

N° d'ordre : 2366



THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le grade de

Docteur en MECANIQUE

par

DJAOUI Marc

ETUDE EXPERIMENTALE DES ECOULEMENTS TURBULENTS

DE TYPE ROTOR – STATOR

AVEC ASPIRATION RADIALE ET TRANSFERT THERMIQUE

Soutenue le 11 Décembre 1998

Membres du Jury :

- Rapporteurs : M. T. Arts, Professeur, V.K.I., Belgique.
M. F. Leboeuf, Professeur, Ecole Centrale de Lyon.
- Membres : M. G. Caignaert, Professeur, ENSAM Lille.
M R. Debuchy, Maître de Conférences, Béthune.
M. B. Desmet, Professeur, ENSIMEV, Valenciennes.
M. J.M. Duboué, Ingénieur, SNECMA.
M. A. Dymont, Professeur Emérite, USTL.

UFR de Mathématiques pures et Appliquées
Laboratoire de Mécanique de LILLE, URA CNRS 1441

TABLE DES MATIERES

Table des matières.	2
Nomenclature.	5
<u>INTRODUCTION</u>	10
<u>CHAPITRE 1 :</u> <u>ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET APPROCHE THEORIQUE</u>	13
1.1. HISTORIQUE ET CONTEXTE SCIENTIFIQUE	14
1.1.1 Ecoulements isothermes	14
1.1.2 Ecoulements avec échanges thermiques	15
1.2. APPROCHE THEORIQUE	16
1.2.1 Etude par similitude	16
1.2.2 Equations du mouvement	19
1.2.3 Modèle pour le noyau central	20
1.2.4 Relations intégrales	22
<u>CHAPITRE 2 :</u> <u>DISPOSITIF D'ESSAIS</u> <u>ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u>	25
2.1. INTRODUCTION	26
2.2. BANCS D'ESSAIS	27
2.2.1. Conception et aménagement du banc d'essais en thermique	27
2.2.1.1 <i>Description de la partie fixe du banc d'essais</i>	31
2.2.1.2 <i>Caractéristiques du dispositif de chauffage</i>	31
2.2.1.3 <i>Dispositifs de réglage annexes</i>	34
2.2.2. Banc d'essais pour l'étude des effets de bord	35
2.3. INSTRUMENTATION ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES	37
2.3.1. Mesure des températures pariétales	38
2.3.1.1 <i>Principe général</i>	38
2.3.1.2 <i>Etalonnage</i>	38
2.3.2. Mesure des flux pariétaux	38
2.3.2.1 <i>Principe général</i>	38
2.3.2.2 <i>Etalonnage</i>	40
2.3.3. Mesure des vitesses et des températures dans l'écoulement	41

3.3.4.3. <i>Auto-corrélations de température et corrélations croisées de vitesse –température</i>	101
3.3.5. Confrontation entre expérience et modèle	101
3.3.5.1. <i>Champs de vitesse et de température</i>	102
3.3.5.2. <i>Relations intégrales</i>	104
Figures	105
3.4. ECOULEMENT A NOMBRE DE REYNOLDS $1,44 \cdot 10^6$	128
3.4.1. Position du problème	128
3.4.2. Champ cinématique	130
3.4.2.1. <i>Vitesses moyennes</i>	130
3.4.2.2. <i>Auto-corrélations et corrélations croisées de vitesse</i>	130
3.4.3. Densités spectrales de puissance	131
3.4.4. Champ thermique	132
3.4.3.1. <i>Températures et flux thermiques sur le stator</i>	132
3.4.3.2. <i>Températures moyennes</i>	133
3.4.3.3. <i>Auto-corrélations de température et corrélations croisées de vitesse - température</i>	134
3.4.5. Confrontation entre expérience et modèle	134
3.4.5.1. <i>Champs de vitesse et de température</i>	134
3.4.5.2. <i>Relations intégrales</i>	136
3.4.6. Cas particulier de la cavité obstruée	136
Figures	139
3.5. INFLUENCE DES NOMBRES DE ROSSBY ET DE REYNOLDS	189
3.5.1. Influence du nombre de Rossby	189
3.5.1.1. <i>Champ cinématique</i>	189
3.5.1.2. <i>Densités spectrales de puissance</i>	190
3.5.1.3. <i>Champ thermique</i>	191
3.5.1.4. <i>Confrontation entre expérience et modèle</i>	192
3.5.2. Influence du nombre de Reynolds	192
3.5.2.1. <i>Champ cinématique</i>	192
3.5.2.2. <i>Densités spectrales de puissance</i>	193
3.5.2.3. <i>Champ thermique</i>	193
3.5.2.4. <i>Confrontation entre expérience et modèle</i>	194
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	195
Références	201
Résumés	

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

Symboles latins :

a : constante pour le fil froid (chapitre 2).

a : constante pour le modèle théorique (chapitres 1 et 3).

A : constante pour le fil chaud (loi de King).

b : constante pour le fil froid (chapitre 2).

b : constante pour le modèle théorique (chapitres 1 et 3).

B : constante pour le fil chaud (loi de King).

c : constante pour le modèle théorique (chapitres 1 et 3).

$C = \frac{h}{H}$: paramètre d'obstruction périphérique.

C_p : chaleur spécifique à pression constante.

D : diamètre du fil.

e : épaisseur du rotor.

e' : épaisseur du stator.

E : tension en sortie d'anémomètre à fil chaud.

E_f : tension en sortie d'anémomètre à fil froid.

$Ek = \frac{1}{Re G^2}$: nombre d'Ekman.

g : constante pour le modèle théorique (chapitres 1 et 3).

f_e : fréquence d'acquisition

$G = \frac{H}{R}$: paramètre de forme de la cavité.

h : hauteur du carter périphérique.

H : distance entre le rotor et le stator.

I : intensité du courant électrique.

J : chaleur échangée par unité de temps entre le fluide et le fil.

k : coefficient de conductibilité thermique.

l : longueur du fil (chapitre 2).

l : différence de rayon entre le stator et le rotor (chapitre 3).

$$Ma = \frac{\Omega R}{[(\gamma - 1)C_p T]^{0,5}} : \text{nombre de Mach.}$$

n : constante pour le fil chaud (loi de King).

$$Nu = \frac{J}{1k (T_c - T)} : \text{nombre de Nusselt (chapitre 2).}$$

$$Nu = \frac{H W}{k (T_w - T_o)} : \text{nombre de Nusselt (chapitres 1 et 3).}$$

p : pression moyenne.

$$Pr = \frac{C_p \mu}{k} : \text{nombre de Prandtl.}$$

Q : débit volumique d'aspiration.

r : résistance du fil chaud (avant le chapitre 3).

r : distance à l'axe (à partir du chapitre 3).

R : rayon du rotor.

