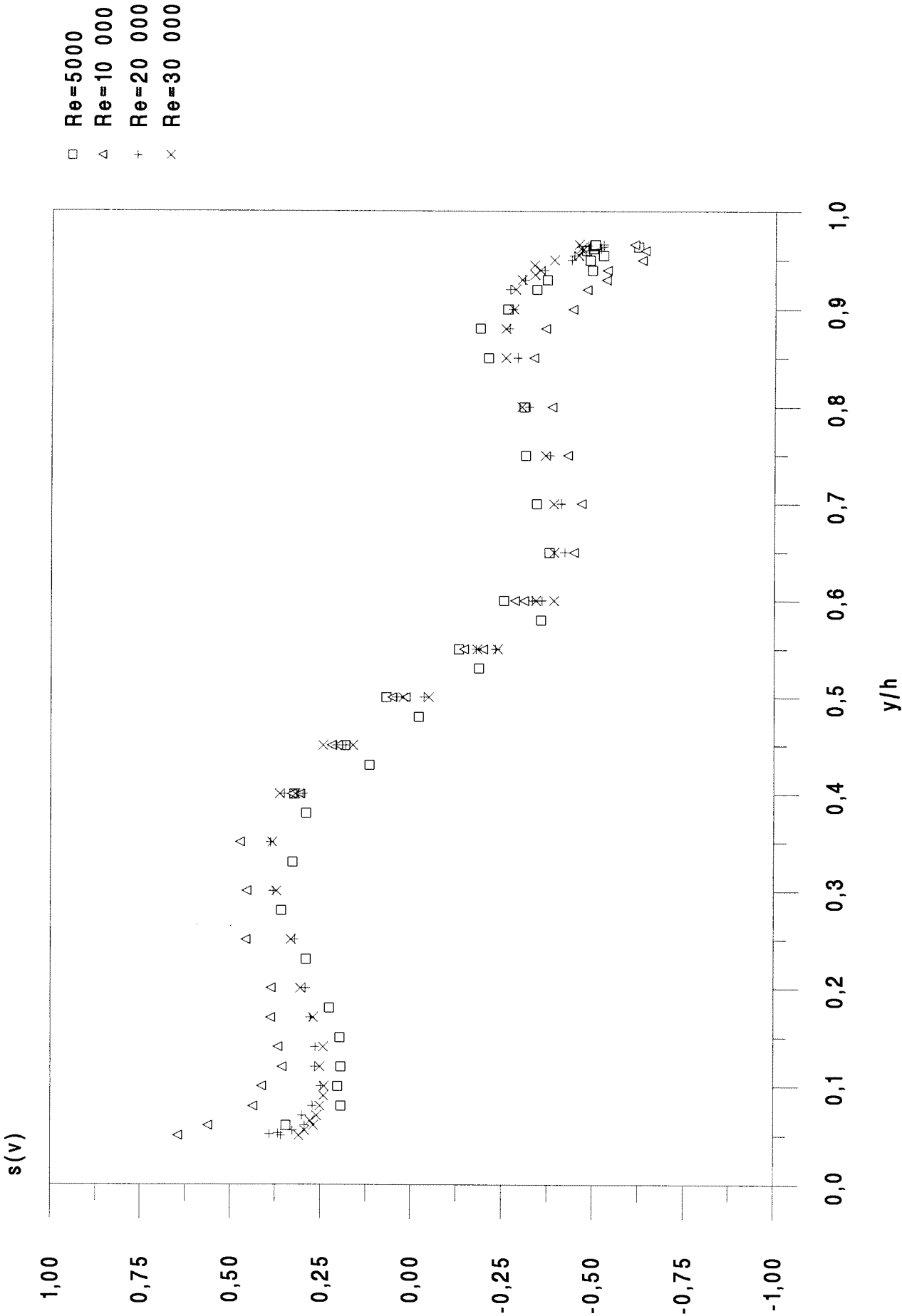


figure 3.67 : Comparaison avec les DNS de Kuroda et Horiuti: $s(v)$

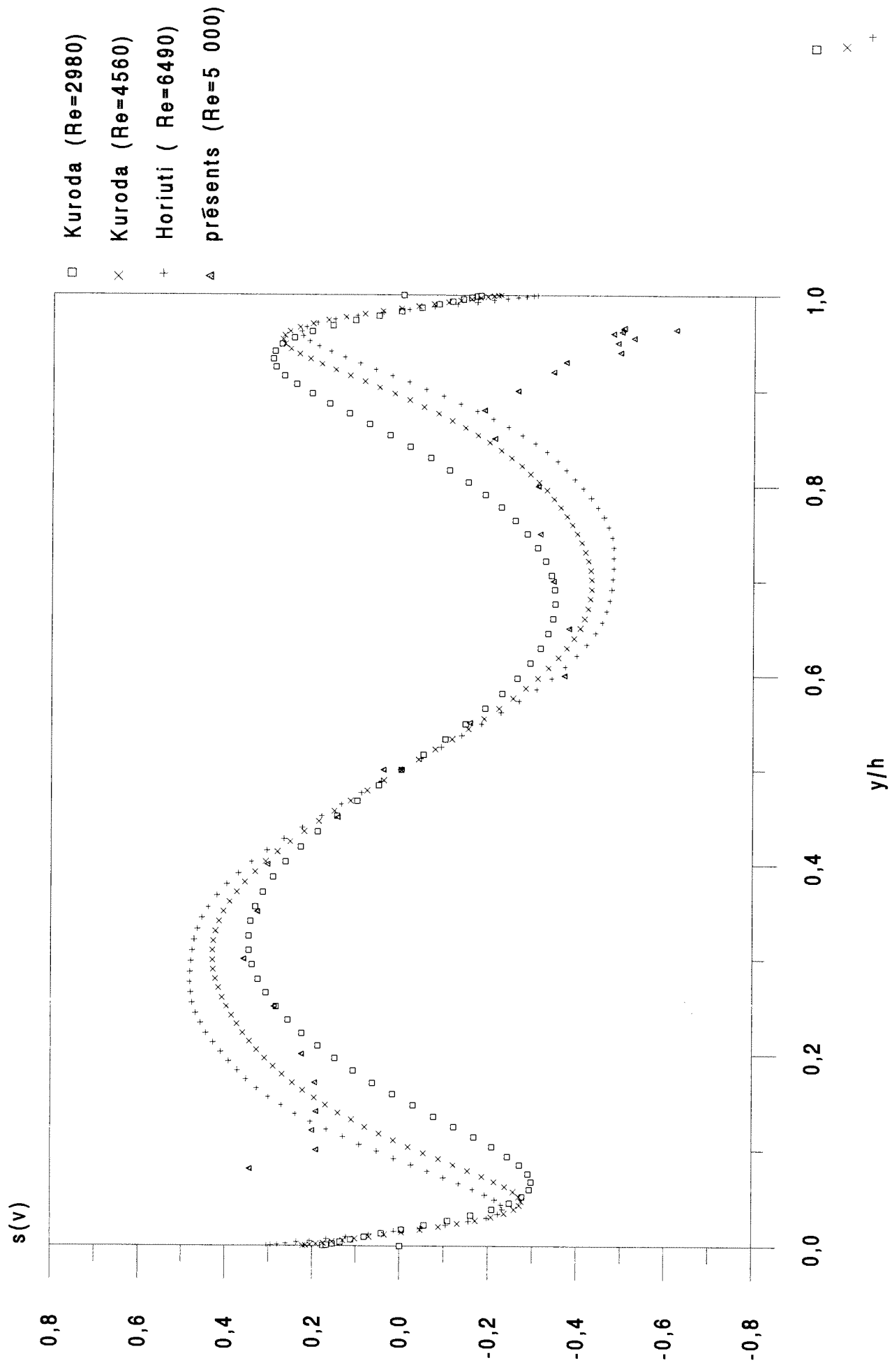


figure 3.68: Comparaison avec la DNS de Kim : $s(u)$, $s(v)$

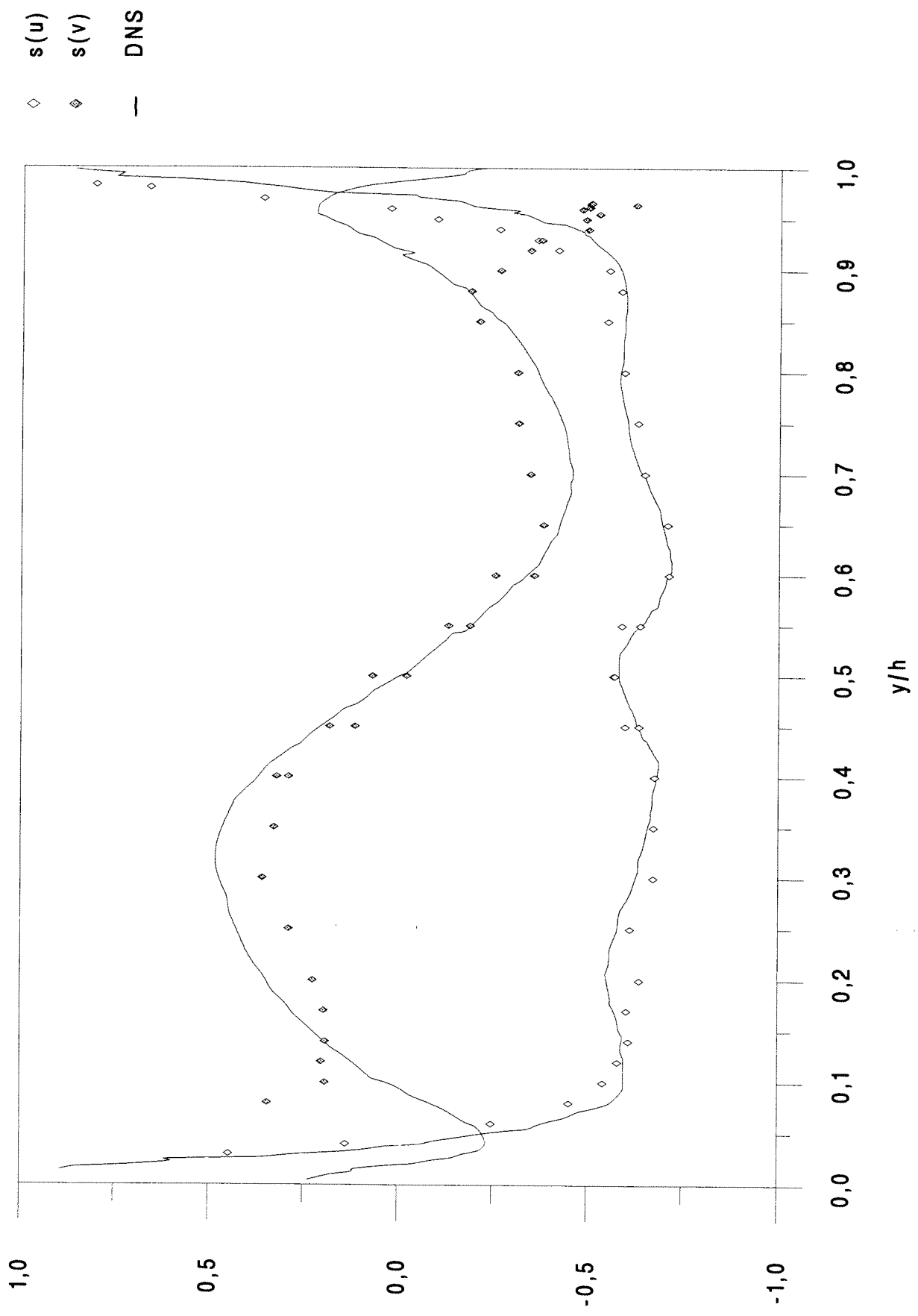


figure 3.69: Influence du nombre de Reynolds sur $f(u)$

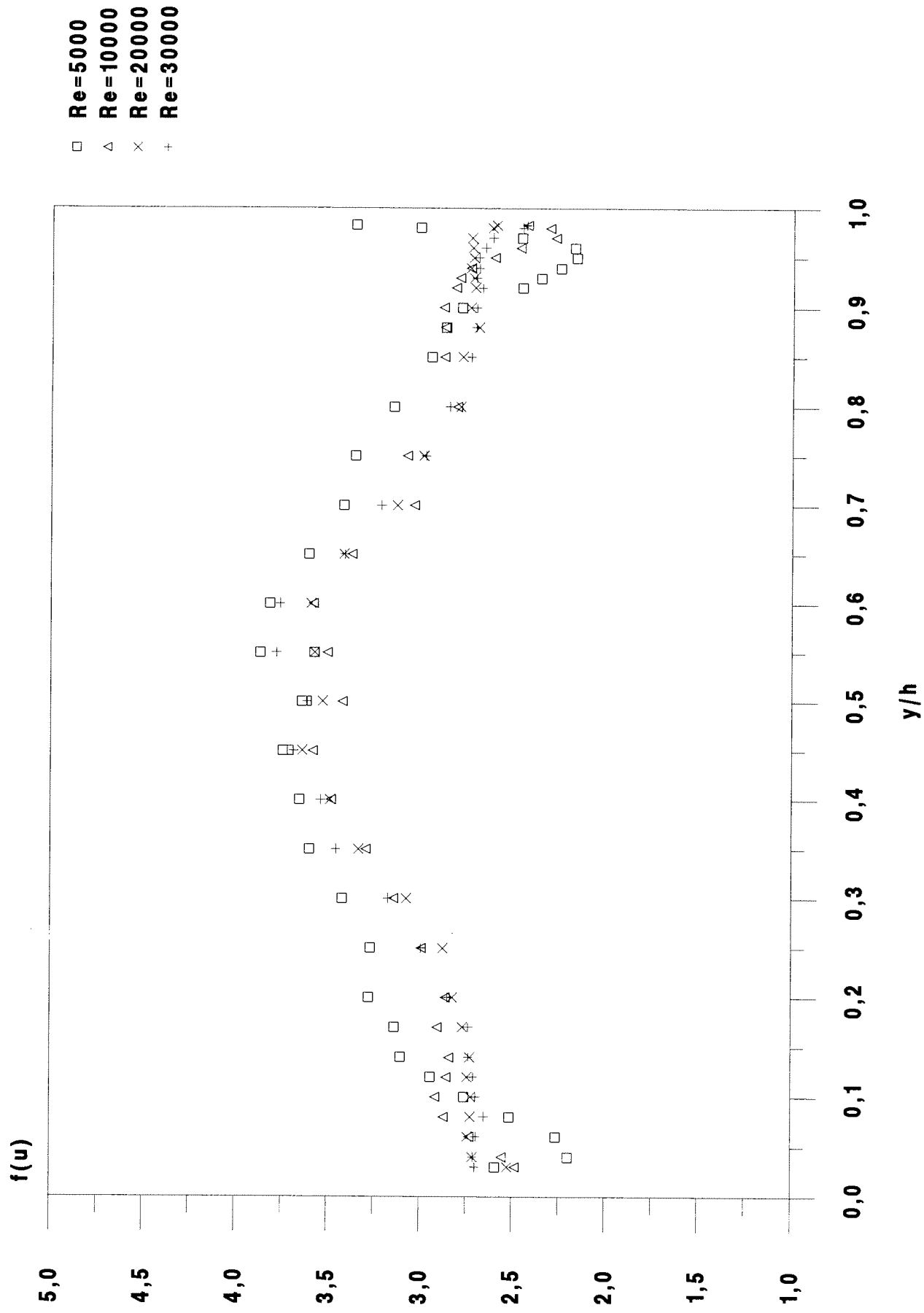


figure 3.70 : Comparaison avec les DNS de Kuroda et Horiuti : $f(u)$

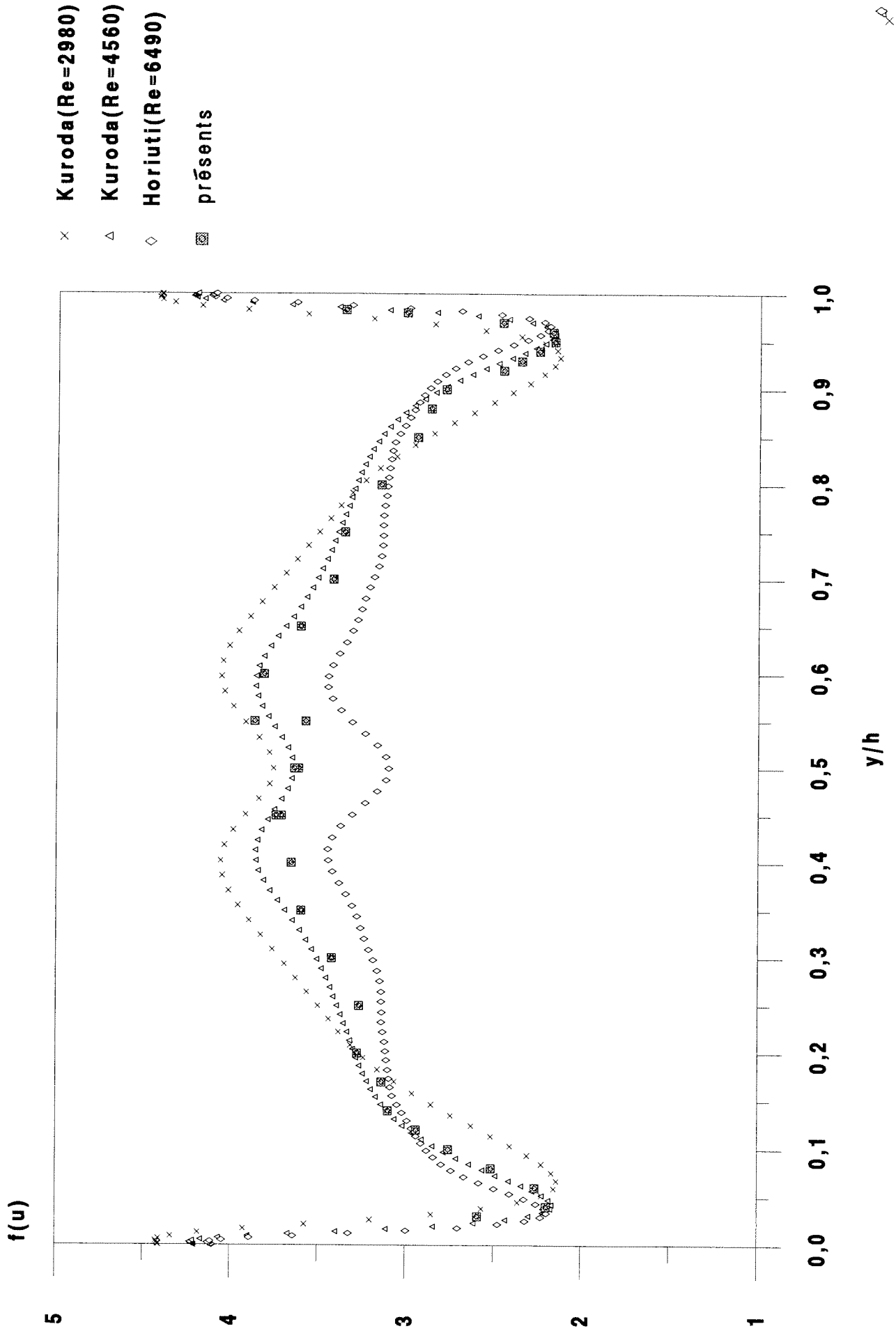


figure 3.71 : Comparaison avec Alfredsson et Comte-Bellot: $f(u)$