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} : \text{nombre de Reynolds (chapitre 2).}$$

$$Re = \frac{\Omega R^2}{\nu} : \text{nombre de Reynolds (chapitres 1 et 3).}$$

$$Ro = \frac{Q}{2\pi \Omega R^2 H} : \text{nombre de Rossby.}$$

t' : fluctuation de température.

T : température du fluide (avant le chapitre 3).

T : température moyenne (à partir du chapitre 3).

T_c : température du fil chaud.

T_f : température du fil froid.

T_w : température pariétale du stator.

u : composante radiale de la vitesse.

u' : fluctuations de vitesse radiale.

$u't'$: corrélations croisées de vitesses radiale et de température.

$u'v'$: corrélations croisées de vitesses.

U : module de la vitesse (avant le chapitre 3).

U : vitesse radiale moyenne (chapitre 3).

U_e : vitesse effective de l'air refroidissant le fil.

v : composante circonférencielle de la vitesse.

v' : fluctuations de vitesse circonférencielle.

$v't'$: corrélations croisées de vitesses circonférencielle et température.

V : vitesse moyenne.

w : composante axiale de la vitesse.

W : flux thermique sur le stator par unité de temps.

$x = \frac{r}{R}$: rayon adimensionné.

$y = z - \frac{1}{2}$: abscisse adimensionnée le long de l'axe de rotation.

$Y = Z - \frac{H}{2}$: abscisse le long de l'axe avec l'origine en milieu de veine.

$z = \frac{Z}{H}$: abscisse adimensionnée le long de l'axe de rotation.

Z : abscisse le long de l'axe avec l'origine au rotor.

Symboles grecs :

α : constante pour le modèle théorique (chapitres 1 et 3).

α : coefficient de refroidissement des fils chauds (chapitre 2).

β : constante pour le modèle théorique (chapitres 1 et 3).

β : coefficient de refroidissement des fils chauds (chapitre 2).

Δf_e : pas de fréquence.

$\Gamma = \frac{V}{\Omega r}$ en milieu de veine : coefficient d'entraînement (chapitre 3).

$\eta = \frac{e}{H}$: paramètre géométrique lié à l'épaisseur du rotor.

$\eta' = \frac{e'}{H}$: paramètre géométrique lié à l'épaisseur du stator.

φ : angle entre la direction de l'écoulement du fluide et la bissectrice des deux fils chauds.

λ : facteur de récupération (chapitre 2).

$\lambda = \frac{1}{H}$: paramètre géométrique lié à la différence de rayon entre le stator et le rotor

(chapitres 1 et 3).

μ : viscosité.

θ : angle entre la perpendiculaire à la bissectrice des deux fils chauds et un des fils chauds.

$\Theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$: température adimensionnée en milieu de veine

ρ : masse volumique.

$\sigma = \frac{T_w - T_0}{T_0}$: paramètre thermique.

ν : viscosité cinématique.

Ω : taux de rotation du rotor.

Indices :

o : se rapporte aux conditions de l'air environnant.

~ : se rapporte à la solution asymptotique.

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Les écoulements turbulents entre disques en rotation suscitent un intérêt certain pour les constructeurs de turbomachines. Deux types de géométrie sont essentiellement étudiés : les cavités tournantes dont les parois sont animées d'un mouvement d'ensemble et les cavités comportant une paroi fixe, encore appelés systèmes rotor-stator. Au cours de ces dernières décennies, de nombreux travaux expérimentaux et numériques ont été consacrés à de tels systèmes fermés en périphérie ([2], [16]). Les études qui portent sur le cas de la cavité partiellement ou totalement ouverte sont moins nombreuses et parmi elles rares sont celles qui, de surcroît, prennent en compte l'interaction des effets périphériques sur l'écoulement interdisques. C'est pourquoi, une petite partie de ce mémoire porte sur ce sujet.

Les écoulements turbulents avec transferts thermiques et aspiration radiale entrent dans le cadre des écoulements turbulents avec effets de rotation. Leur étude constitue une suite des travaux effectués au Laboratoire de Mécanique de Lille sur les écoulements entre un disque fixe et un disque coaxial tournant ([8], [27]). Ce type d'écoulement présente un intérêt particulier pour les constructeurs de turbomachines. A ce titre, l'étude s'est intégrée aux activités relevant du pôle FIRTECH "MEMTA" et a été soutenue par le groupement "ARCTICA" qui rassemble les principaux constructeurs nationaux et différents laboratoires de recherche. Ce domaine scientifique a déjà fait l'objet de nombreuses recherches, aussi bien numériques que théoriques ou expérimentales. De nos jours, les études semblent s'orienter vers les écoulements avec échanges de chaleur, cela en relation avec les applications en aérodynamique des machines tournantes. Force est cependant de constater que, du point de vue expérimental, aucun résultat n'a été publié sur l'écoulement entre rotor et stator incluant des échanges thermiques et un flux radial forcé. C'est pour pallier cette absence d'information que la présente recherche a été entreprise.

Le travail consiste à étudier expérimentalement l'écoulement turbulent avec échange de chaleur à l'intérieur d'une cavité délimitée par un rotor et un stator, en présence d'un flux radial forcé. L'enjeu industriel final est de mieux appréhender les phénomènes susceptibles d'intervenir dans le rendement global et dans la tenue mécanique des organes d'une turbomachine, tels que l'apparition de dilatations dues à des contraintes thermiques, la présence de débits de fuite entre cavités, l'échauffement de l'air destiné au refroidissement des aubes ou encore l'éventuelle réinjection d'air plus ou moins chaud dans l'écoulement principal en sortie de compresseur. Dans cette optique, l'élaboration d'une base de données complète doit permettre la validation aérothermique de codes de calcul existants ou en cours de développement.

Ce mémoire comporte trois chapitres. Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique portant sur les écoulements avec effet thermique, suivie d'une approche théorique des écoulements étudiés. Le deuxième chapitre est consacré à la présentation et à la description des deux dispositifs d'essais, l'un utilisé pour les essais effectués avec échanges thermiques, l'autre pour les essais ayant trait aux effets de bord, y sont décrites également les différentes techniques expérimentales utilisées, notamment l'anémométrie à fils chauds couplée à la thermométrie par fil froid. Le troisième chapitre concerne l'étude aérothermodynamique de l'écoulement, la présentation des résultats et leurs interprétations, ainsi qu'une comparaison entre l'expérience et le modèle présenté au chapitre 1. Le mémoire se termine par une synthèse générale des différents résultats obtenus au cours de cette étude.

CHAPITRE 1 :

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE
ET APPROCHE THEORIQUE

CHAPITRE 1 :

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET APPROCHE THEORIQUE

1.1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET CONTEXTE SCIENTIFIQUE

1.1.1 Ecoulements isothermes.

Le but n'est pas de dresser une liste complète de toutes les publications concernant les écoulements entre disques en rotation, mais d'évoquer uniquement celles en rapport direct avec nos travaux.

Les recherches effectuées dans le domaine des écoulements isothermes entre disques sont nombreuses et variées. Ce sujet a été abordé aussi bien d'un point de vue théorique que numérique et expérimental. On peut se référer à la bibliographie relativement complète présenté dans [8] et [9].

Parmi les publications récentes on peut citer les travaux numériques de L. Elena et R. Schiestel sur la modélisation de l'écoulement turbulent dans un système rotor stator avec ou sans aspiration [17], où ceux de C. L. Ong et J. M. Owen sur les couches limites dans des disques en rotation [28]. Des études expérimentales ont été faites pour constituer des banques de données, par exemple les travaux expérimentaux de M. Tabatabai et A. Pollard sur la turbulence dans une cavité fermée entre deux disques [34], ou les travaux de M. Itoh et al. sur la détermination des vitesses et des contraintes de Reynolds entre un rotor et un stator en cavité également fermée [20], ou bien encore ceux de F. F. Erian et Y. H. Tong sur la détermination des structures cohérentes produites par un disque en rotation [18]. Au terme de ce bilan on peut noter que les écoulements avec débit radial superposé ont été peu traités.

1.1.2 Écoulements avec échanges thermiques.

De nos jours, les besoins industriels orientent les recherches vers les écoulements avec échanges de chaleur.

Cependant, les seuls résultats publiés concernent le domaine du numérique. Des établissements publics et des industriels, tels l'O.N.E.R.A., TURBOMECA et S.N.E.C.M.A. ont apporté leurs contributions. Ainsi, nous pouvons citer les travaux de D. Dutoya [15] sur les premiers développements d'un code de simulation numérique des écoulements et des transferts thermiques à l'intérieur des cavités annulaires entre disques fixes ou mobiles des turbomachines, ou le rapport de A. Chaouche et al. [4] portant sur l'amélioration des moyens d'analyse et de prédiction des transferts de chaleur et des écoulements fortement cisailés mis en jeu dans les systèmes de refroidissement des machines tournantes, ou encore celui de Izard et al., sur la simulation de divers types d'écoulements rencontrés dans les cavités interdisques des turbomachines [22]. Mentionnons également les travaux de C. L. Ong et J. M. Owen pour des disques chauffés ou non [29], ceux de S. H. Ko et D. L. Rhode concernant un rotor-stator en cavité fermée, cette étude incluant les effets thermiques dus à une circulation d'air chaud [23].

Actuellement, il semble que la principale difficulté dans l'avancement de nos connaissances réside dans le fait que peu de résultats expérimentaux sont disponibles pour valider les codes de simulation numérique. Dans ce domaine nous n'avons relevé qu'une seule comparaison entre simulation numérique et expérience [21]. Les résultats expérimentaux qu'on trouve dans les livres de J. M. Owen et R. H. Rogers [30] et [31] sont relatifs aux cavités fermées, sans écoulement forcé. Sur le plan national, l'O.N.E.R.A. dispose du banc CRETE permettant la caractérisation de l'écoulement dans une cavité de type rotor - stator avec écoulement radial, mais sans transfert thermique. La vocation du banc était de fournir une base de validation des codes Navier-Stokes développés à l'O.N.E.R.A. (ICARE, puis MATHILDA). Un projet d'extension du banc CRETE à la thermique est en cours. S.NE.C.M.A. en 1996 a fait un rapport sur les techniques de mesure des transferts thermiques qu'il serait souhaitable d'implanter sur le banc CRETE [33].

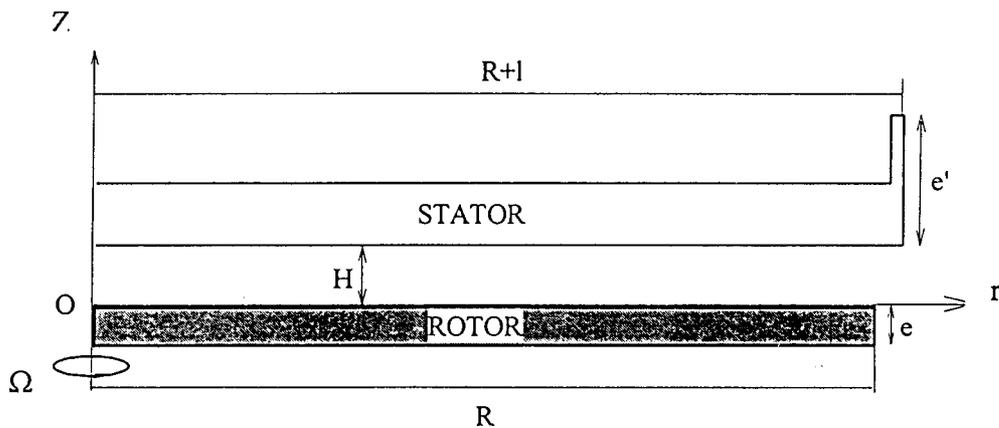
Pourtant le manque de maîtrise des conditions aux limites et l'absence de données en transfert thermique sont autant de handicaps pour les numériciens, que des expériences pertinentes pourraient lever. Notre recherche répond donc à un besoin. Nos installations de laboratoire permettent une investigation plus détaillée des phénomènes que le banc CRETE de l'O.N.E.R.A., mais en revanche elles sont plus limitées en ce qui concerne les plages de variation des paramètres.

1.2. APPROCHE THEORIQUE.

L'approche théorique va permettre en premier lieu de déterminer les paramètres sans dimensions qui caractérisent le problème. Ce sujet ayant déjà été abordé, notamment en [8] et [27], nous nous en tiendrons aux grandes lignes. D'autre part, une confrontation entre des prévisions théoriques [8], [16] et nos résultats expérimentaux étant exposés dans le chapitre 3, nous allons rappeler l'essentiel du modèle issu d'une formulation asymptotique.

1.2.1 Etude par similitude.

Dans l'établissement d'une théorie physique, le premier objet de la recherche consiste à faire l'inventaire des grandeurs régissant le phénomène étudié. Nous nous limitons ici au cadre strict de notre étude, où le gaz est en mouvement à vitesse suffisamment faible pour que les effets de compressibilité soient négligeables, ce qui conduit à un découplage des effets thermiques et dynamiques.



- Figure 1.1 : Schéma de la configuration étudiée -

Deux disques parallèles, de rayons R et $R + l$ se trouvent dans de l'air de masse volumique ρ_0 , à la pression P_0 et à la température absolue T_0 . Le disque de rayon $R + l$ est fixe et l'autre disque tourne avec un taux de rotation uniforme Ω . Une aspiration radiale, de débit volumique Q , peut être pratiquée à l'aide d'un tuyau ayant son axe confondu avec l'axe des disques.

Les parois présentent une symétrie de révolution et elles sont globalement invariantes au cours du temps : l'écoulement peut donc être supposé axisymétrique et stationnaire.

Soient r la distance à l'axe et Z l'abscisse le long de l'axe avec origine sur le rotor.

Le découplage entre les effets thermiques et dynamiques permet de traiter le problème en considérant tout d'abord l'écoulement comme isotherme.