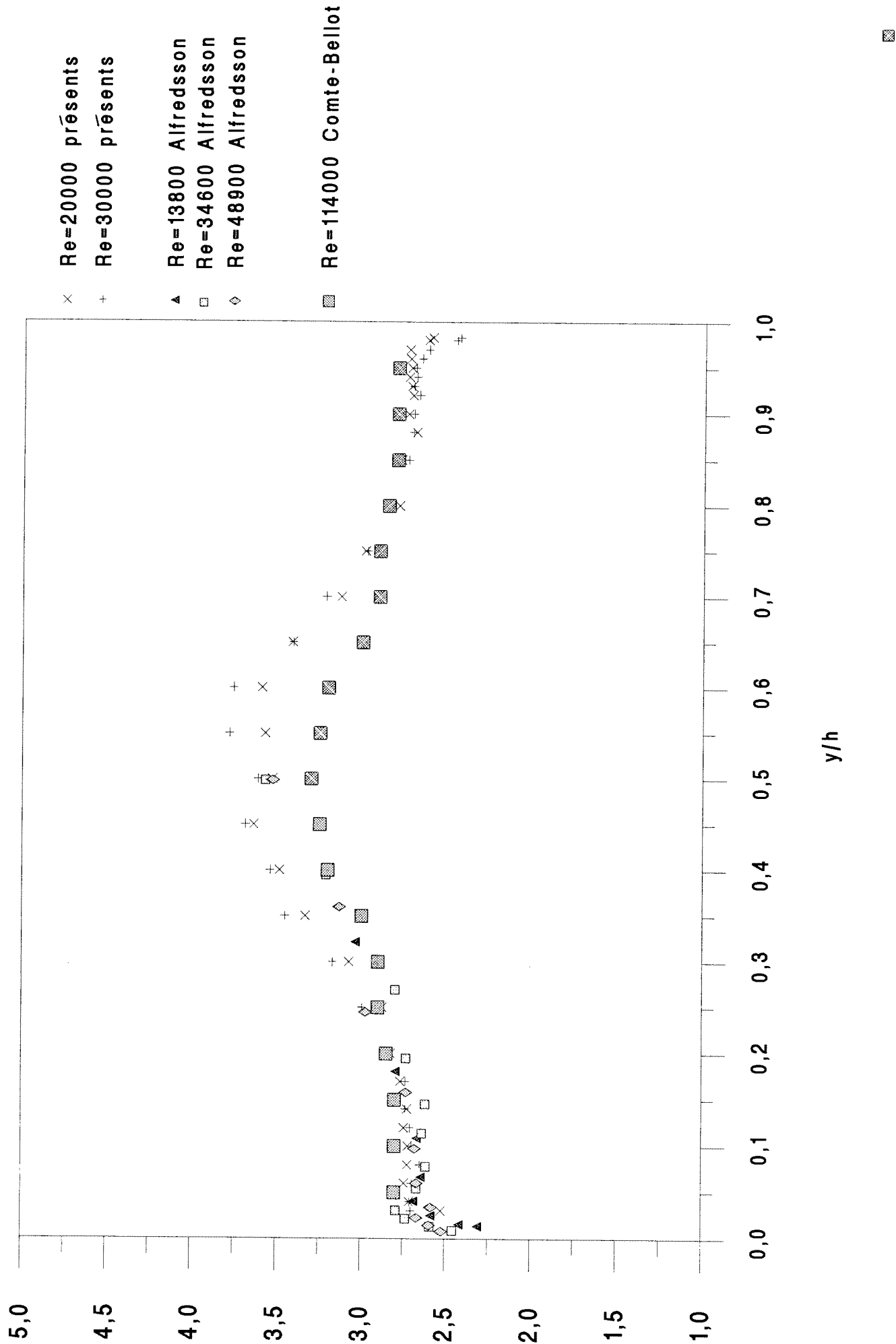


figure 3.72 : Influence du nombre de Reynolds sur $f(v)$

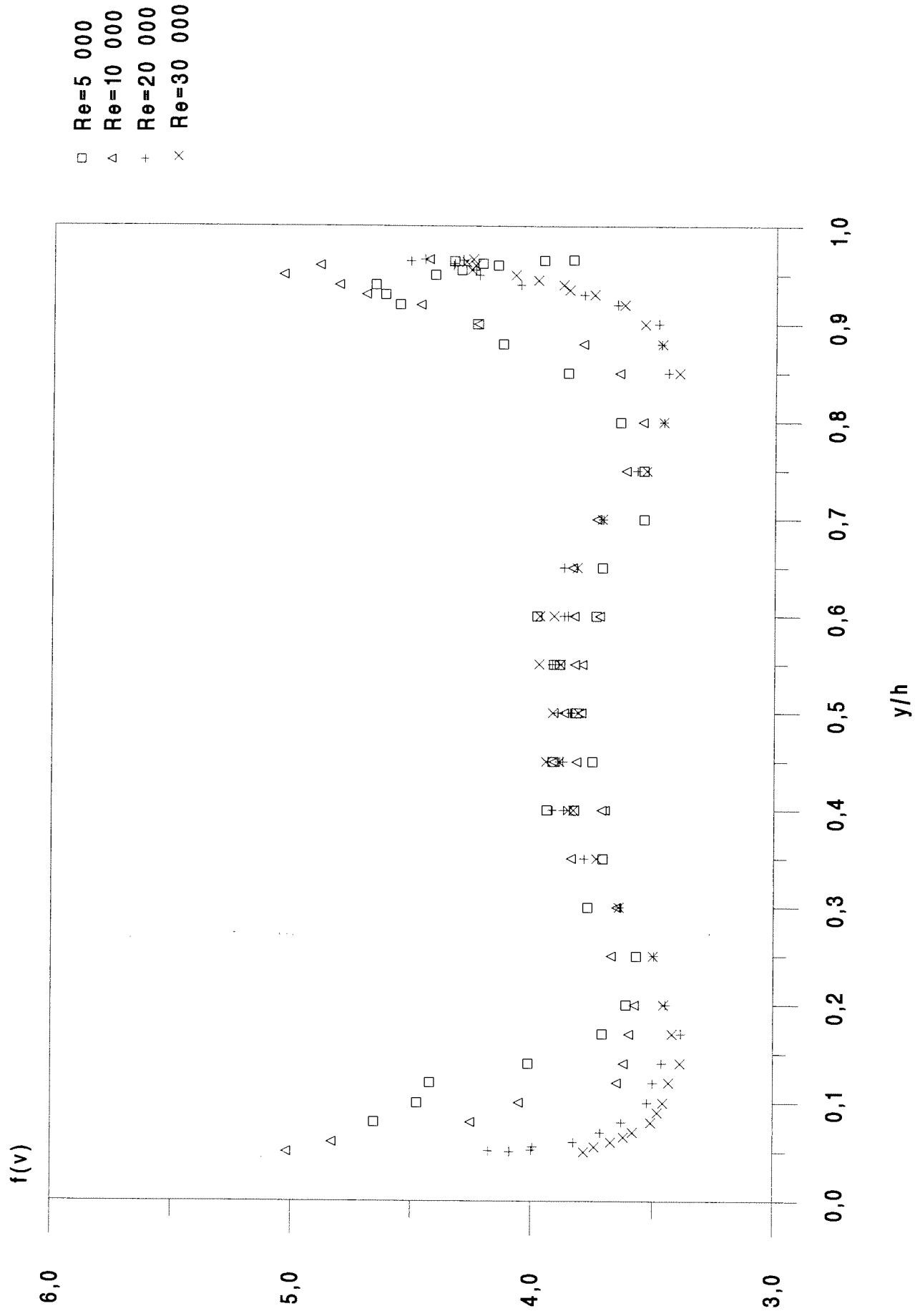


figure 3.73: Comparaison avec les DNS de Kuroda et Horiuti : $f(v)$

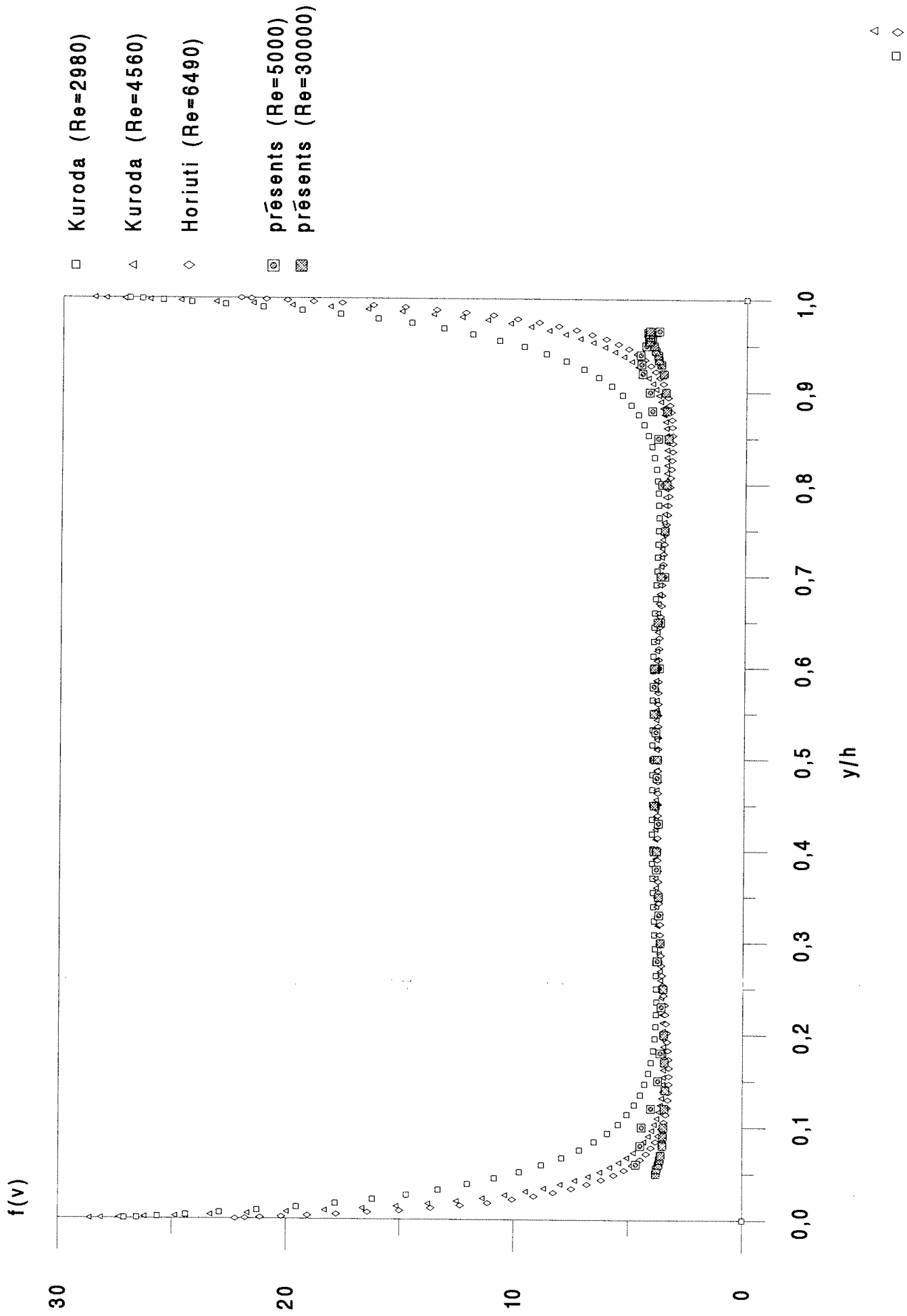


figure 3.74: Bilan de u' d'après la DNS de Horiuti

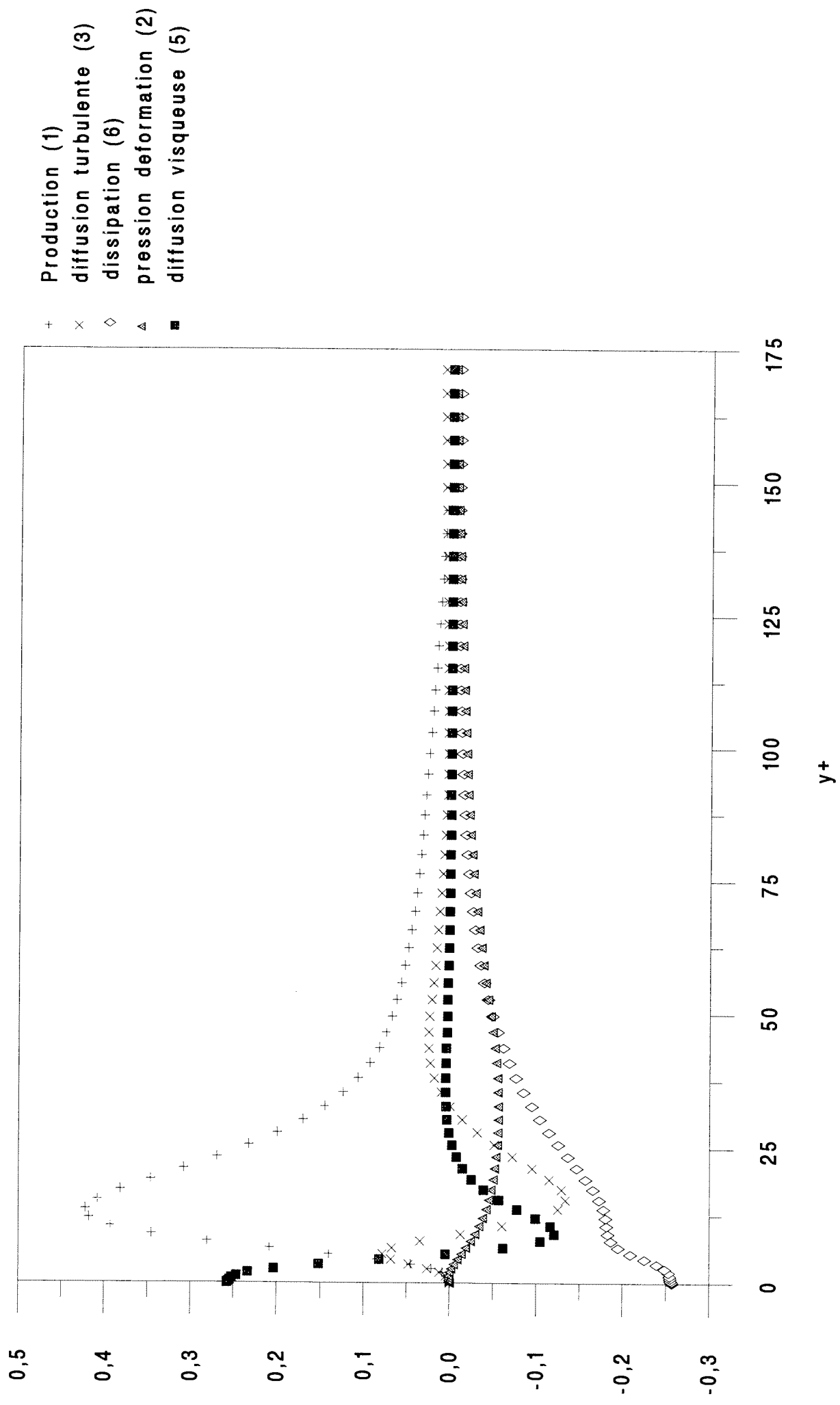


figure 3.75: Bilan de v' d'après la DNS de Horiuti

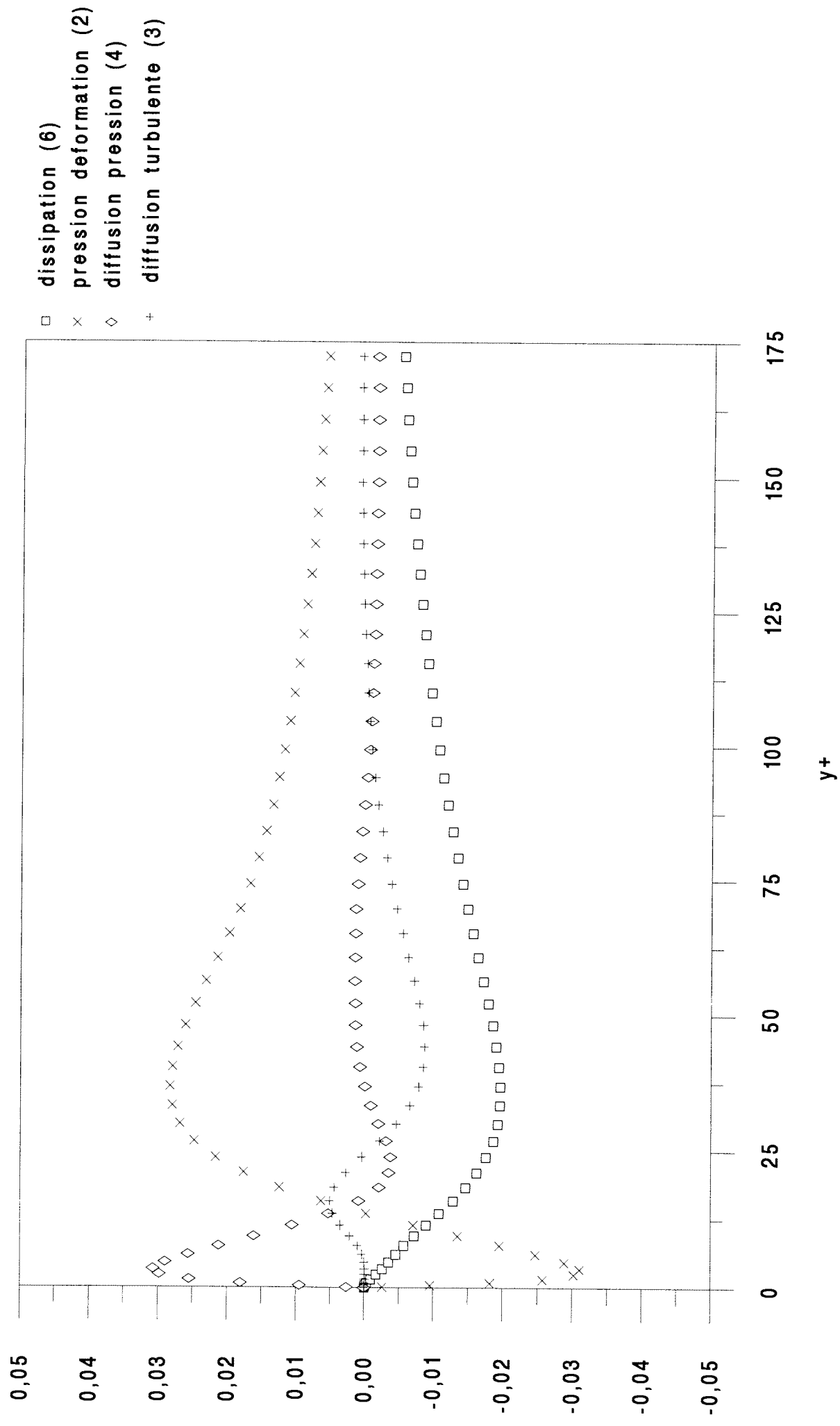


figure 3.76: Influence du nombre de Reynolds sur le terme de production pour u'