Les inconnues sont la vitesse, la pression et les contraintes de Reynolds qui dépendent des variables r et z ainsi que des données ρ_0 , μ_0 , Ω , R , l , H et Q . Si on vient obstruer la périphérie par un carter, il faut, de plus, tenir compte de la hauteur de passage h laissée par le carter.

Les inconnues s'expriment donc en fonction des données ρ_0 , μ_0 , Ω , R , l , H , Q et h et des variables r et Z . En choisissant ρ_0 , R et Ω pour grandeurs primaires, le théorème de Vaschy-Buckingham montre qu'une quelconque inconnue adimensionnée ne dépend que de

$$\frac{H}{R}, \frac{\rho_0 \Omega R^2}{\mu_0}, \frac{Q}{2\pi \Omega R^2 H}, \frac{h}{H}, \frac{l}{H}, \frac{r}{R}, \frac{Z}{H}$$

Cinq paramètres sans dimensions apparaissent :

- Le paramètre de forme de la cavité : $G = \frac{H}{R} \ll 1$
- Le nombre de Reynolds : $Re = \frac{\rho_0 \Omega R^2}{\mu_0}$. Il peut être remplacé par le nombre d'Ekman $Ek = \frac{1}{G^2 Re} \ll 1 \Rightarrow Ek \approx 2$
- Le nombre de Rossby : $Ro = \frac{Q}{2\pi \Omega R^2 H}$
- Le paramètre d'obstruction périphérique : $C = \frac{h}{H}$
- Le paramètre géométrique lié à la différence de rayons entre le stator et le rotor : $\lambda = \frac{1}{H}$

On a formé le nombre de Rossby en rapportant Q à l'aire de référence représentée par la surface de passage en périphérie. De même, h et l sont adimensionnées par H car leurs effets sont d'abord locaux, en périphérie.

Deux autres paramètres peuvent intervenir : il s'agit de $\eta = \frac{e}{H}$ et $\eta' = \frac{e'}{H}$ qui sont des paramètres géométriques liés respectivement à l'épaisseur du rotor pour l'un et à celle du stator pour l'autre. Pour eux aussi on utilise H comme longueur de référence.

Il est à noter que comme dans [8], nous ne tenons pas compte dans l'analyse dimensionnelle des grandeurs représentatives de la géométrie centrale de la maquette qui sera utilisée pour les expériences avec transferts thermiques et qui comporte notamment un moyeu central.

Considérons maintenant le cas où une variation forcée de température est exercée en chauffant le disque fixe à la température T_w . L'échelle des variations de température est donc $T_w - T_o$. Il faut tenir compte du paramètre sans dimension supplémentaire $\sigma = \frac{T_w - T_o}{T_o}$, que l'on suppose petit. Toutefois, les variations de température induites par la rotation du rotor sont négligeables par rapport à $T_w - T_o$, de sorte que les échanges de chaleur associés à la compressibilité n'interviennent pas. De plus, s'introduit le nombre de Prandtl $Pr = \frac{C_p \mu_o}{k_o}$ où C_p et k_o sont respectivement la chaleur spécifique à pression constante et le coefficient de conductibilité thermique à température ambiante. On sait que Pr est d'ordre 1.

Faisons un rapide rappel de nos conditions d'expérience.

- La distance H entre les disques est supposée petite devant R : $G \ll 1$.
- On suppose $Re \gg 1$, mais $Ek \ll 1$ ce qui implique que la convection est parmi les effets prépondérants.
- L'aspiration est faible de sorte que l'échelle des variations de pression est celle, $\rho_o \Omega^2 R^2$, induite par la rotation.

- On suppose $\frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \ll \sigma \ll 1$, ce qui indique que les variations de température d'origine convective, sont négligeables devant la variation forcée $T_w - T_o$, elle-même petite devant la température ambiante.

Les variations de pression induites par la rotation sont de l'ordre de $\rho_o \Omega^2 R^2$: elles sont petites devant P_o , car la vitesse de rotation ΩR est petite devant la vitesse du son ambiante. C'est pour cette raison que le fluide peut être considéré comme incompressible.

1.2.2 Equations du mouvement.

La normalisation à adopter est, au regard de la section précédente :

$$(1.1) \quad \begin{cases} r = R x, Z = \frac{G R z}{\Omega}, U = \Omega R u, V = \Omega R v, W = G \Omega R w, \\ P - P_o = \rho_o \Omega^2 R^2 p, T - T_o = (T_w - T_o) \theta, \end{cases}$$

où x, z, u, v, w, p et θ sont d'ordre 1.

$$Z = \frac{H}{R}, R z = H z \\ z = \frac{H}{R}$$

On introduit les grandeurs normalisées dans les équations de conservation de la masse, de la dynamique et de l'énergie pour un écoulement permanent, axisymétrique, incompressible laminaire. On obtient :

$$(1.2) \quad \frac{\partial(x u)}{\partial x} + \frac{\partial(x w)}{\partial z} = 0$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial(x u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(x u w)}{\partial z} - v^2 + x \frac{\partial p}{\partial x} = Ek \times \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial(x^2 u v)}{\partial x} + \frac{\partial(x^2 v w)}{\partial z} = Ek \times x^2 \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$$

$$(1.5) \quad u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + G^2 \frac{\partial p}{\partial z} = Ek \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$$

$$(1.6) \quad \frac{\partial(xu\theta)}{\partial x} + \frac{\partial(xw\theta)}{\partial z} = Ek Pr^{-1} x \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}$$

Dans les seconds membres de (1.3), (1.4), (1.5) et (1.6) on n'a retenu que le terme prépondérant.

Les équations (1.4) et (1.6) peuvent s'écrire :

$$(1.7) \quad \frac{\partial[xu\xi]}{\partial x} + \frac{\partial[xw\xi]}{\partial z} = Ek x \Psi$$

avec ξ à la place de xv et θ .

La fonction Ψ comprend des termes proportionnels à des dérivées secondes en z des inconnues u , v et θ .

1.2.3 Modèle pour le noyau central.

Soit \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} , \tilde{p} , $\tilde{\theta}$ la solution des équations simplifiées obtenues lorsque $G \rightarrow 0$, $Ek \rightarrow 0$. Les équations (1.2), (1.3), (1.5) et (1.7) deviennent respectivement :

$$\frac{\partial(x\tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(x\tilde{w})}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial(x\tilde{u}^2)}{\partial x} + \frac{\partial(x\tilde{u}\tilde{w})}{\partial z} - \tilde{v}^2 + x \frac{\partial\tilde{p}}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial\tilde{p}}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial[x\tilde{u}\tilde{\xi}]}{\partial x} + \frac{\partial[x\tilde{w}\tilde{\xi}]}{\partial z} = 0$$

où $\tilde{\xi}$ est la valeur limite de ξ .

La dernière équation montre que $\tilde{\theta}$ peut être considéré comme une fonction de $x\tilde{v}$.