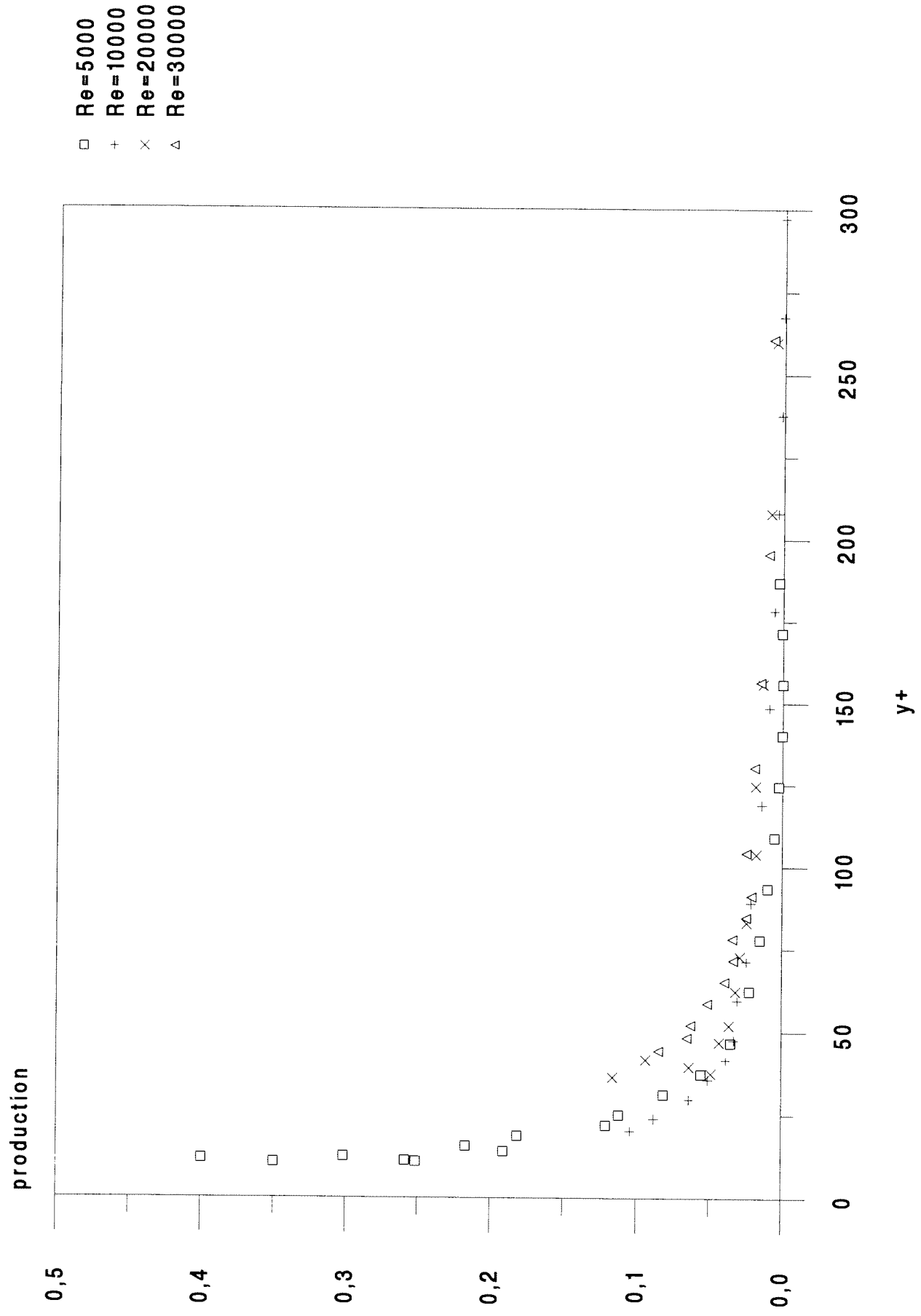


figure 3.77: Comparaison avec la DNS : terme de production de u'

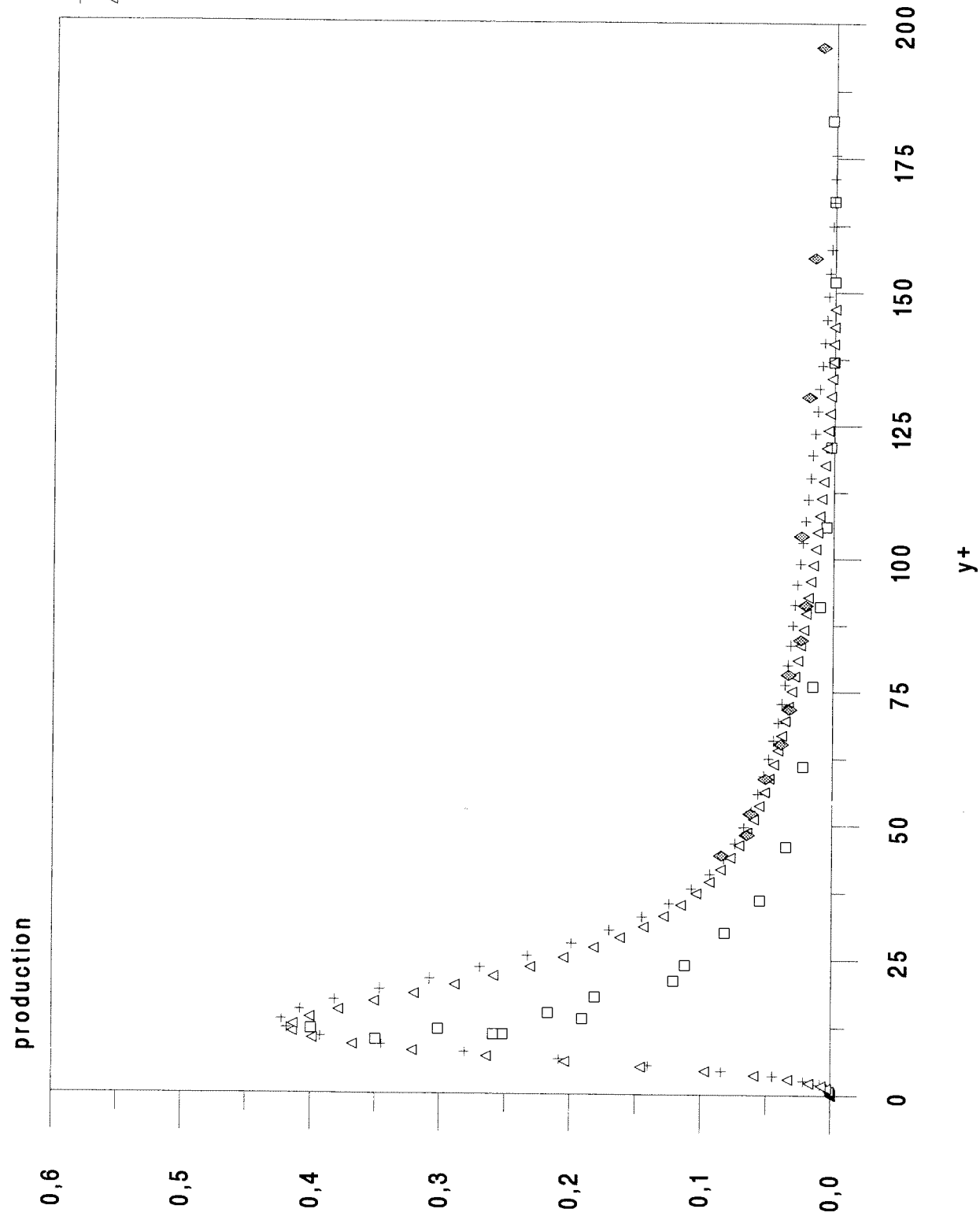


figure 3.78: Influence du nombre de Reynolds sur le terme de diffusion turbulente de u'

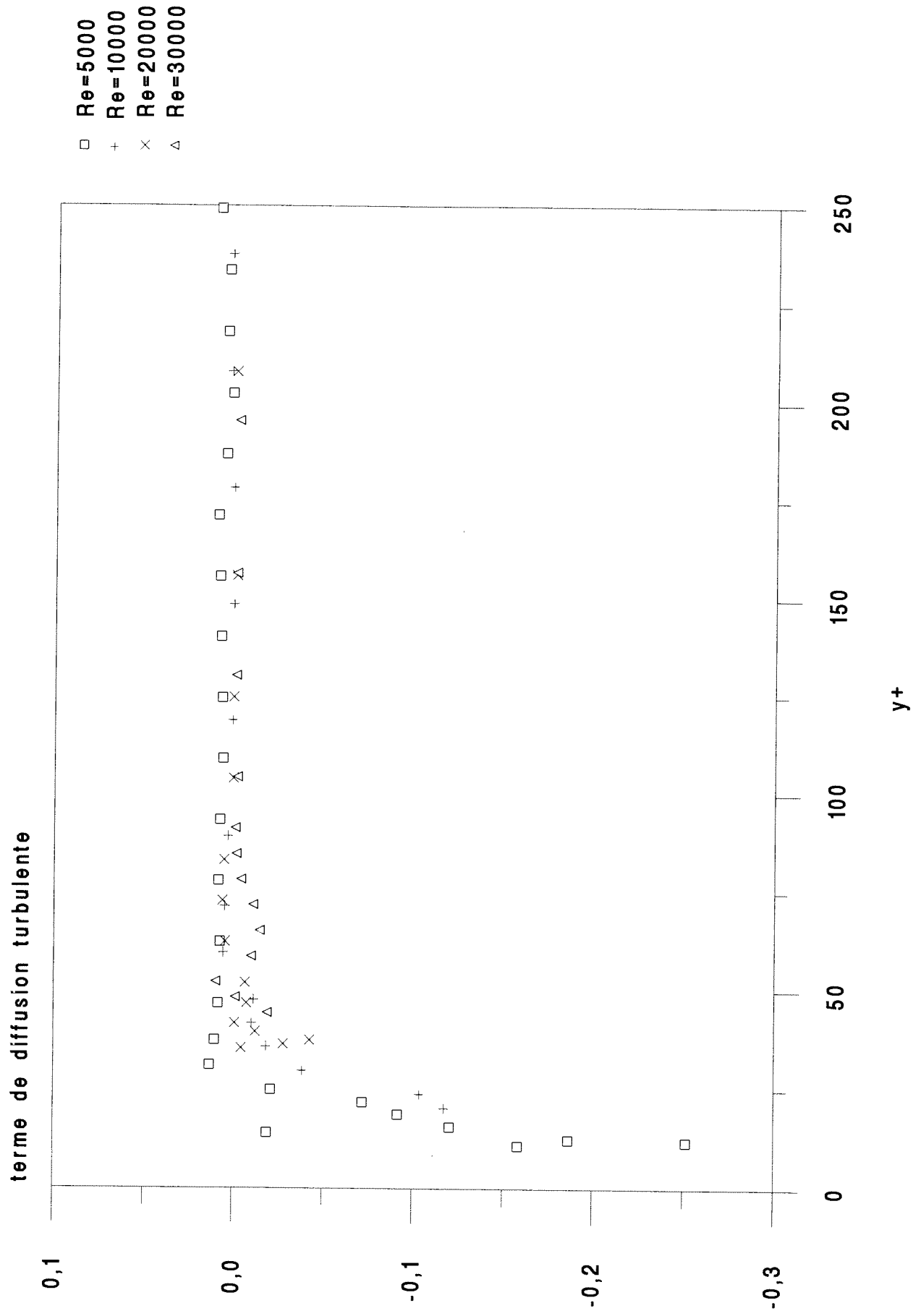


figure 3.79: Comparaison avec la DNS : terme de diffusion turbulente de u'

terme de diffusion turbulente

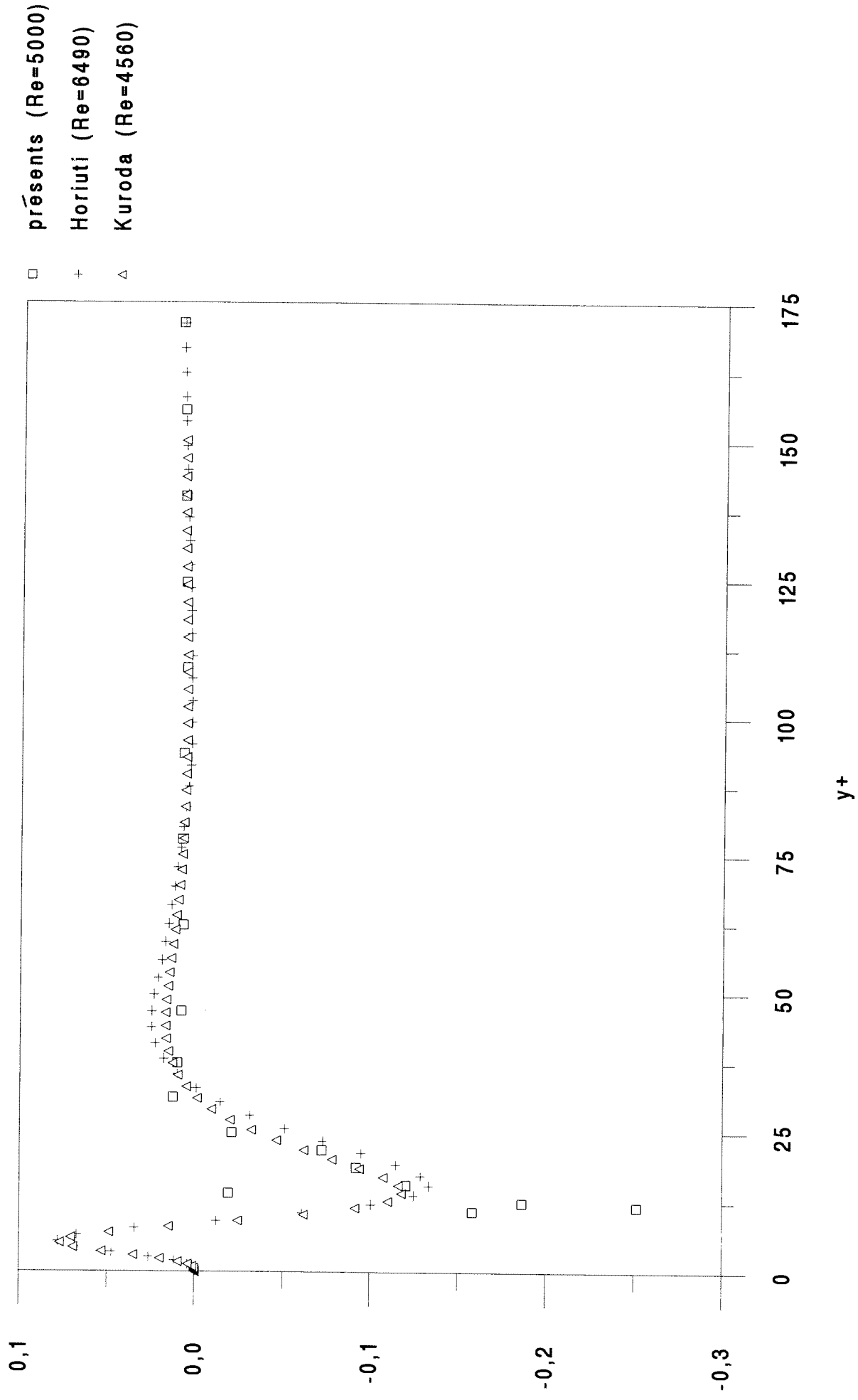


figure 3.80: Spectre de dissipation de u' a $Re=5000$

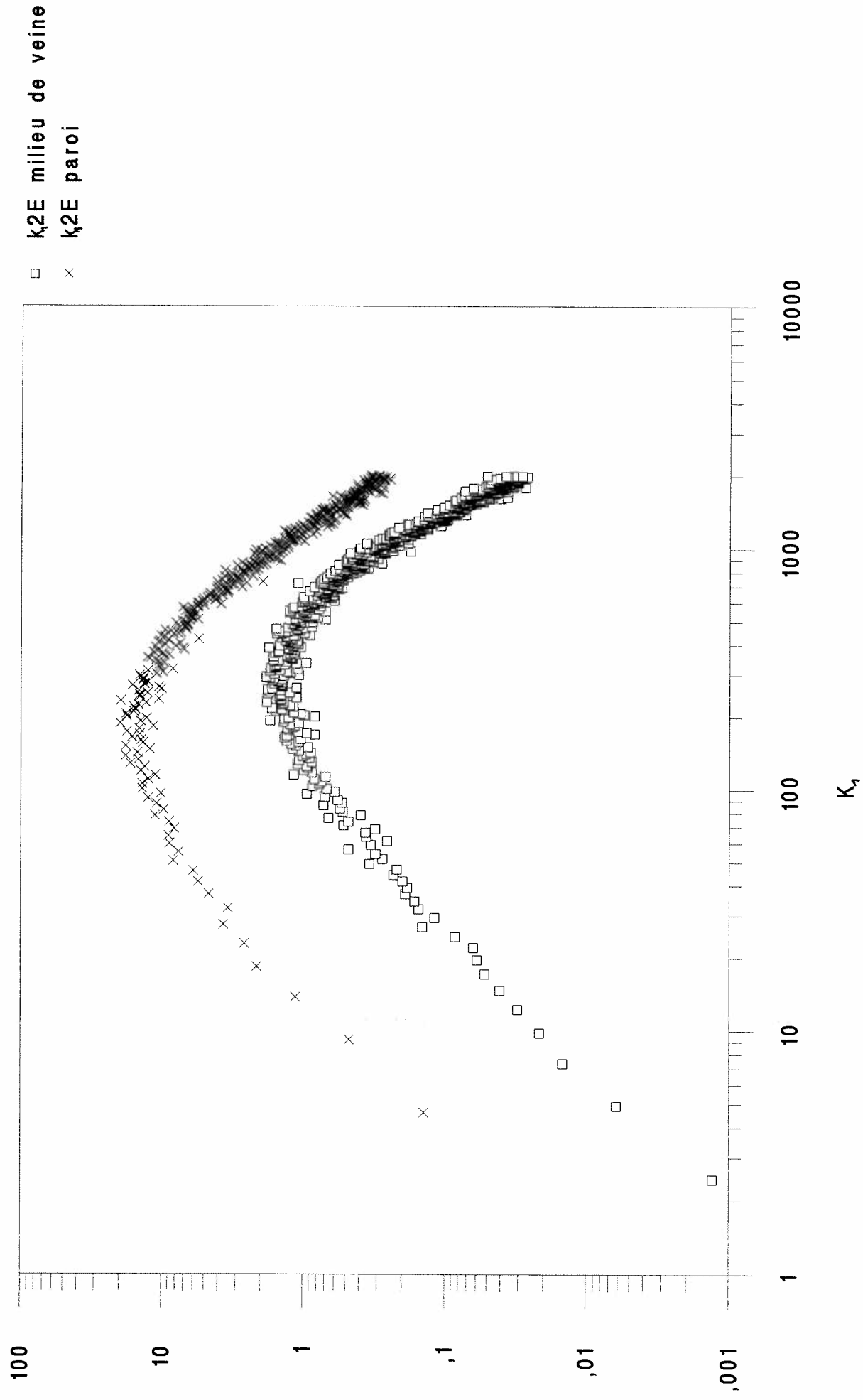


figure 3.81: Influence du nombre de Reynolds sur le terme de dissipation de u'