Ces équations ne satisfont pas les conditions à la paroi, ce qui laisse prévoir l'existence de couches limites dynamiques et thermiques, dont les épaisseurs normalisées sont de l'ordre de $Ek^{1/2}$. Dans le noyau central, c'est à dire en dehors des couches limites, la

solution réelle coïncide avec \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} , \tilde{p} , $\tilde{\theta}$; en particulier, θ peut y être considéré comme une fonction de x .

La résolution des équations asymptotiques de la dynamique a été faite en [9] : il y a deux solutions distinctes dépendant de la présence ou non d'une aspiration. Quand une aspiration est imposée, la solution est :

$$(1.8) \quad \left\{ \begin{array}{l} \tilde{u} = \frac{-cx}{\sin\alpha} \sin 2\alpha y - \frac{b}{x} \sin(2\alpha y + \beta) \\ \tilde{v} = \frac{cx}{\sin\alpha} (\cos 2\alpha y - \cos\alpha) + \frac{b}{x} \cos(2\alpha y + \beta) \\ \tilde{w} = \frac{-c}{\alpha \sin\alpha} (\cos 2\alpha y - \cos\alpha) \\ \tilde{p} = \frac{1}{2} (b^2 + c^2 - c^2 x^2 - \frac{b^2}{x^2}) \end{array} \right. , \quad y = z - \frac{1}{2}$$

où b , c , α et β sont des constantes qui ne peuvent pas être obtenues de façon théorique et qui doivent être ajustées avec l'aide de données expérimentales.

On a donc :

$$(1.9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{U}{\Omega r} = -\frac{c}{\sin\alpha} \sin 2\alpha \frac{Y}{H} - b \frac{R^2}{r^2} \sin(2\alpha \frac{Y}{H} + \beta) \\ \frac{V}{\Omega r} = \frac{c}{\sin\alpha} (\cos 2\alpha \frac{Y}{H} - \cos\alpha) + b \frac{R^2}{r^2} \cos(2\alpha \frac{Y}{H} + \beta) \end{array} \right. , \quad Y = Z - \frac{H}{2}$$

En ce qui concerne la partie thermique, on sait que $\tilde{\theta}$ est fonction de $x\tilde{v}$. Si $x\tilde{v}$ est inférieur à 1, ce qui sera confirmé par l'expérience, on peut utiliser un développement de $\tilde{\theta}$ en $x\tilde{v}$ qu'on va limiter au premier ordre : $\tilde{\theta} = -ax\tilde{v} + d$ où a et d sont des constantes à déterminer à partir de l'expérience. En effet, comme cette solution n'est pas valable dans les couches limites, on ne peut pas utiliser les conditions sur les disques pour déterminer a et d .

La solution précédente peut s'écrire sous la forme :

$$(1.10) \quad \frac{T - T_o}{T_w - T_o} = -a \frac{r}{R} \frac{V}{\Omega R} + d$$

C'est l'ensemble des équations (1.9) et (1.10) que nous confronterons avec les résultats expérimentaux dans le chapitre 3.

Quand il n'y pas d'aspiration forcée, la solution (1.8) n'est pas valable. Elle est remplacée par [8], [9] :

$$(1.11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \tilde{u} = 0 \\ \tilde{v} = g x \\ \tilde{w} = 0 \\ \tilde{p} = \frac{g^2}{2} (x^2 - 1) \end{array} \right.$$

g étant une constante.

Avec $\tilde{u} = \tilde{w} = 0$, les premiers membres des équations asymptotiques correspondant à (1.4) et (1.6) s'annulent. On se trouve dans un cas très particulier où l'on ne peut plus dire que $\tilde{\theta}$ est fonction de $x\tilde{v}$. Donc on ne dispose d'aucune information en ce qui concerne la température dans le noyau central.

Les relations qui serviront de modèle théorique dans le cas de la cavité isolée sont :

$$(1.12) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{U}{\Omega r} = 0 \\ \frac{V}{\Omega r} = g \end{array} \right.$$

1.2.4 Relations intégrales.

De la même façon que dans [8] [9] [16], on peut déterminer des « quasi-invariants » en intégrant l'équation (1.7) entre le rotor et le stator. En tenant compte des conditions à la

paroi, on obtient pour le membre de gauche $\frac{d}{dx} [x \int_0^1 u \xi dz]$. Pour le membre de droite, l'intégration de Ψ dans le noyau central est d'ordre 1. A l'intérieur des couches limites, une dérivée seconde par rapport à z est d'ordre Ek^{-1} : donc l'intégration dans les couches limites donne un résultat d'ordre $Ek^{-1/2}$. Après avoir multiplié par Ek , le membre de droite donne une quantité d'ordre $Ek^{1/2}$. En conséquence, une relation intégrale peut être déduite avec une précision d'ordre $Ek^{1/2}$:

$$(1.13) \quad \frac{d}{dx} [x \int_0^1 u \xi dz] = 0 (Ek^{1/2})$$

Le remplacement de u et ξ par \tilde{u} et $\tilde{\xi}$ dans l'intégrale produit une erreur de l'ordre de l'épaisseur des couches limites, ce qui est compatible avec l'approximation déjà faite. Donc (1.13) peut s'écrire avec la même précision :

$$(1.14) \quad \frac{d}{dx} [x \int_0^1 \tilde{u} \tilde{\xi} dz] = 0 (Ek^{1/2})$$

Soit ϕ une fonction de ξ . En multipliant (1.7) par $\frac{d\phi}{dx}$ on obtient :

$$\frac{\partial [x u \phi]}{\partial x} + \frac{\partial [x w \phi]}{\partial z} = Ek x \Psi \frac{d\phi}{dx}$$

En utilisant la même méthode que ci-dessus, une relation générale peut être obtenue :

$$(1.15) \quad \frac{d}{dx} [x \int_0^1 u \phi dz] = 0 (Ek^{1/2})$$

Cette relation reste valable quand ϕ est seulement une fonction de ξ dans le noyau central.

C'est précisément le cas de θ qui est une fonction de xv . La principale conséquence est que chaque relation intégrale dans laquelle xv est remplacé par des fonctions de xv , ou de θ , est automatiquement satisfaite. En particulier :

$$(1.16) \quad \frac{dI_{m,n}}{dx} = 0 (Ek^{1/2}) \quad , \quad I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$$

On peut remarquer que $I_{m,0}$ correspond aux quasi-invariants déjà exprimés dans des conditions isothermique en [8] et [9]. Le terme de droite de l'égalité (1.16) est exactement zéro quand $m=0$ et $n=0$ (conservation de la masse).

L'équation (1.16) s'écrit :

$$(1.17) \quad I_{m,n} = \left(\frac{r}{R} \right)^{m+1} \int_0^H \left(\frac{U}{\Omega R} \right) \left(\frac{V}{\Omega R} \right)^m \left(\frac{T - T_o}{T_w - T_o} \right)^n \frac{dZ}{H} \approx \text{constante}$$

On confrontera cette équation avec les résultats expérimentaux dans le chapitre 3.