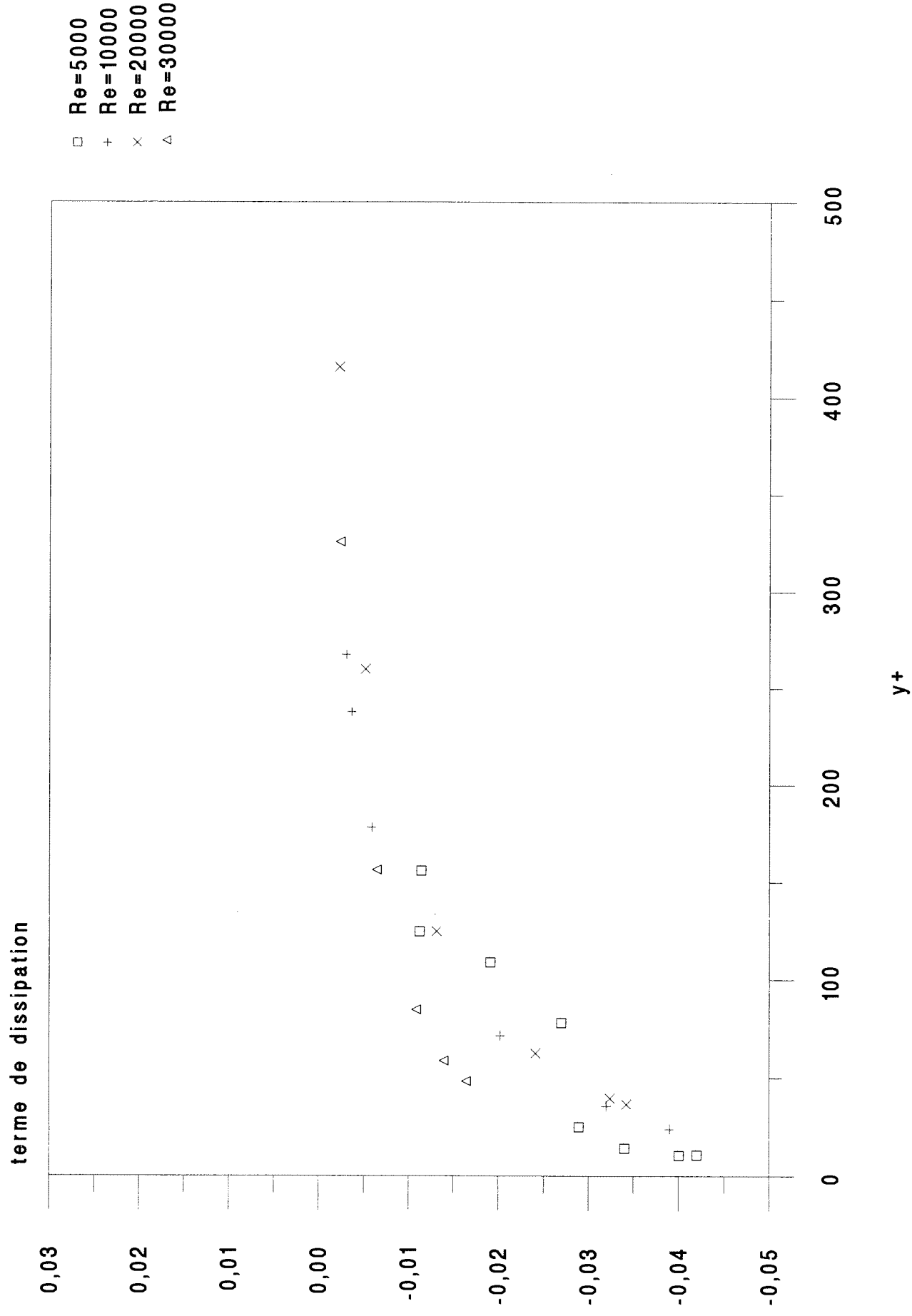


figure 3.82: Comparaison avec la DNS : terme de dissipation de u'

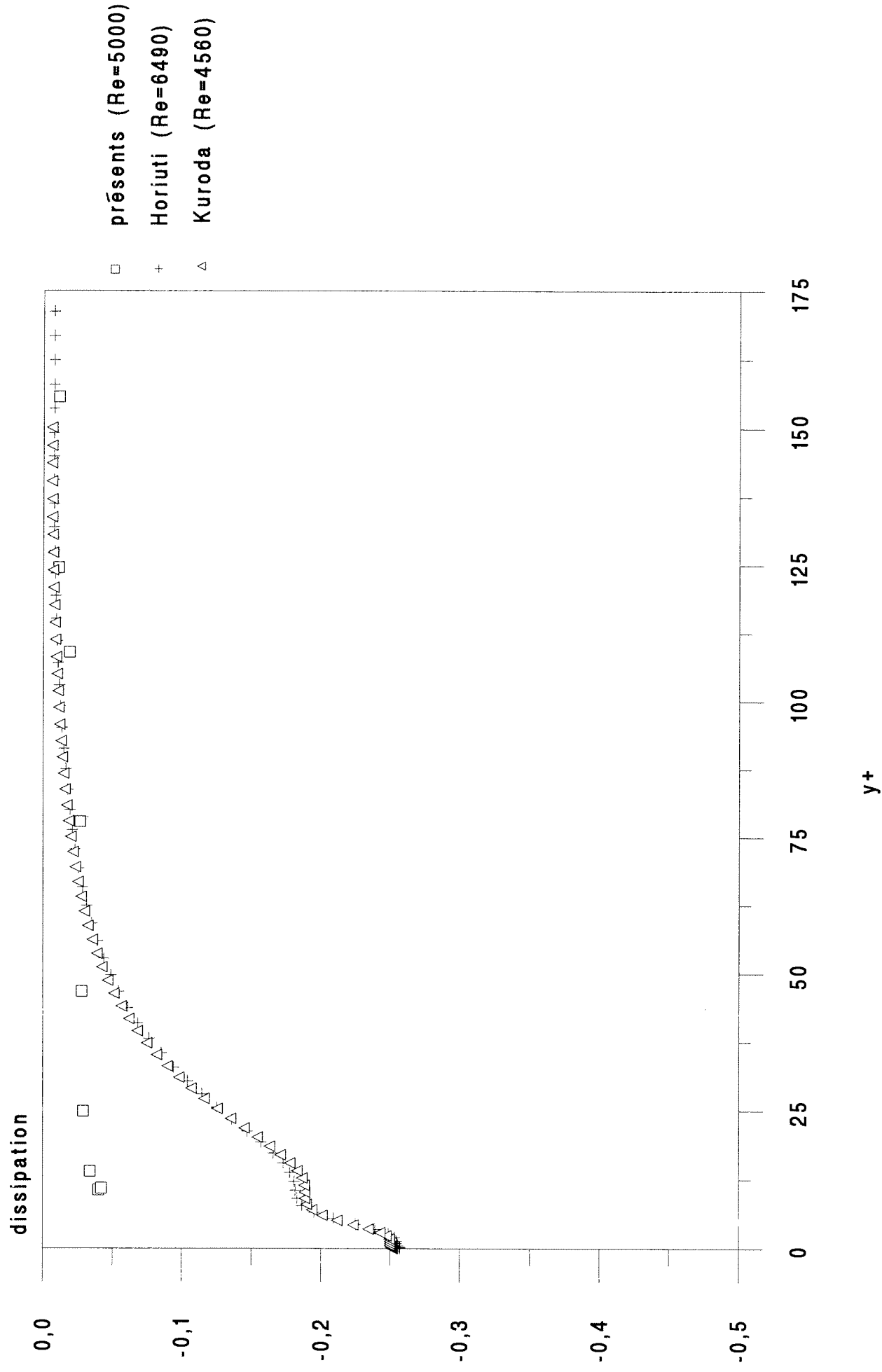


figure 4.1: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Poiseuille ($Re=5000$): U/U_q

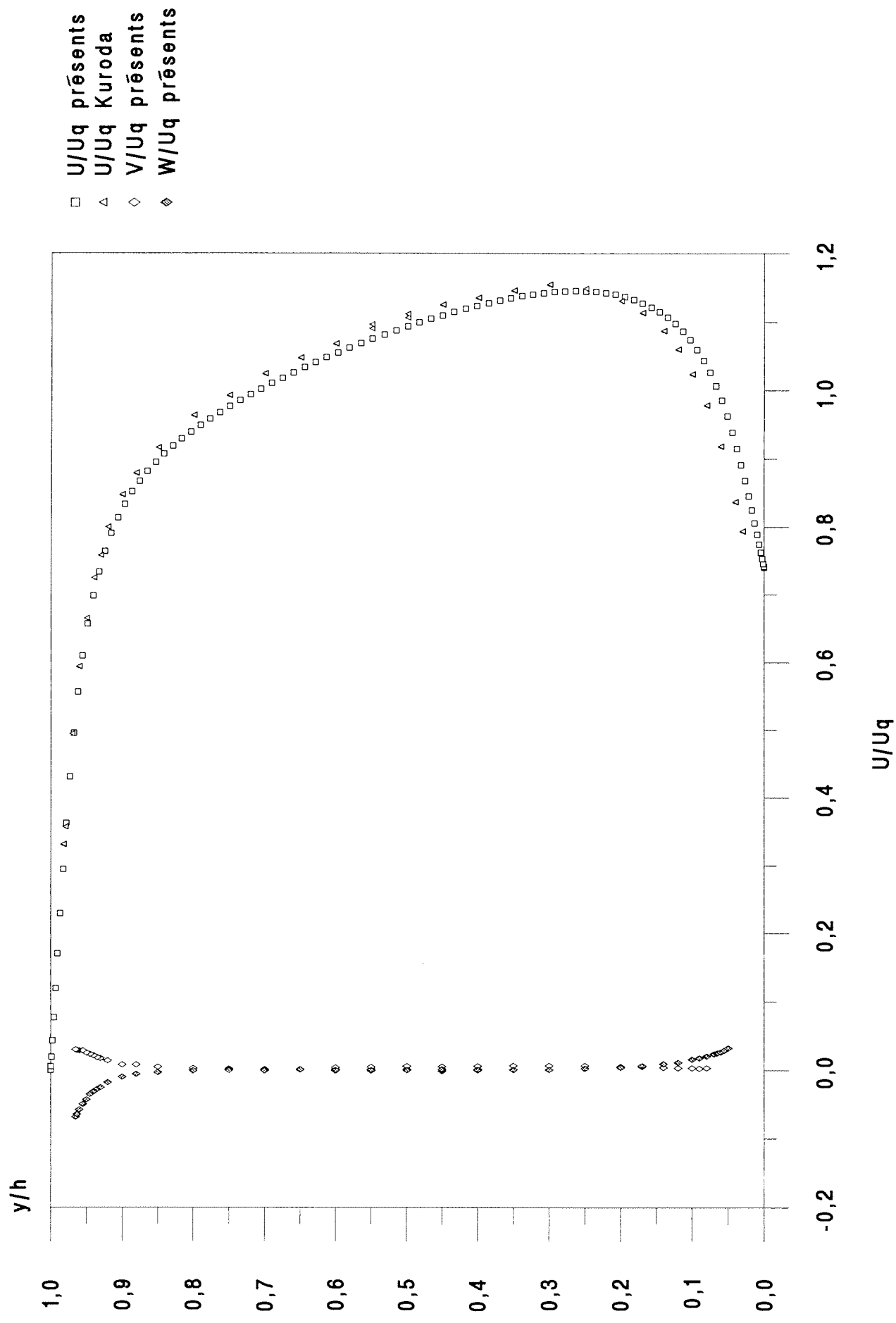


figure 4.2: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Intermédiaire ($Re=5000$): U/U_q

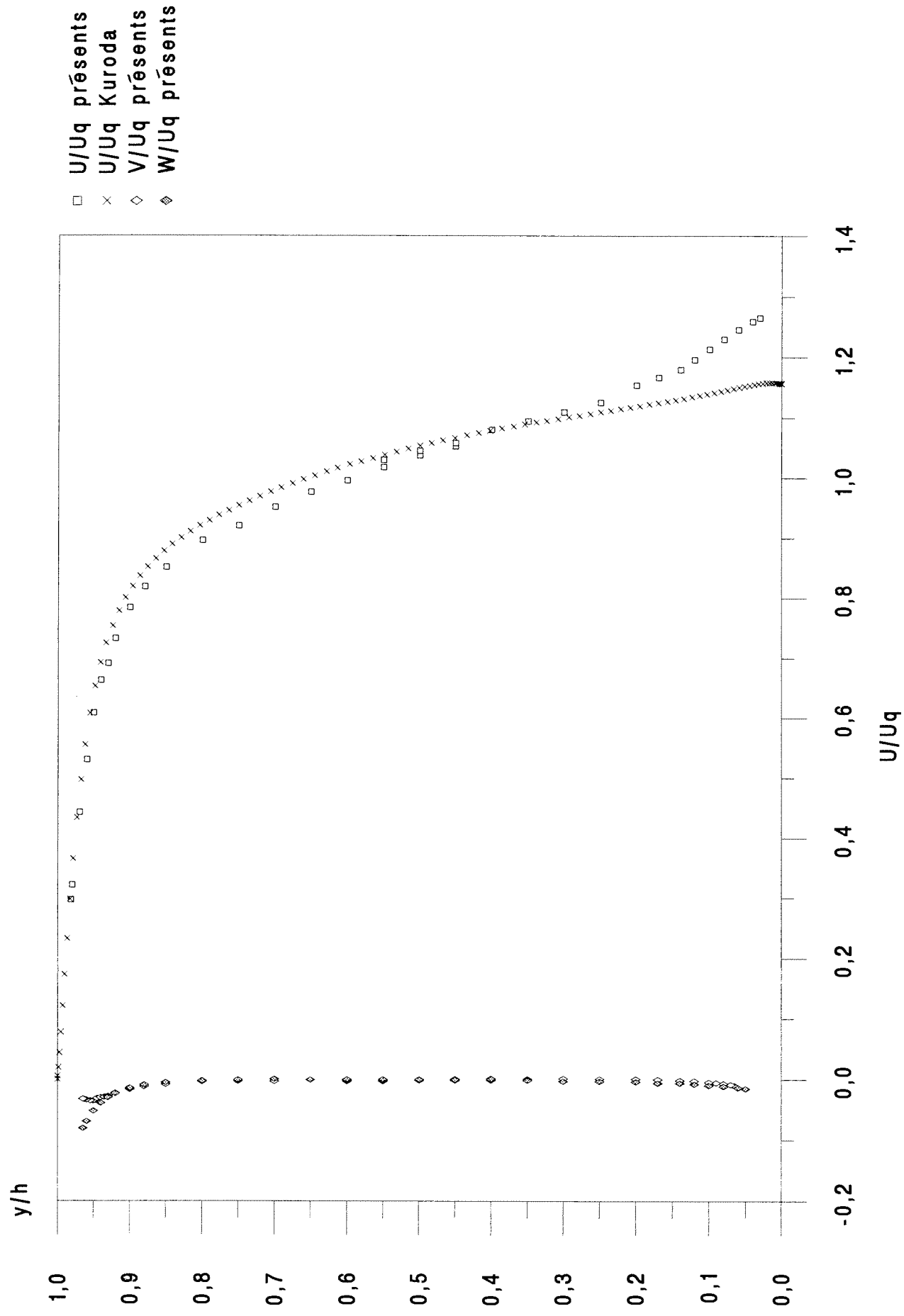


figure 4.3: Profils des 3 composantes de la vitesse moyenne à $Re=5000$: type Couette