Bien évidemment les relations intégrales perdent leur intérêt dans le cas de la cavité isolée : puisque $\tilde{u} = 0$ les intégrales sont toutes nulles.

CHAPITRE 2 :

DISPOSITIFS D'ESSAIS ET
TECHNIQUES EXPERIMENTALES

<p style="text-align: center;">CHAPITRE 2 :</p> <p style="text-align: center;">DISPOSITIFS D'ESSAIS</p> <p style="text-align: center;">ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES</p>

2.1 - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré aux aménagements apportés aux installations [8], [27] et aux techniques de mesure nécessaires à l'exécution de nos études.

L'installation principale mise en place est constituée par un rotor et un stator régulé thermiquement, la cavité entre les deux disques étant reliée à un dispositif d'aspiration d'air. Un appareillage complet permet d'accéder aux mesures de vitesses et températures de l'air circulant dans la veine d'essais, ainsi qu'aux températures et flux pariétaux. Cet appareillage est connecté à un dispositif d'acquisition informatisé. Ce moyen d'essais sera appelé plus loin en abrégé « banc thermique ». Son adaptation et son instrumentation à la thermique ont été possibles grâce au soutien de la DRET.

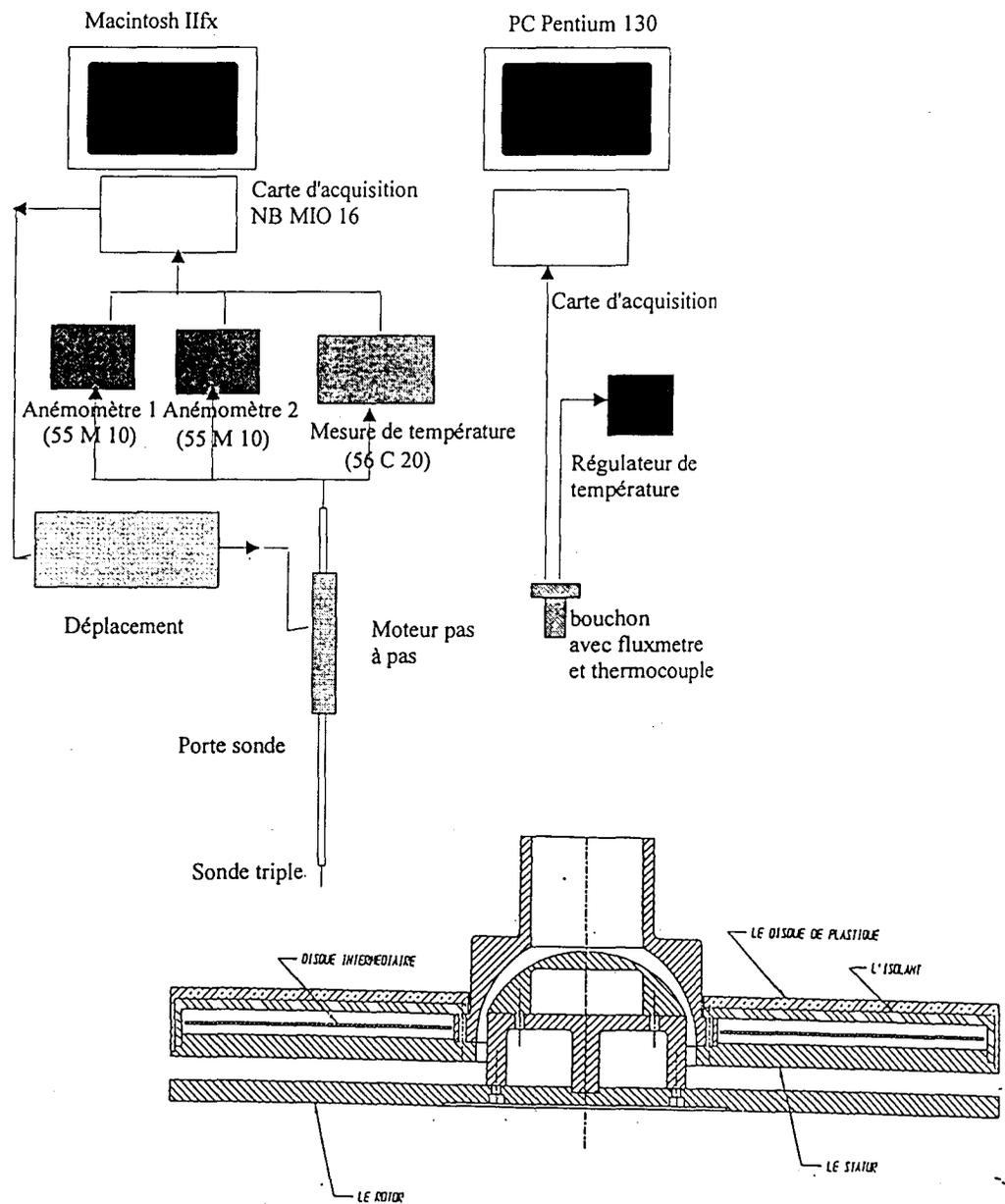
Un ensemble d'instruments annexes regroupe les dispositifs d'étalonnage des différentes sondes ainsi qu'une armoire de climatisation qui maintient l'air environnant la maquette d'essais à une température constante.

L'installation pour l'étude des effets de bord n'a pas nécessité de modifications sensibles du banc existant.