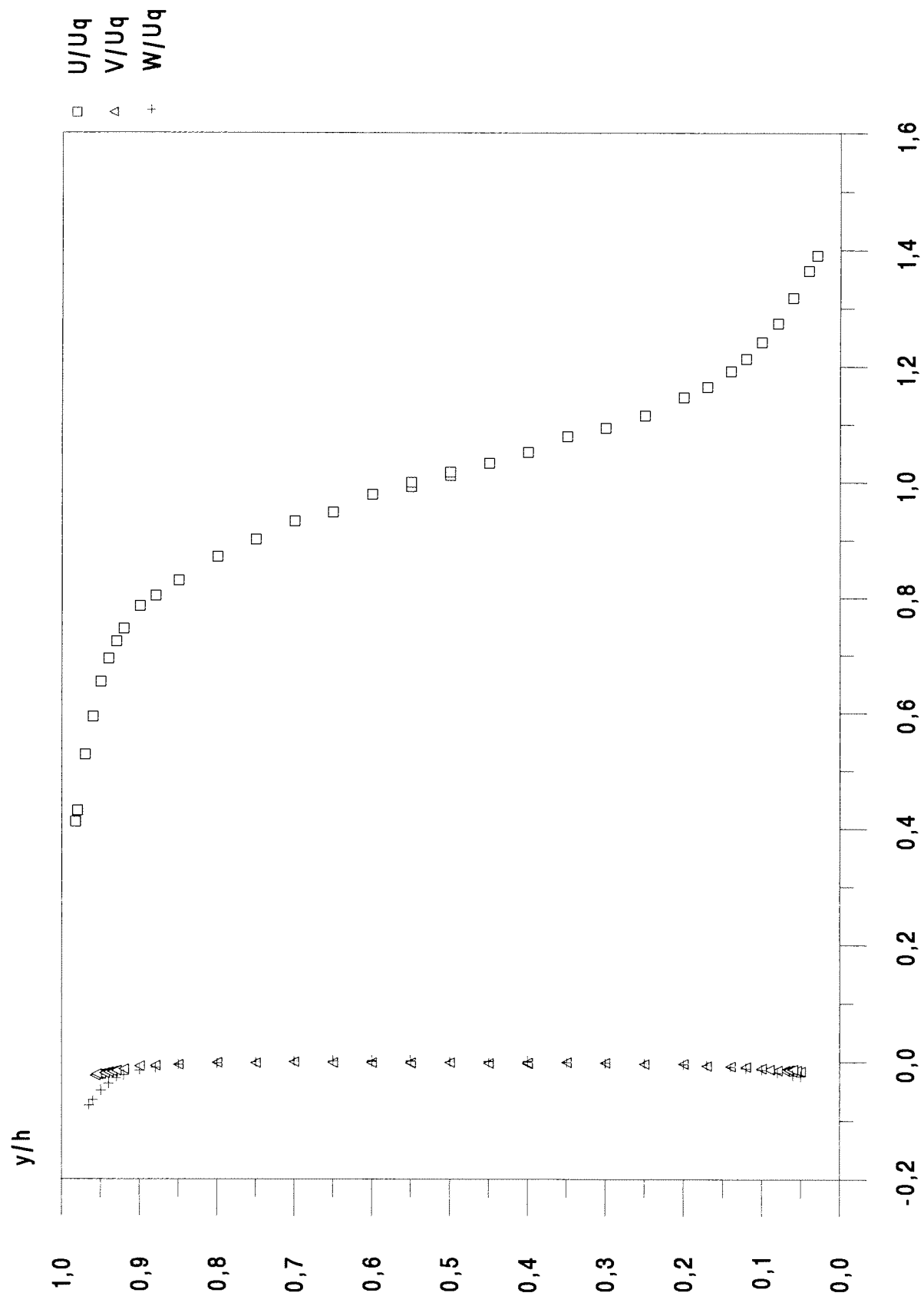


figure 4.4: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Poiseuille ($Re=5000$): u'/u_{tau} , v'/u_{tau} , w'/u_{tau}

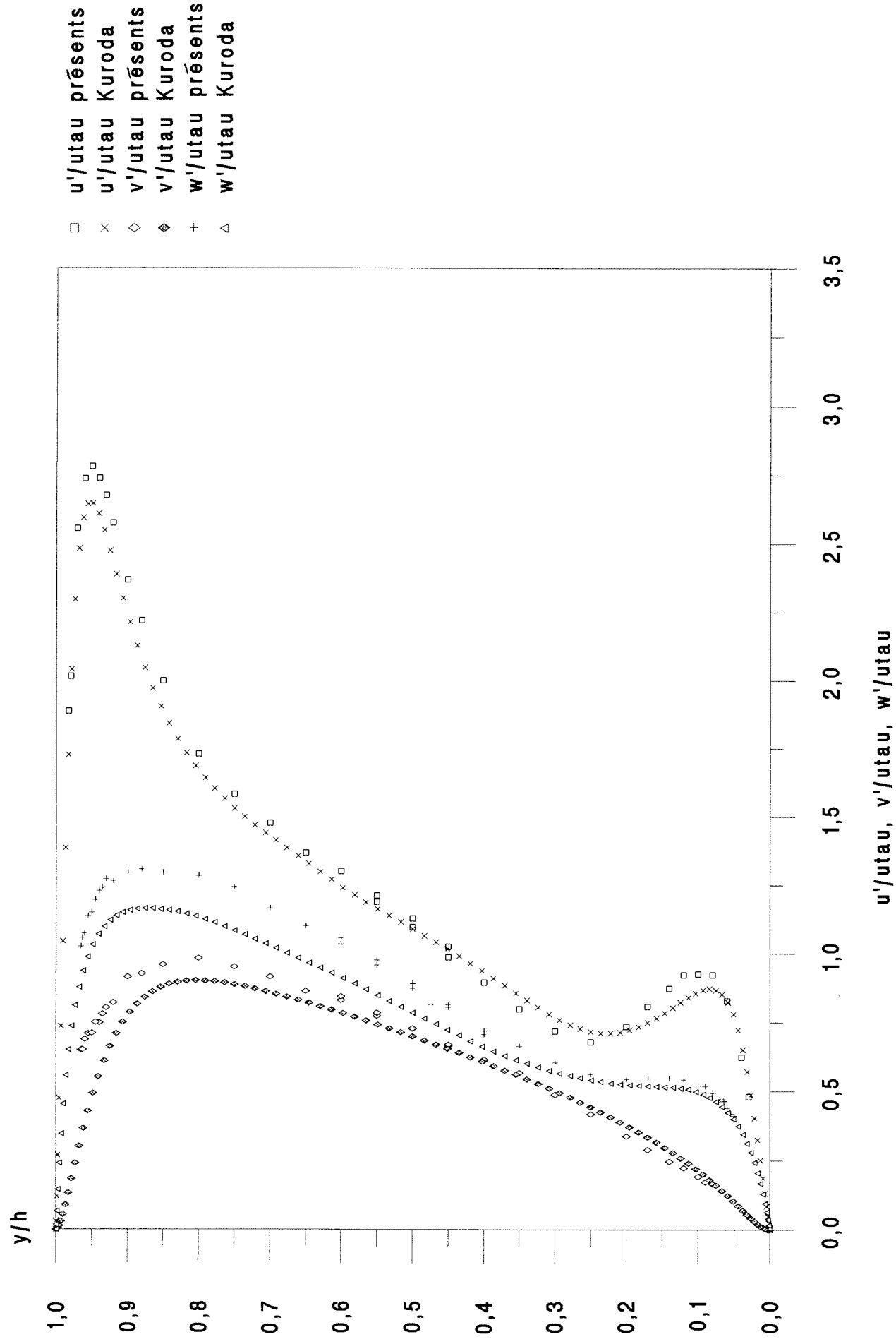


figure 4.5: Comparaison avec la DNS de Kuroda en type Intermédiaire (Re=5000): u'/u_{τ} , v'/u_{τ} , w'/u_{τ}

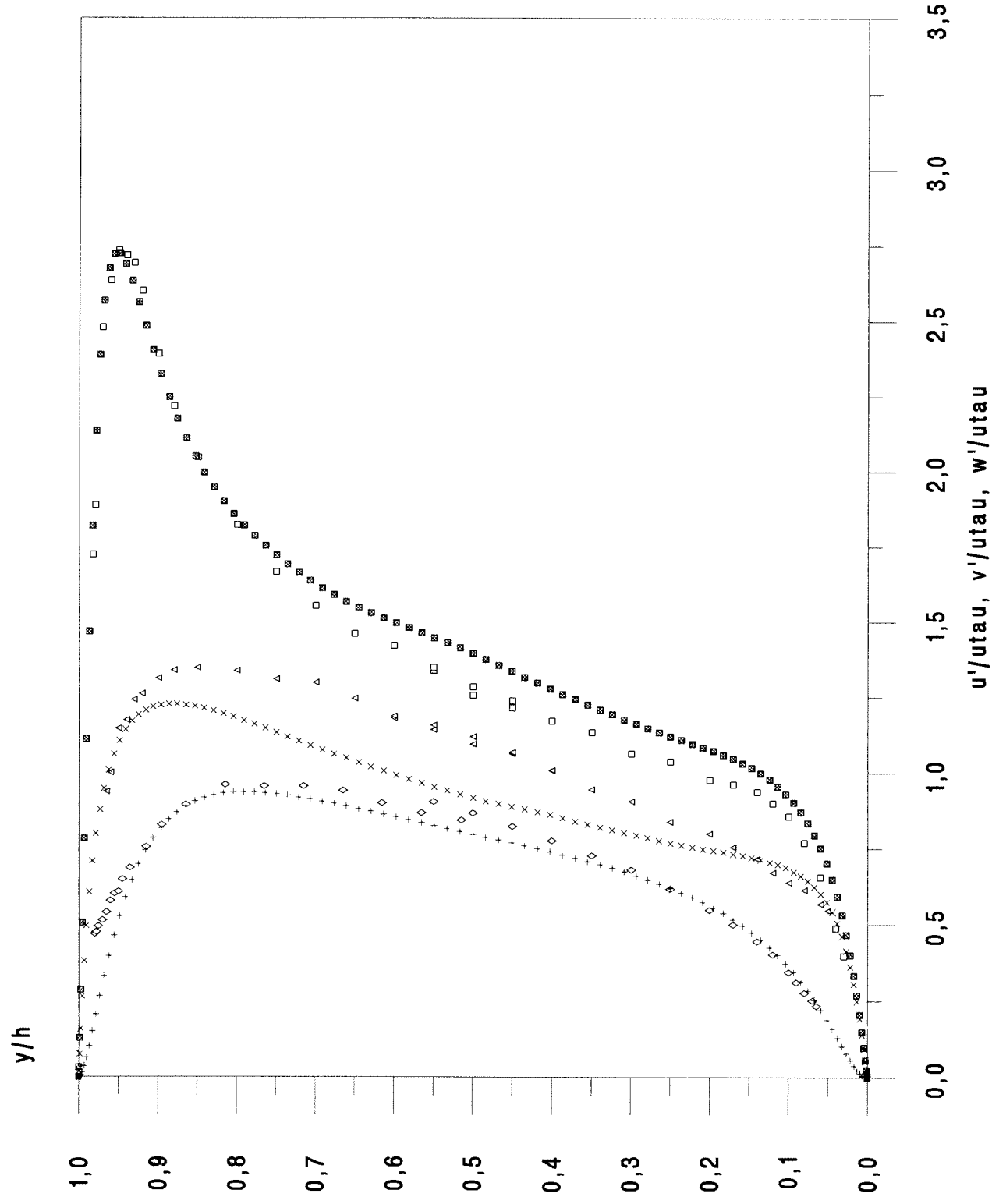


figure 4.6: Profils des corrélations normales $\tilde{\alpha}$ Re=5000 : Type Couette