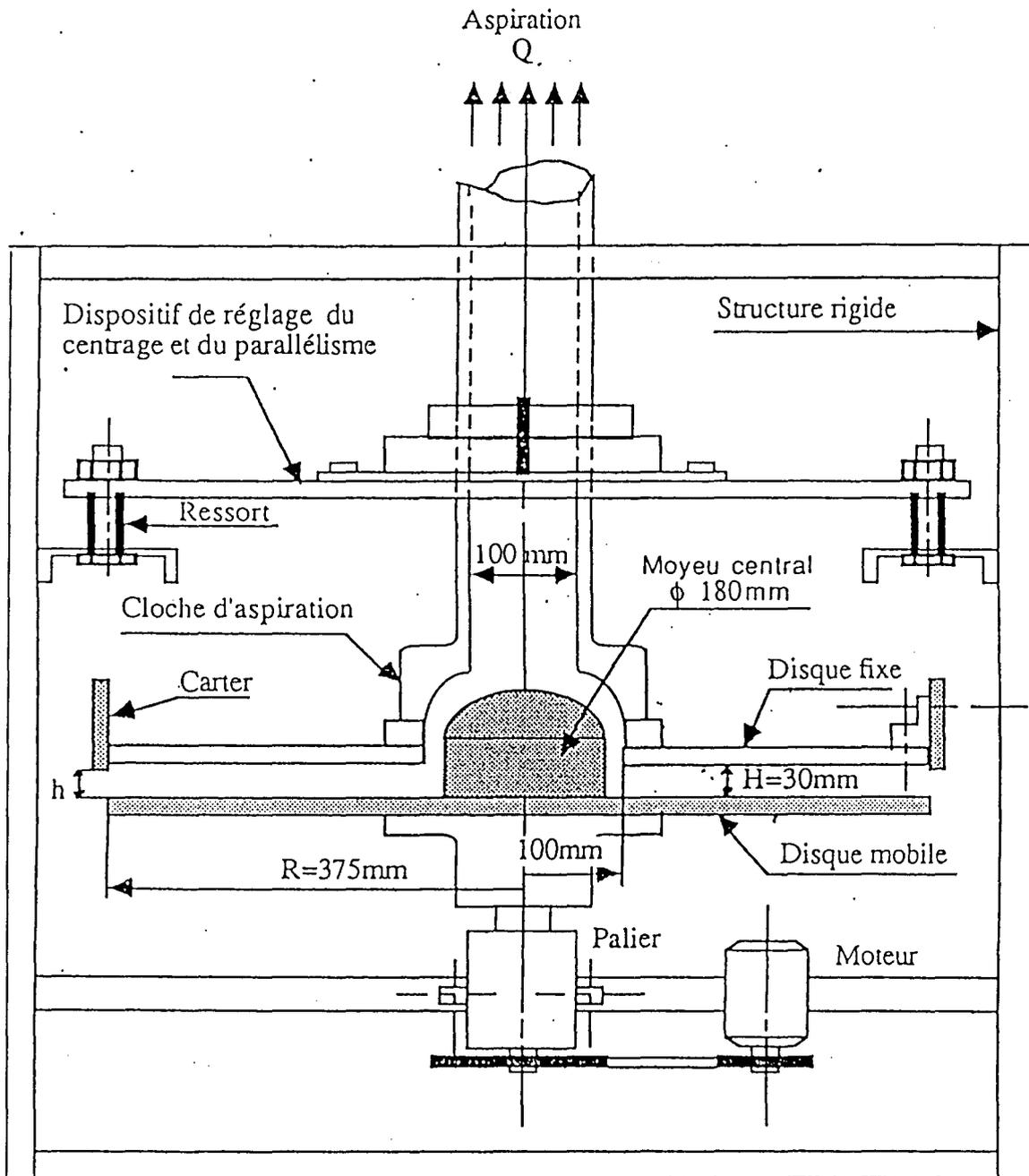
2.2 - BANCS D'ESSAIS

2.2.1. Conception et aménagement du banc d'essais en thermique.

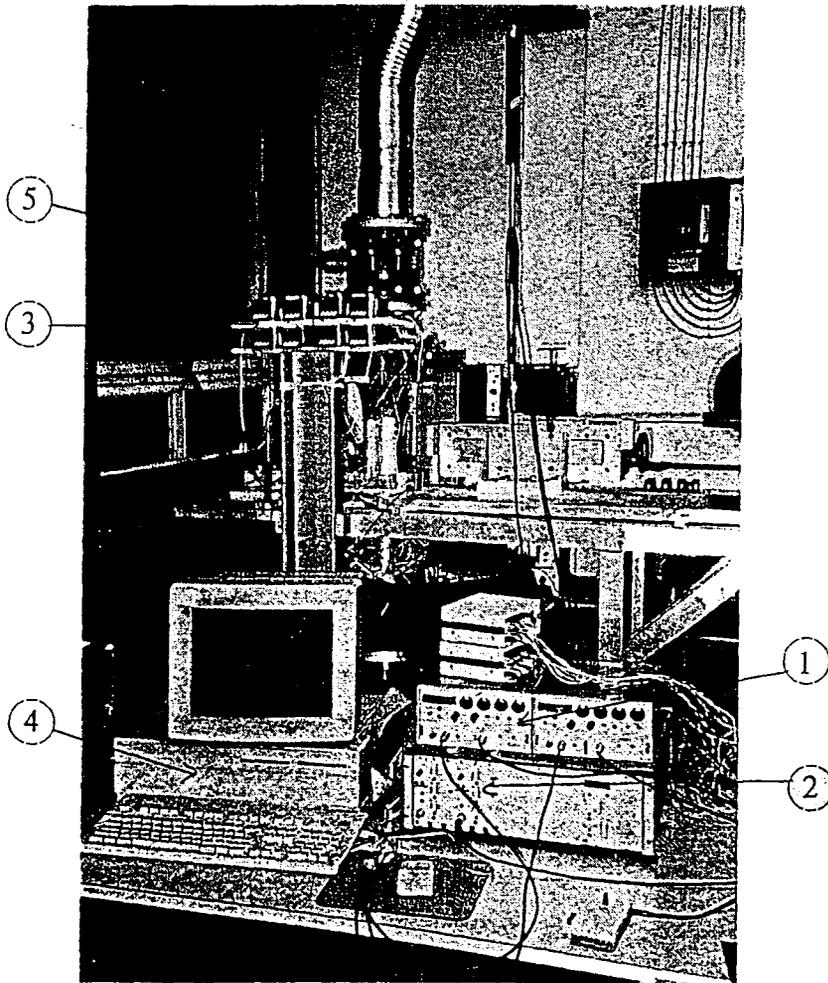
Les caractéristiques principales du banc d'essais ont été décrites en [8]. Pour les besoins de notre étude, l'aménagement a principalement porté sur la partie supérieure fixe qui a été modifiée de manière à recevoir un dispositif de chauffage, ainsi qu'un complément d'instrumentation de mesure. Les figures 2.1, 2.2, 2.3 et 2.4 montrent l'installation finale complète.