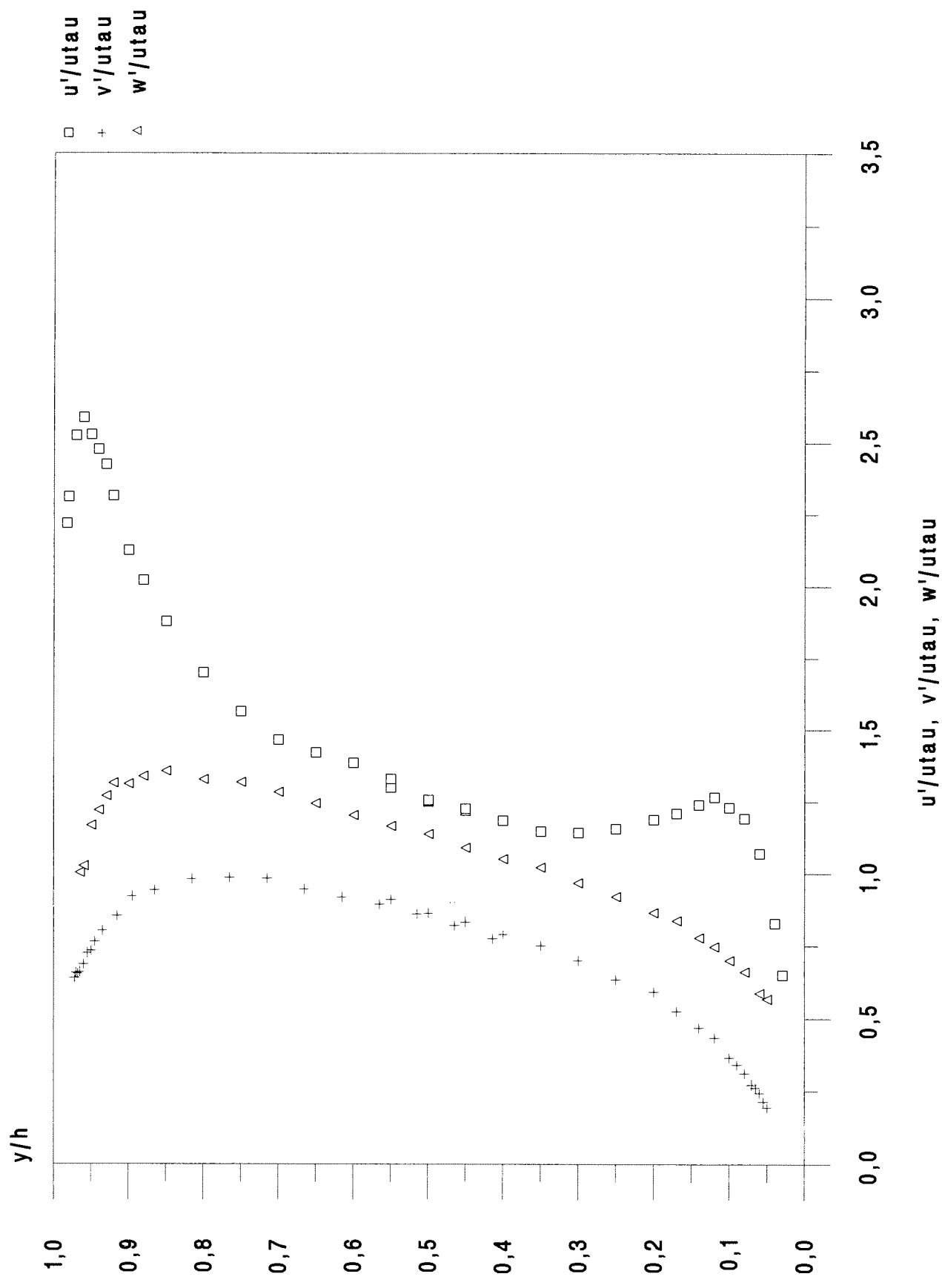


figure 4.7: Comparaison entre les différents types d'écoulements: $k/utau^2$

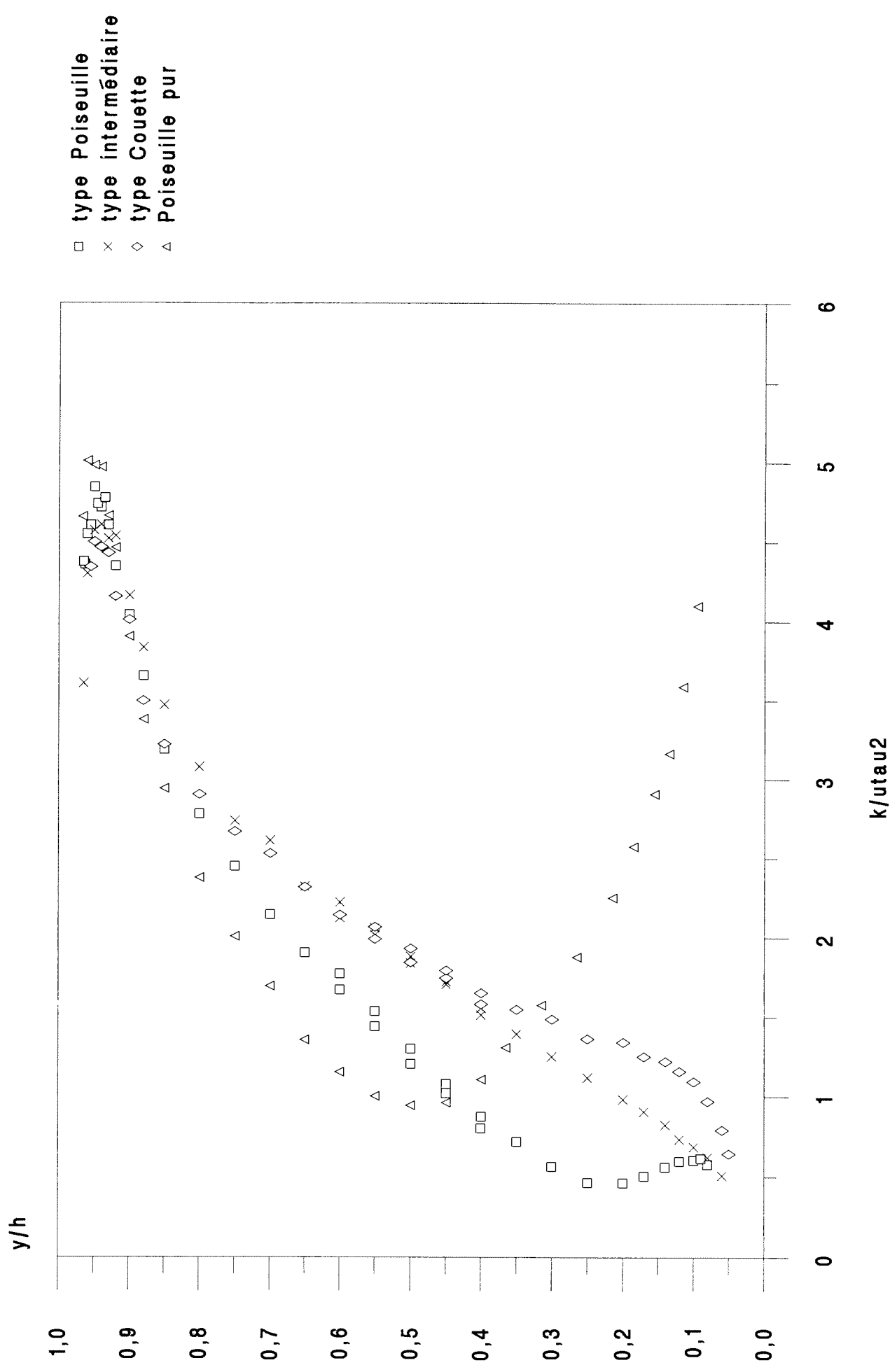


figure 4.8: Profils des corrélations croisées à $Re=5000$: type Poiseuille

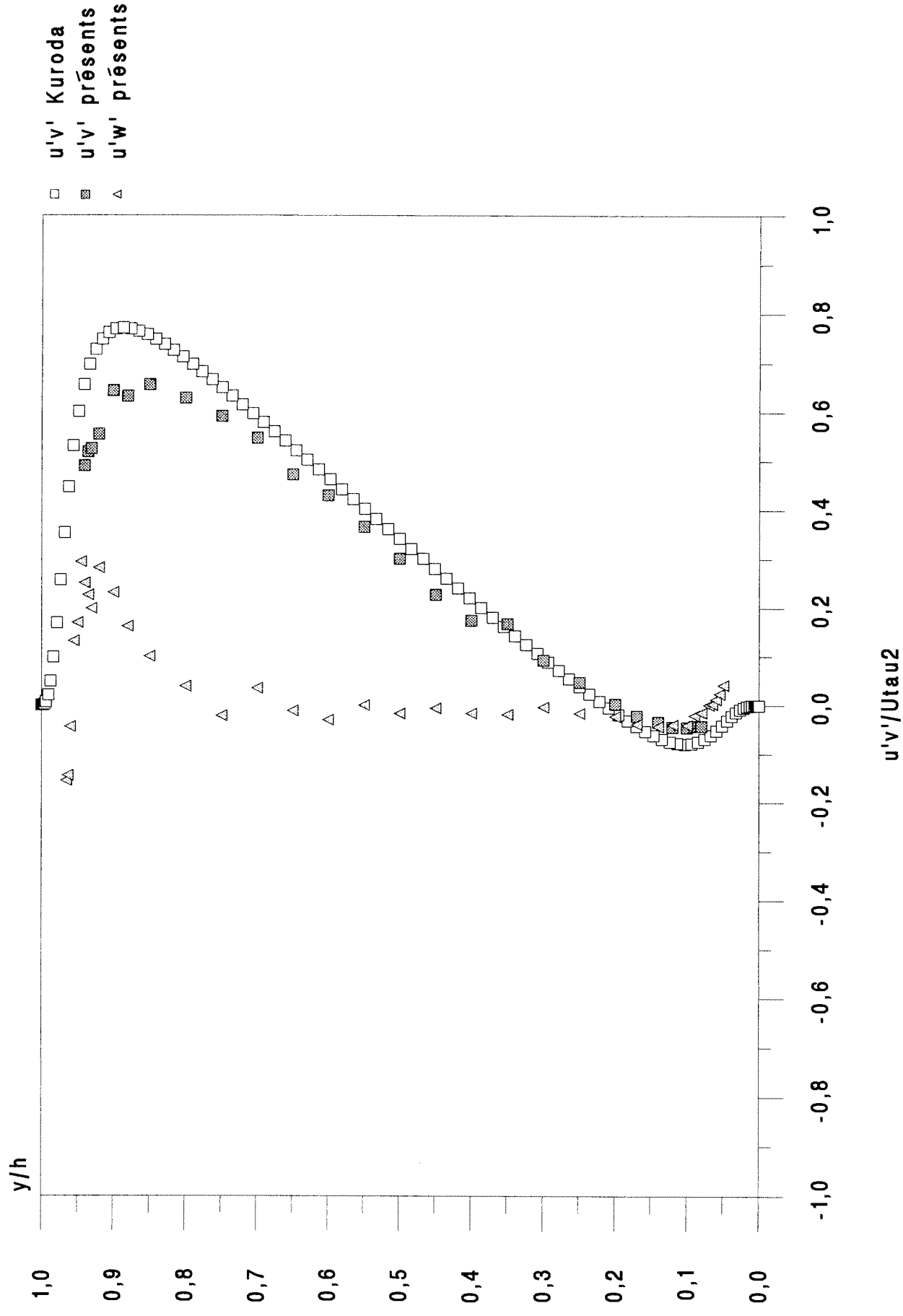


figure 4.9: Profils des corrélations croisées à $Re=5000$: type Intermédiaire

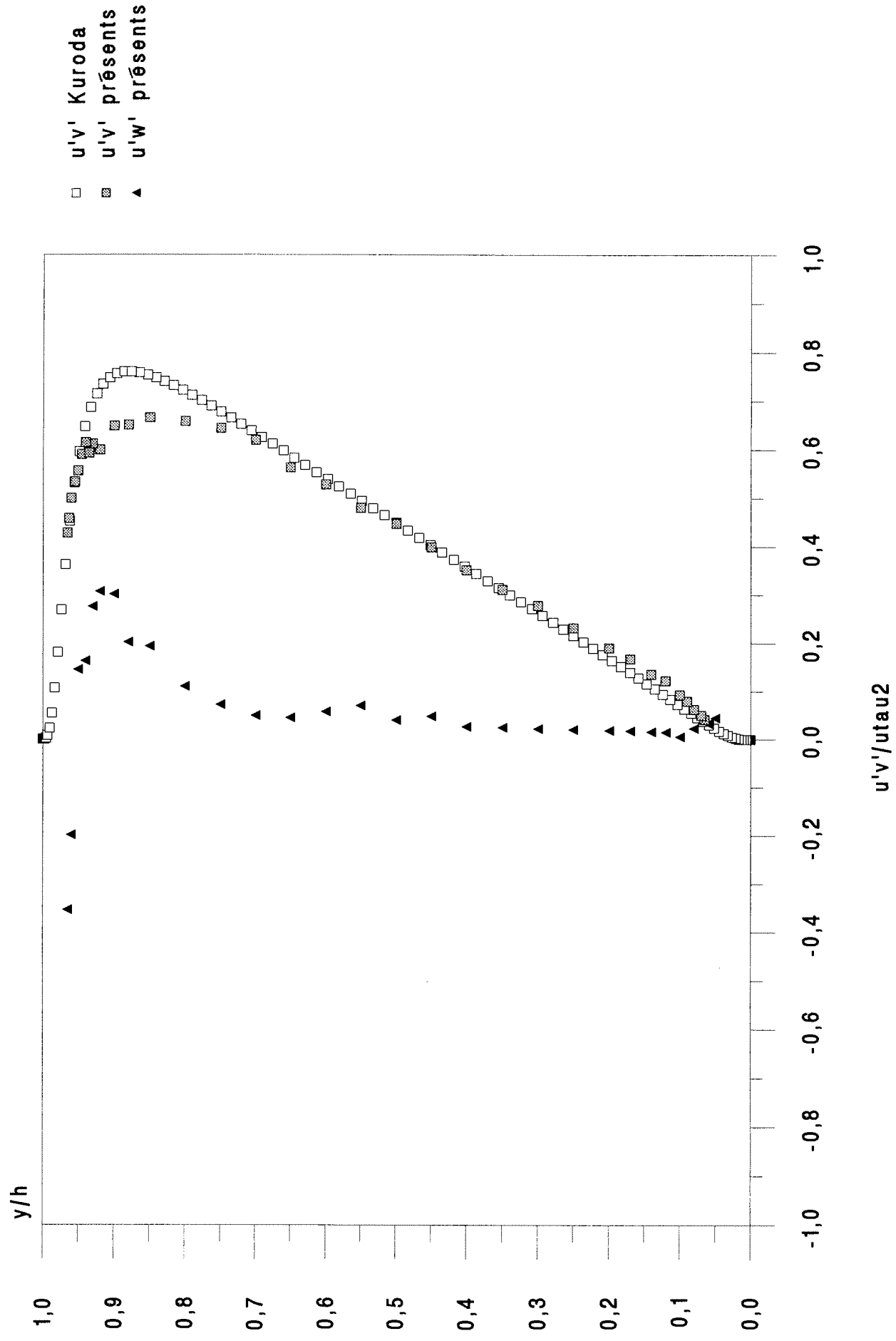


figure 4.10: Profils des corrélations croisées à $Re=5000$: type Couette

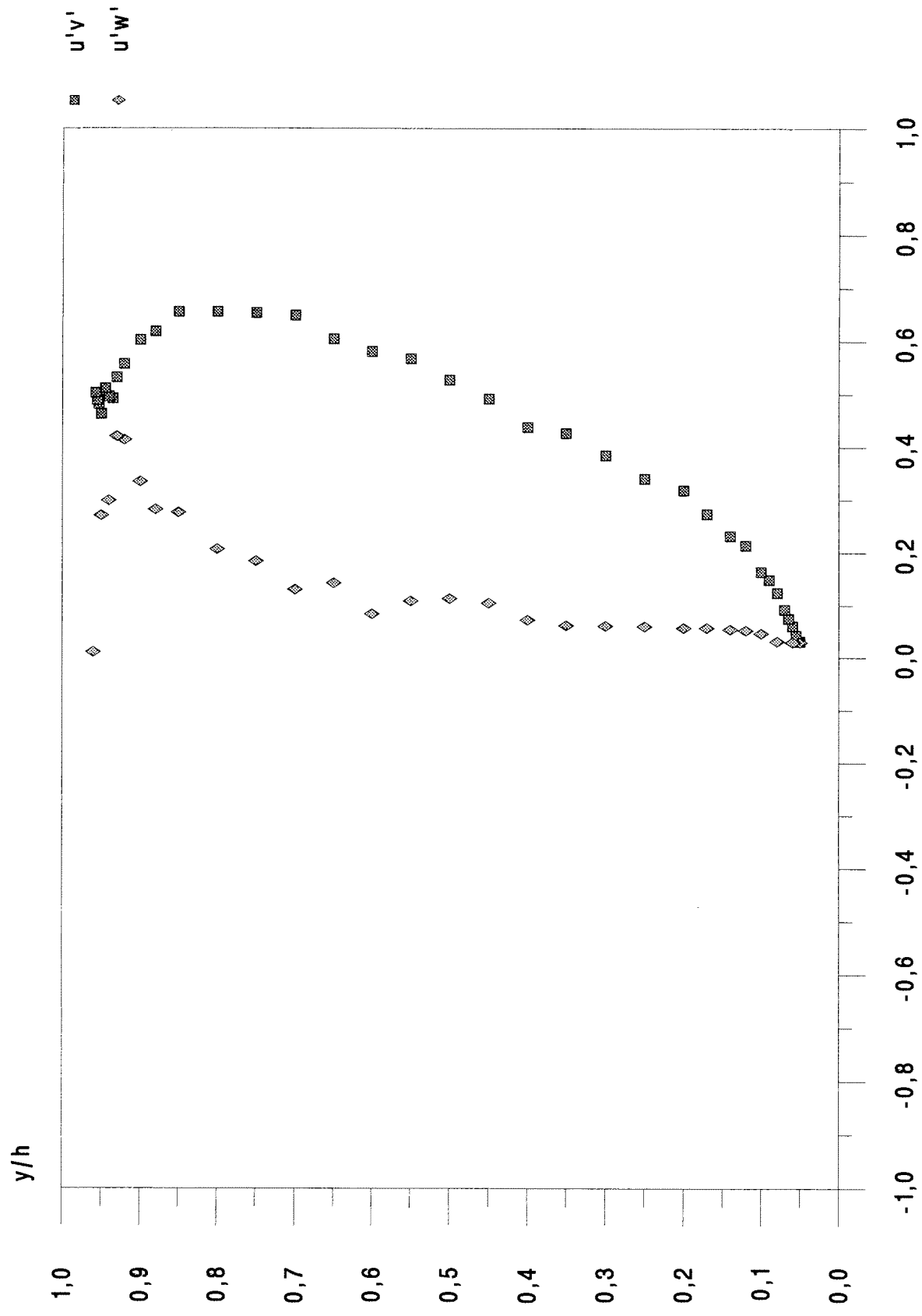


figure 4.11 : Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$: type Poiseuille

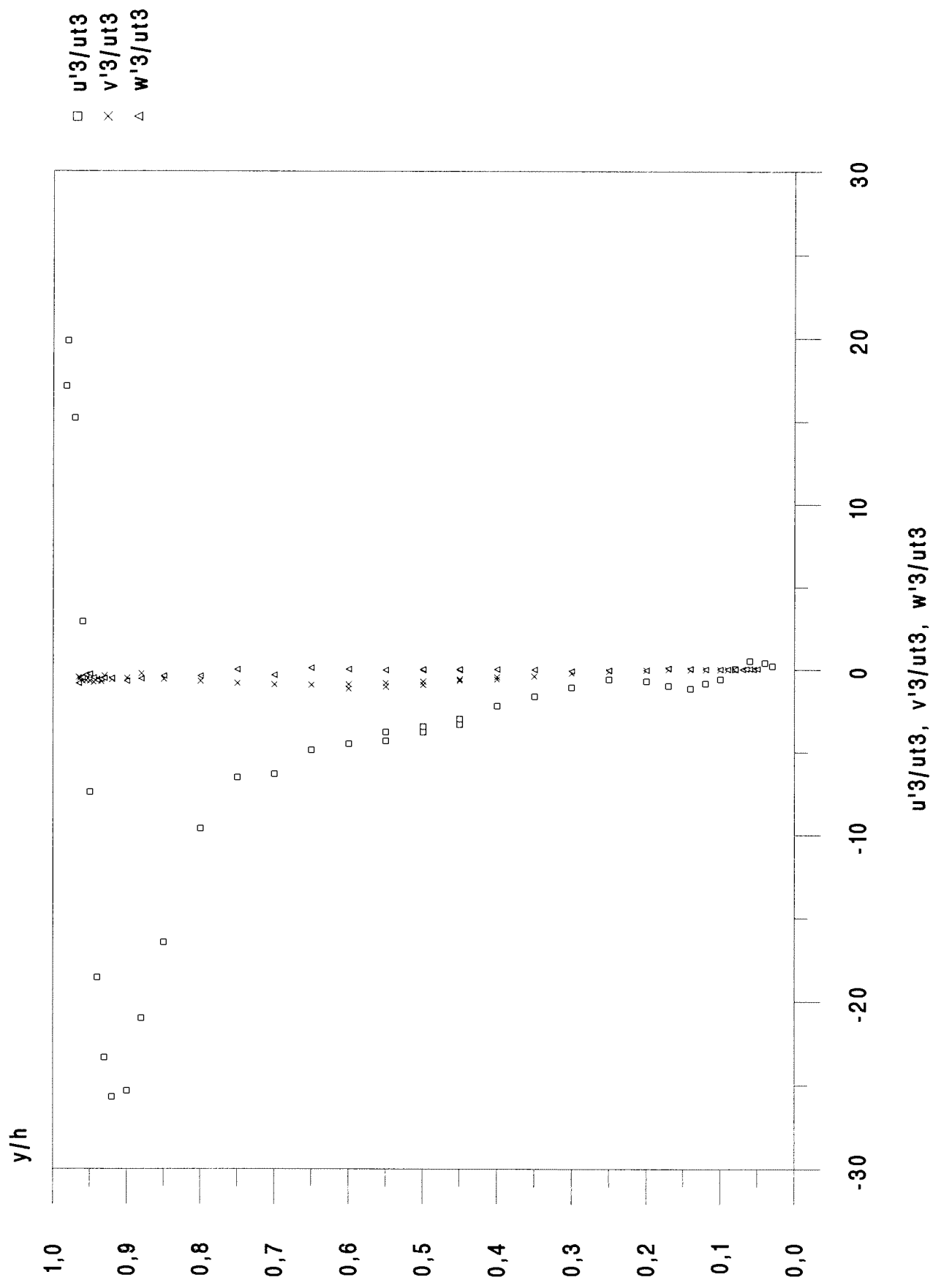


figure 4.12 : Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$: type Intermédiaire

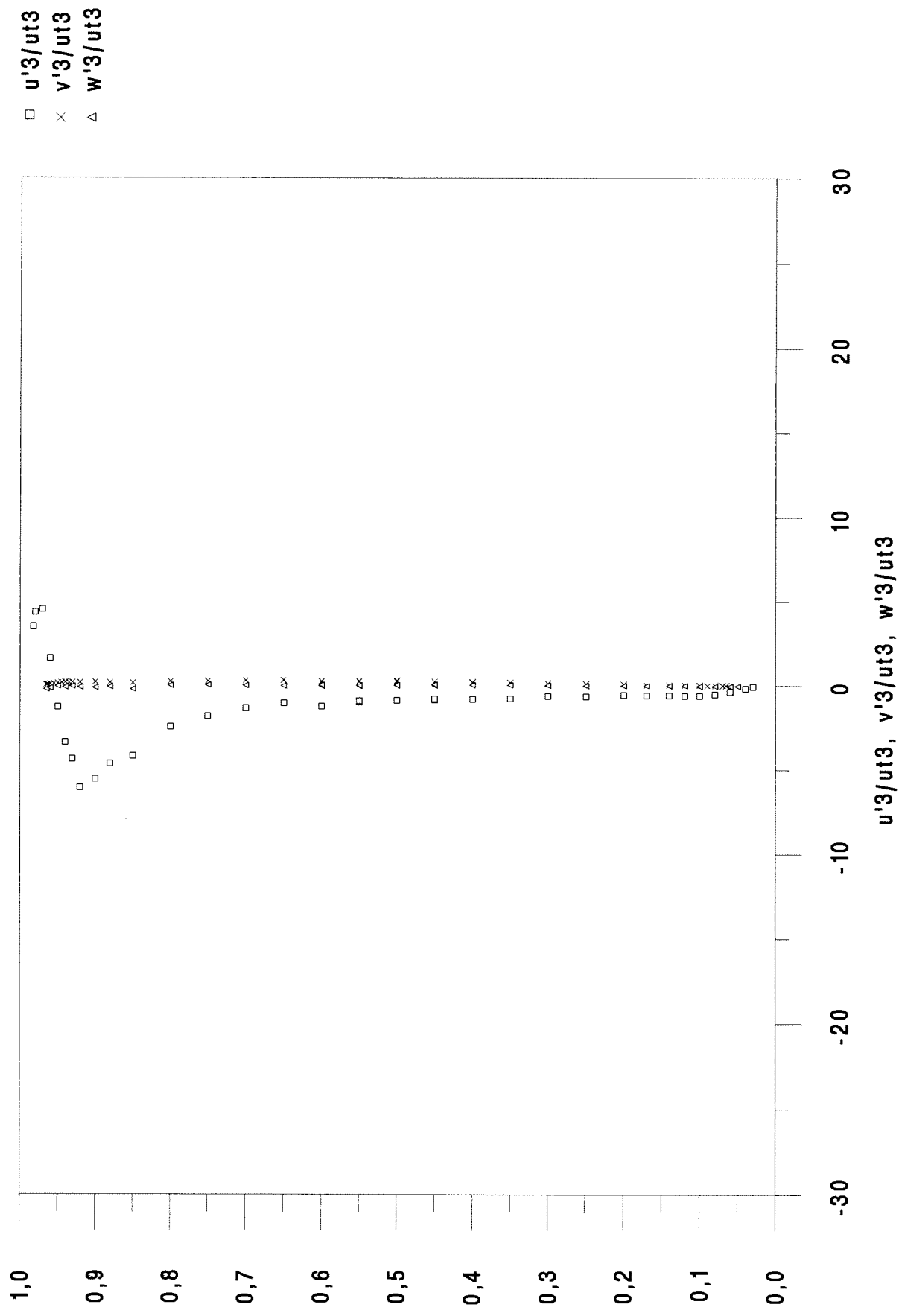


figure 4.13 : Profils des corrélations triples normales à $Re = 5\,000$: type Couette

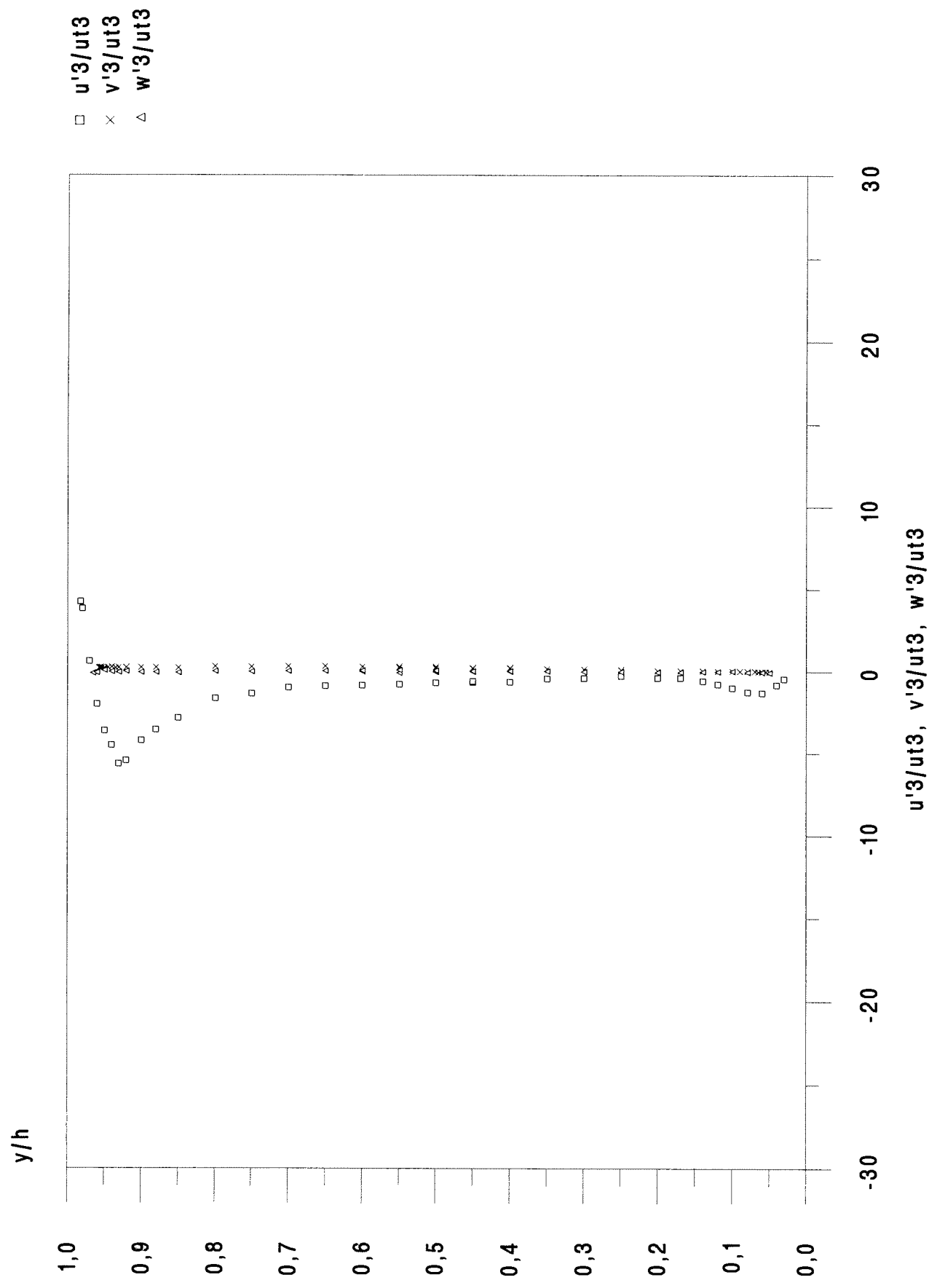
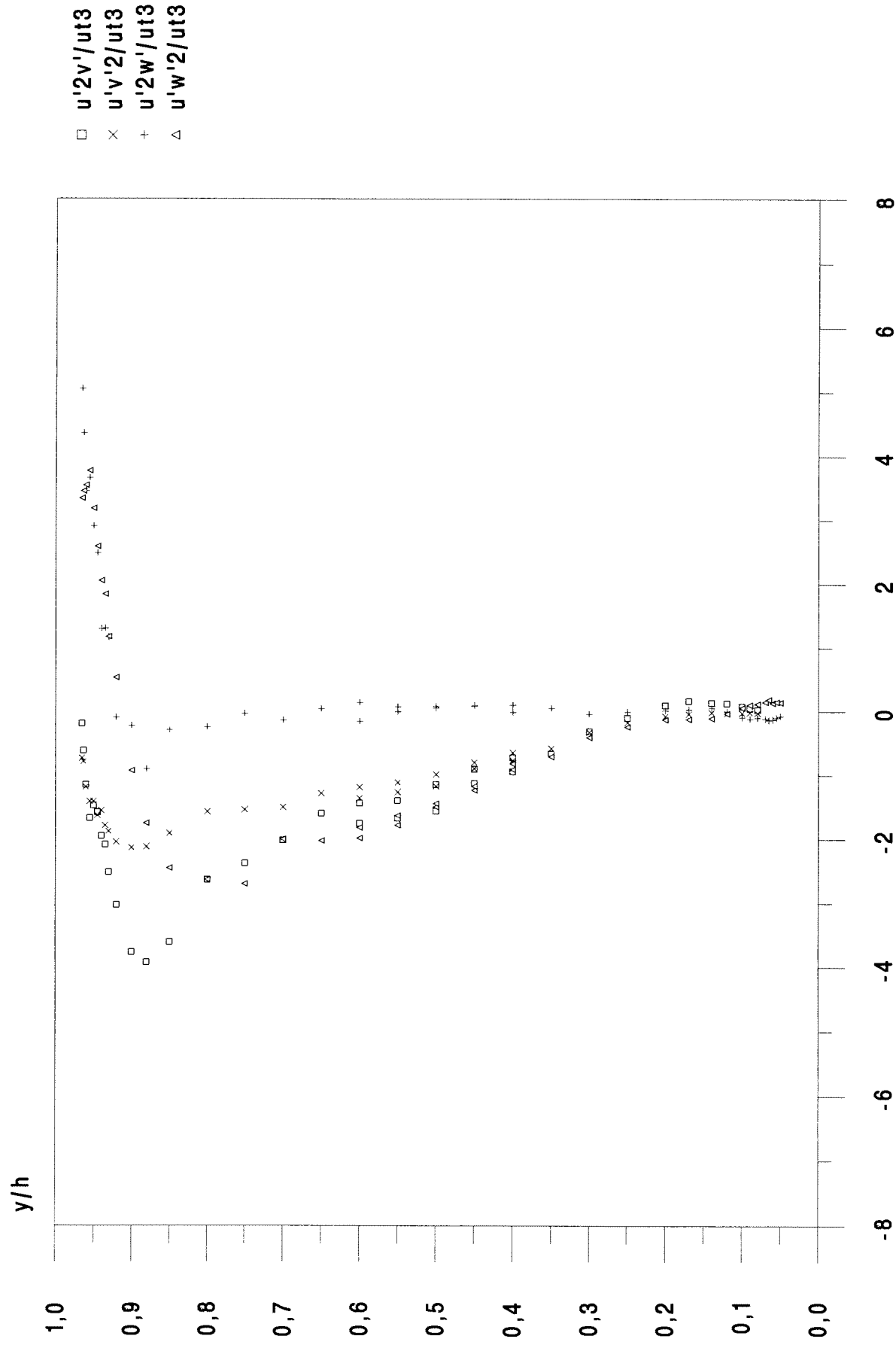


figure 4.14 : Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$: type Poiseuille



$u'^2v'/ut^3, u'v'^2/ut^3, u'^2w'/ut^3, u'w'^2/ut^3$

figure 4.15 : Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$: type Intermédiaire

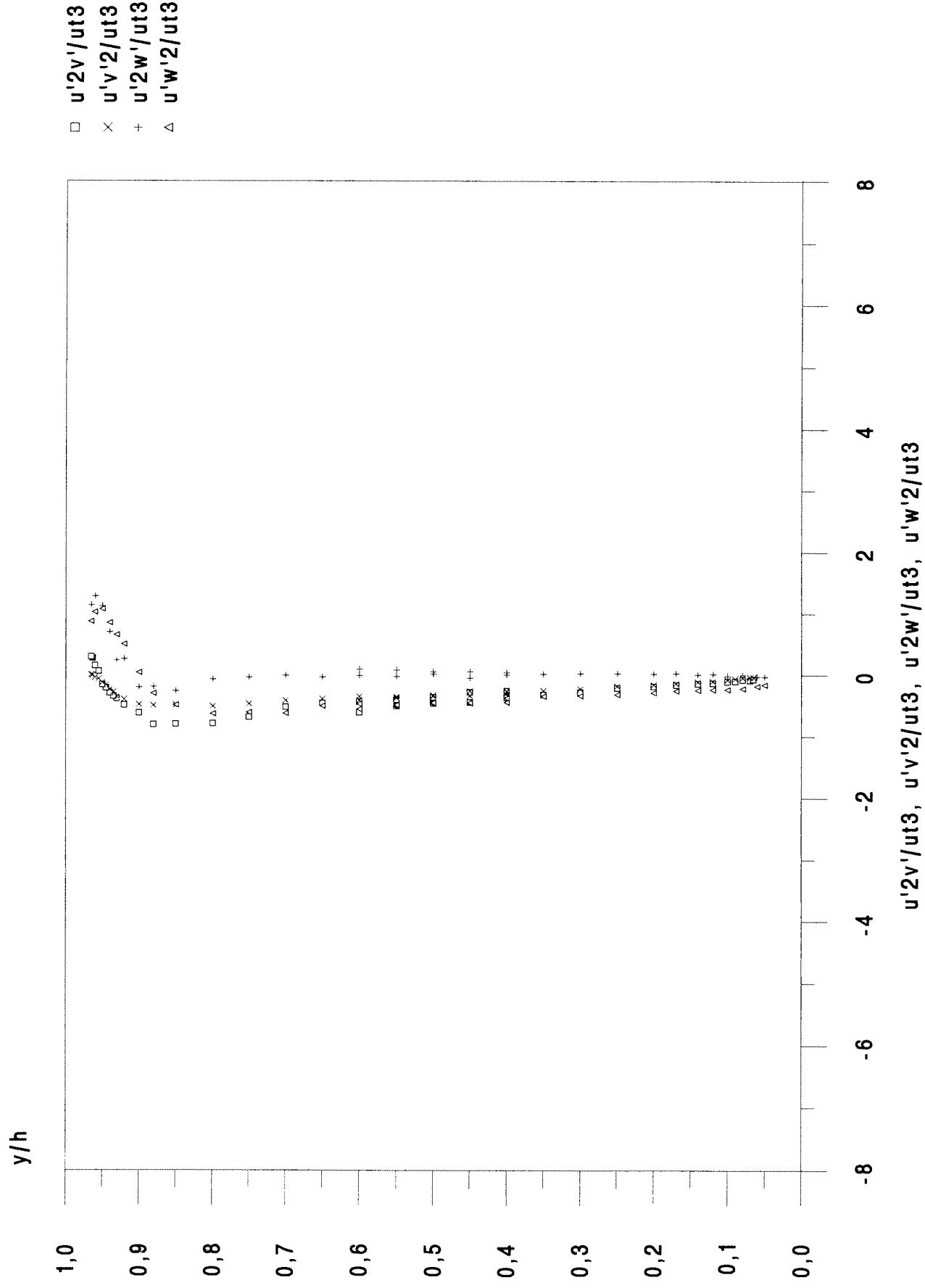


figure 4.16 : Profils des corrélations triples croisées à $Re = 5\,000$: type Couette

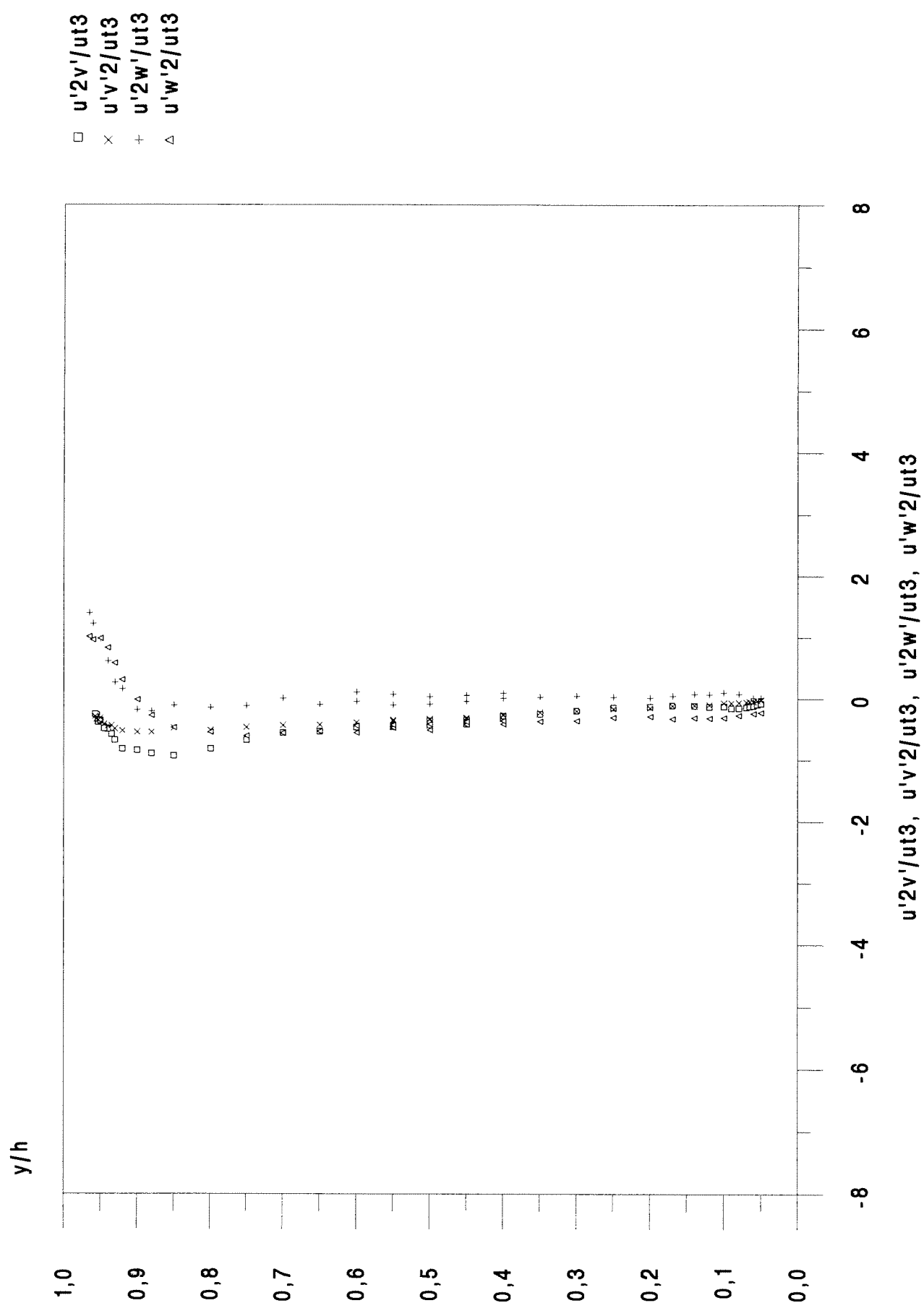


figure 4.17: Comparaison avec la DNS de Kuroda ($Re=5000$): $s(u)$, $f(u)$ type Poiseuille

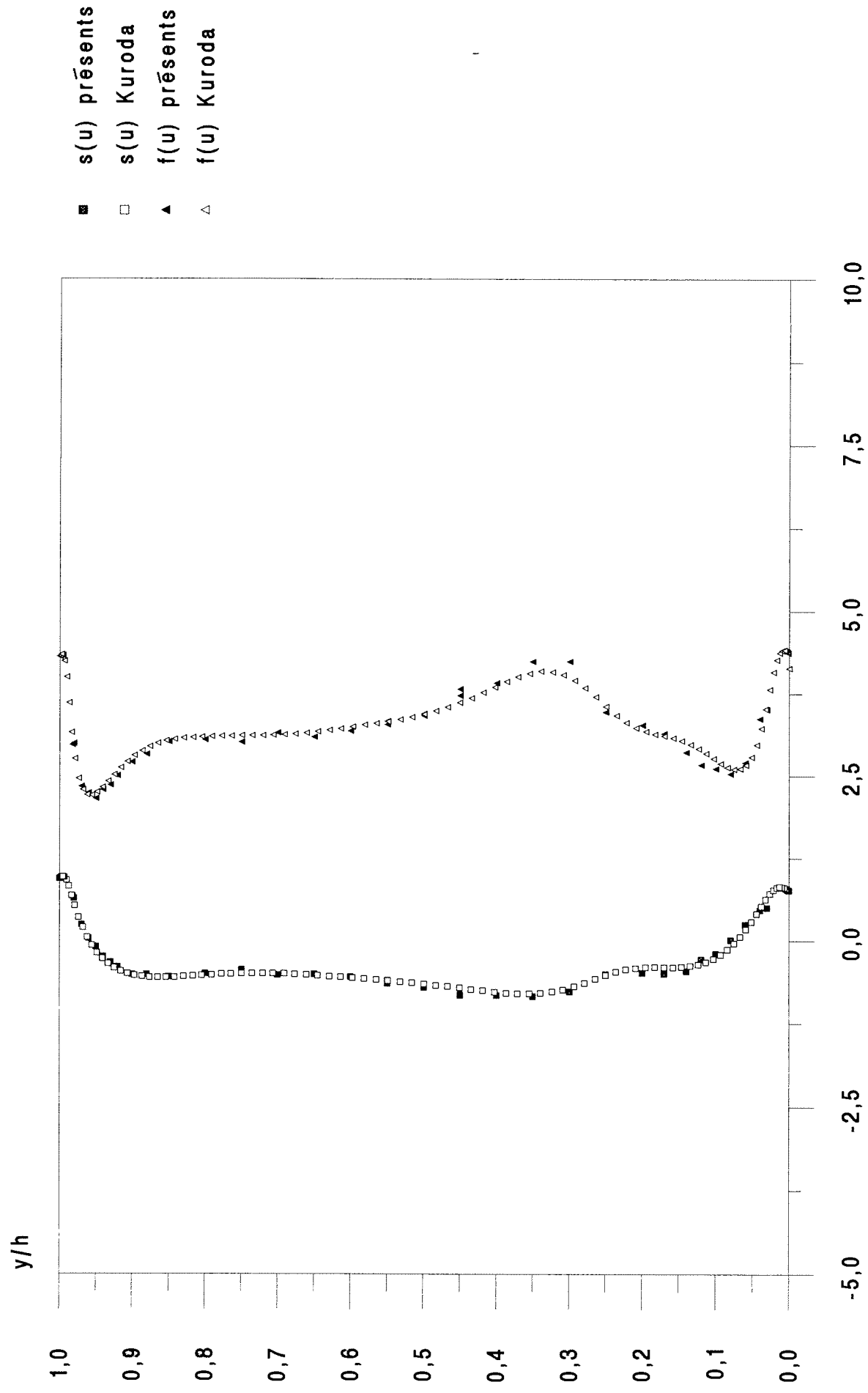


figure 4.18: Comparaison avec la DNS de Kuroda (Re=5000): $s(u)$, $f(u)$ type Intermédiaire

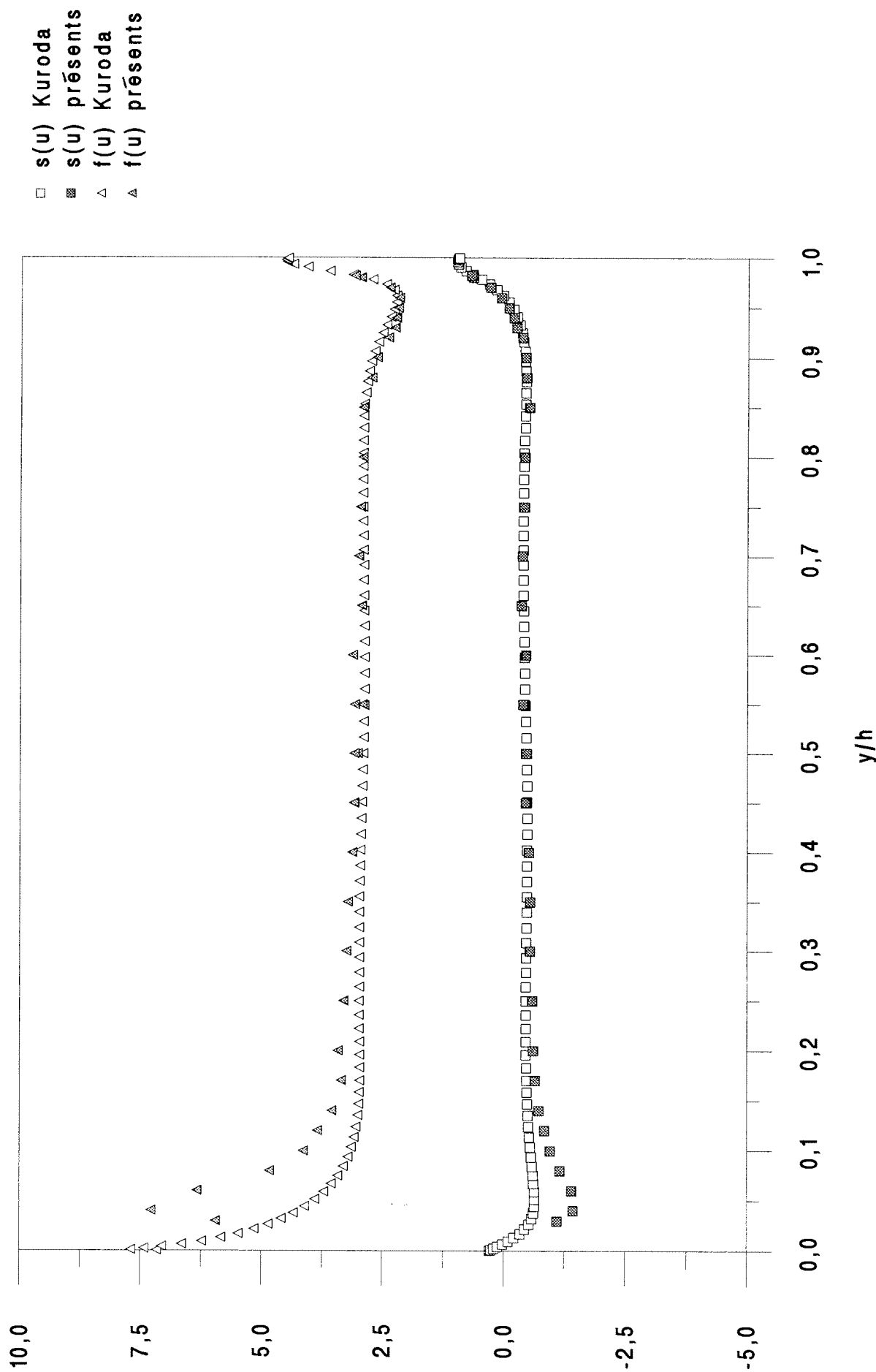


figure 4.19: Profils de $s(u)$ et $f(u)$ à $Re=5000$: type Couette

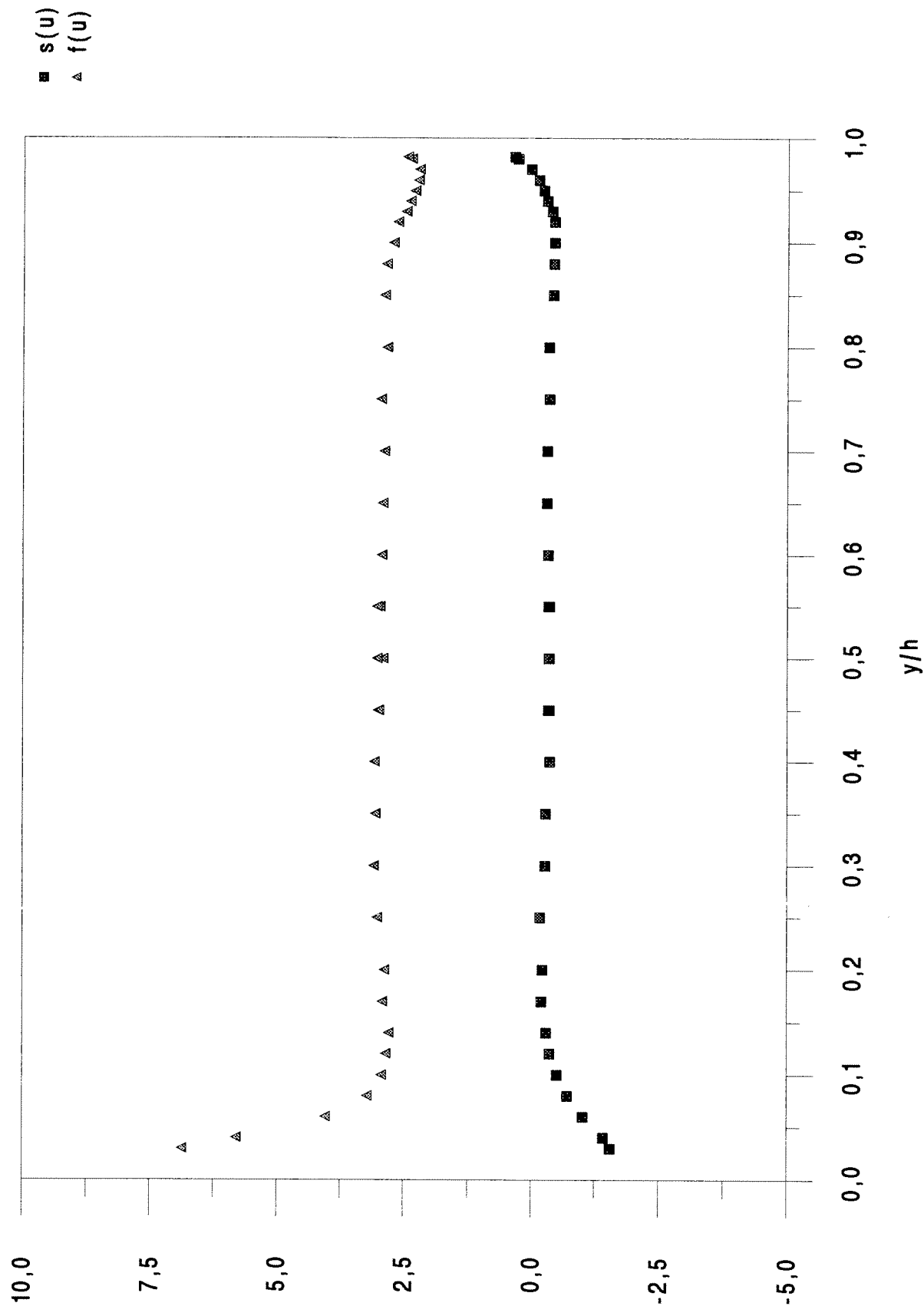


figure 4.20 : Comparaison avec la DNS de Kuroda (Re=5000): $s(v)$, $f(v)$ type Poiseuille

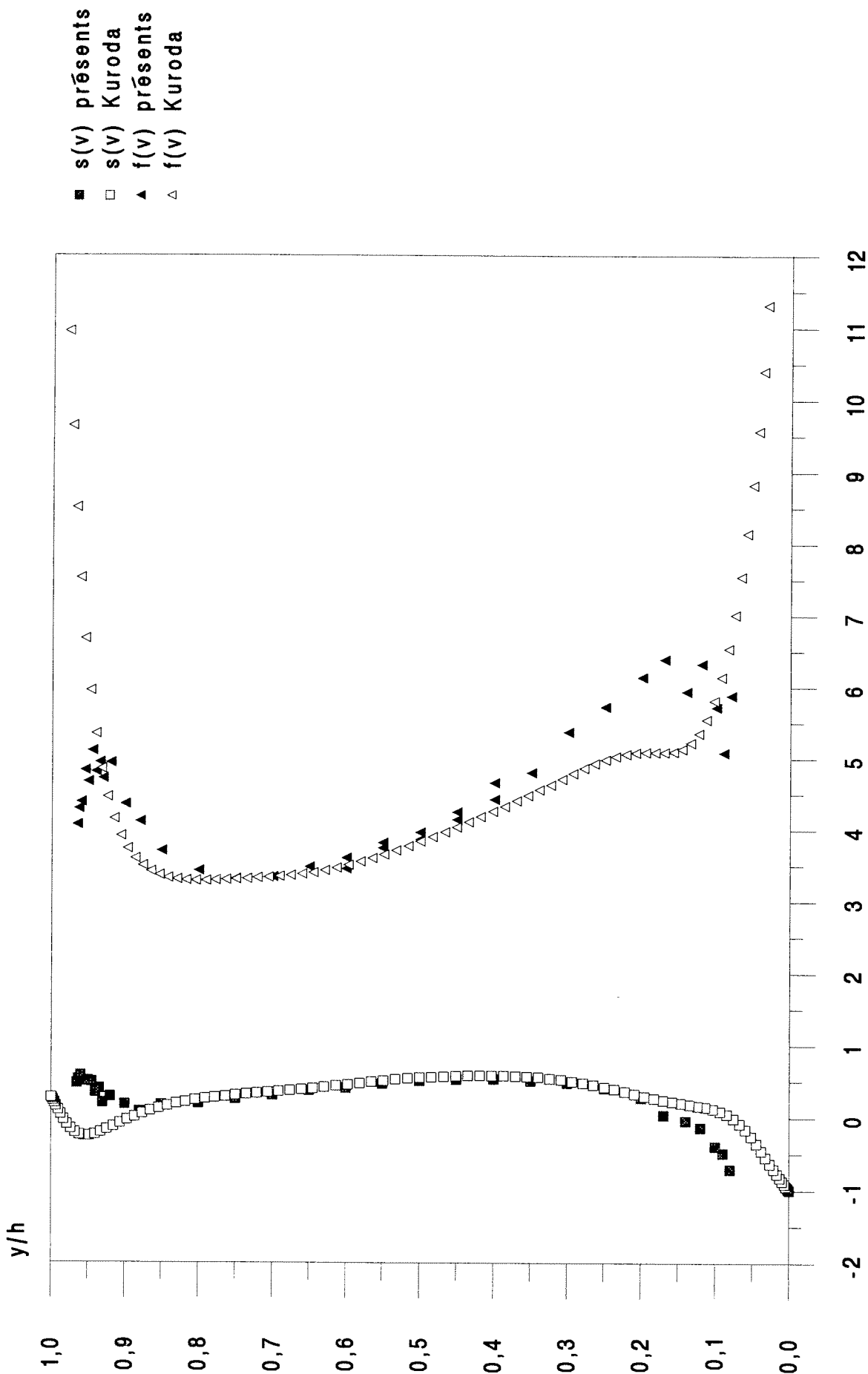


figure 4.21: Comparaison avec la DNS de Kuroda (Re=5000): $s(v)$, $f(v)$ type Intermédiaire

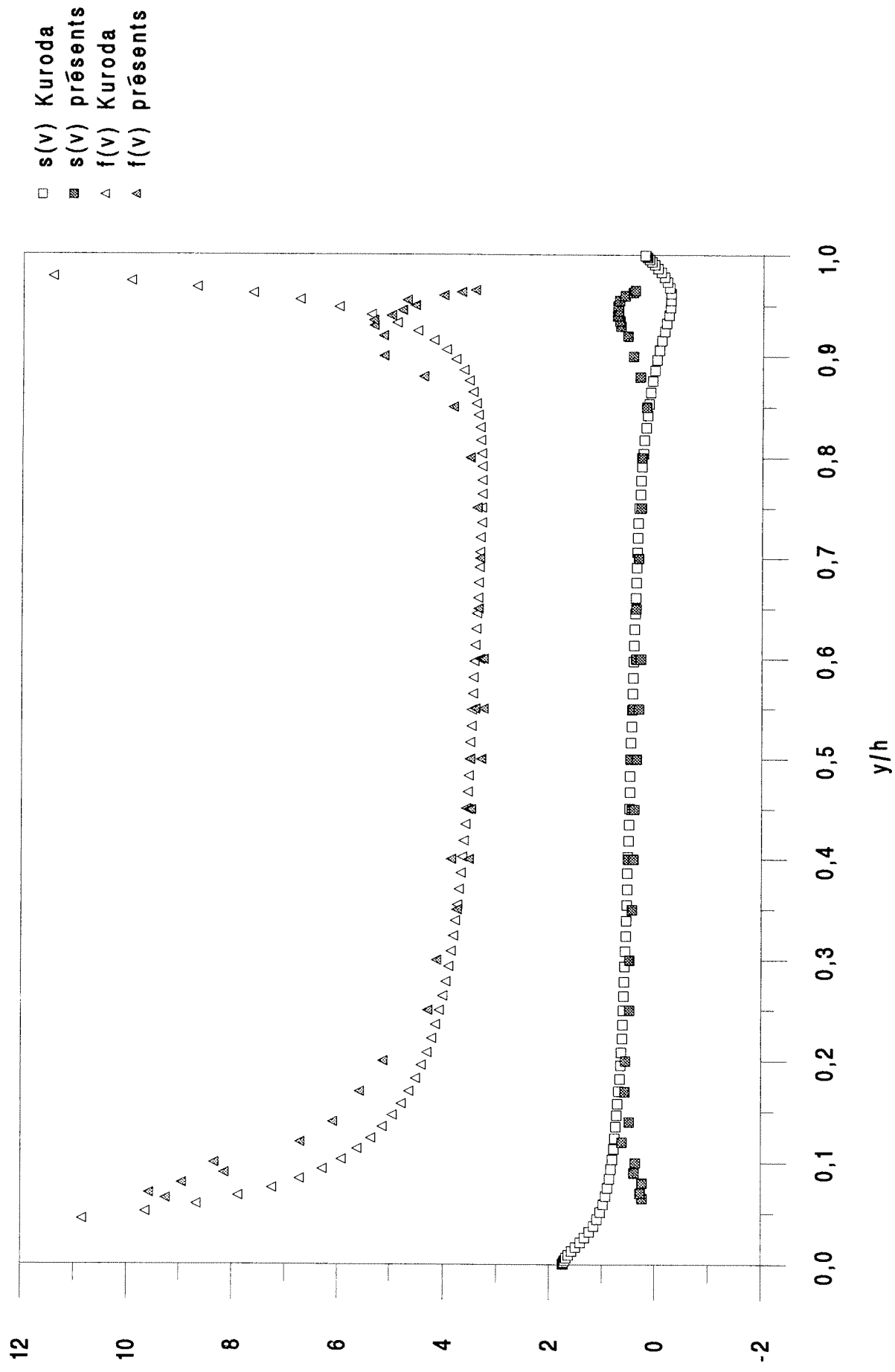


figure 4.22: Profils de $s(v)$ et $f(v)$ a $Re=5000$: type Couette