- Figure 2.1 : Schéma de l'installation -



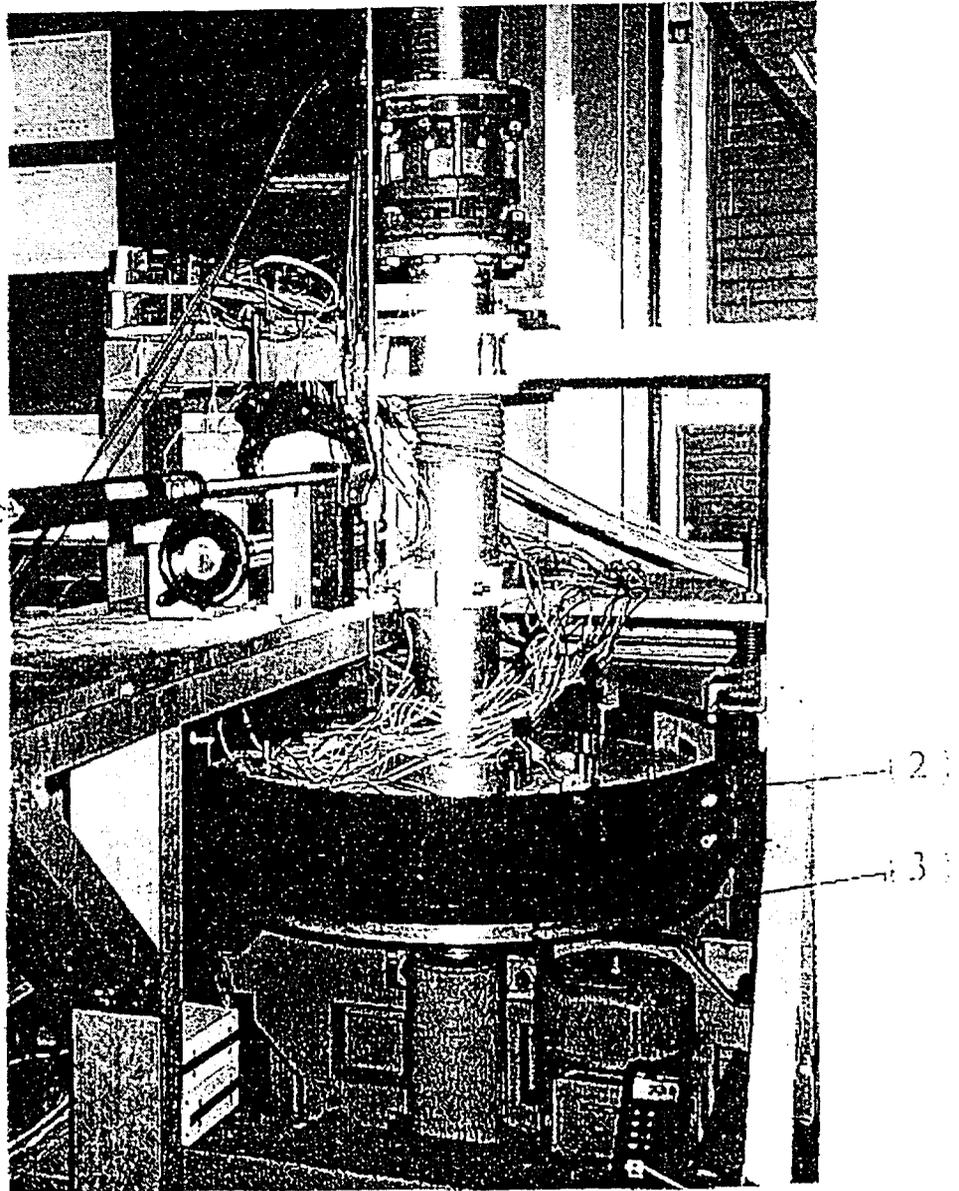
- Figure 2.2 : Dispositif avant aménagement du stator -



LEGENDE

1. Anémomètres à température constante.
2. Anémomètres à intensité constante.
3. Régulateurs thermiques.
4. Dispositif d'acquisition.
5. Vanne de réglage du débit.

- Figure 2.3 : Photographie du dispositif de mesures -



LEGENDE

1. Dispositif de déplacement de la sonde.
2. Carter.
3. Rotor.

- Figure 2.4 : Photographie du banc d'essais -

2.2.1.1 Description de la partie fixe du banc d'essais.

Le stator est un disque en acier de 750 mm de diamètre et 15 mm d'épaisseur. Il est traité en surface contre la corrosion par un zingage bichromate dont la très faible épaisseur (quelques microns) est supposée sans conséquence sur les propriétés thermiques du métal. Huit alésages correspondant chacun à une position radiale servent à introduire les sondes de mesure à l'intérieur de la cavité interdisque. L'étanchéité est assurée au moyen de pièces cylindriques ajustées dénommées bouchons : sur la base des bouchons, qui affleure la paroi interne du stator, sont collés les capteurs de température et de flux thermique. Les positions radiales des sondages sont indiquées sur le tableau 2.1.

Le dispositif de chauffage est situé sur une plaque en acier dont la distance au stator peut être réglée par un système de goujons filetés.

Une nappe isolante en Kerlane 45, collée à l'intérieur d'un couvercle en Ertalon 66, assure la sécurité du manipulateur. Ce couvercle permet de surcroît la fixation et le réglage en positionnement du système d'obstruction périphérique de la cavité constitué d'une tôle d'acier de 8mm d'épaisseur.

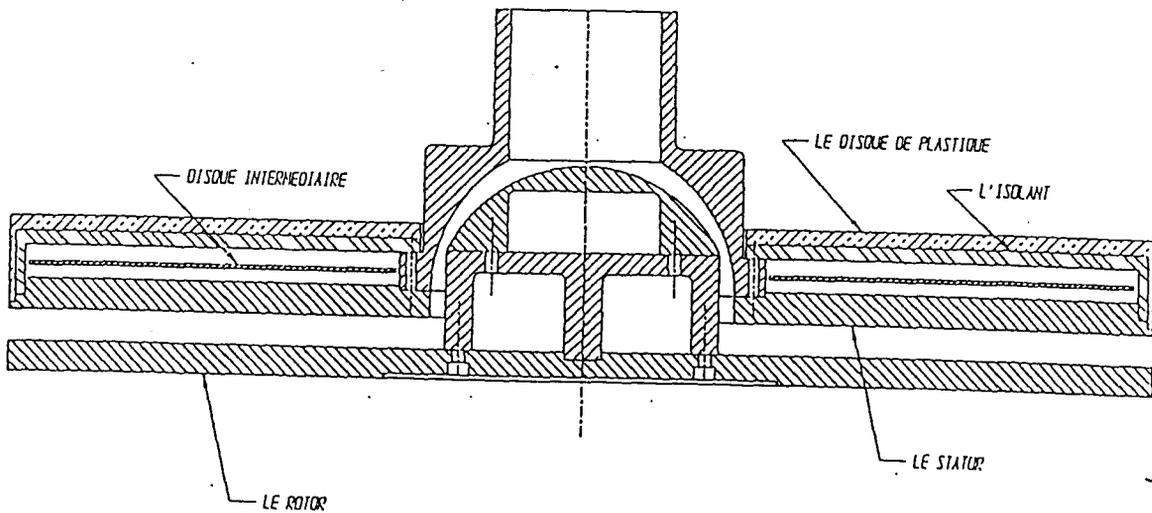
Les différents éléments de la partie fixe sont détaillés sur les figures 2.5, 2.6, 2.7 et 2.8

position radiale	1	2	3	4	5	6	7	8
r en mm	160	180	200	230	260	290	310	330
r/R	0,427	0,480	0,533	0,613	0,693	0,773	0,827	0,880

Tableau 2.1 : Emplacement des bouchons permettant le passage de l'instrumentation.

2.2.1.2. Caractéristiques du dispositif de chauffage.

Le dispositif de chauffage doit permettre de maintenir la paroi interne du stator à une température, la plus homogène possible, quelles que soient les conditions d'essais, l'écart de température souhaité, avec la température ambiante de l'air environnant la cavité, étant d'environ 40°C.

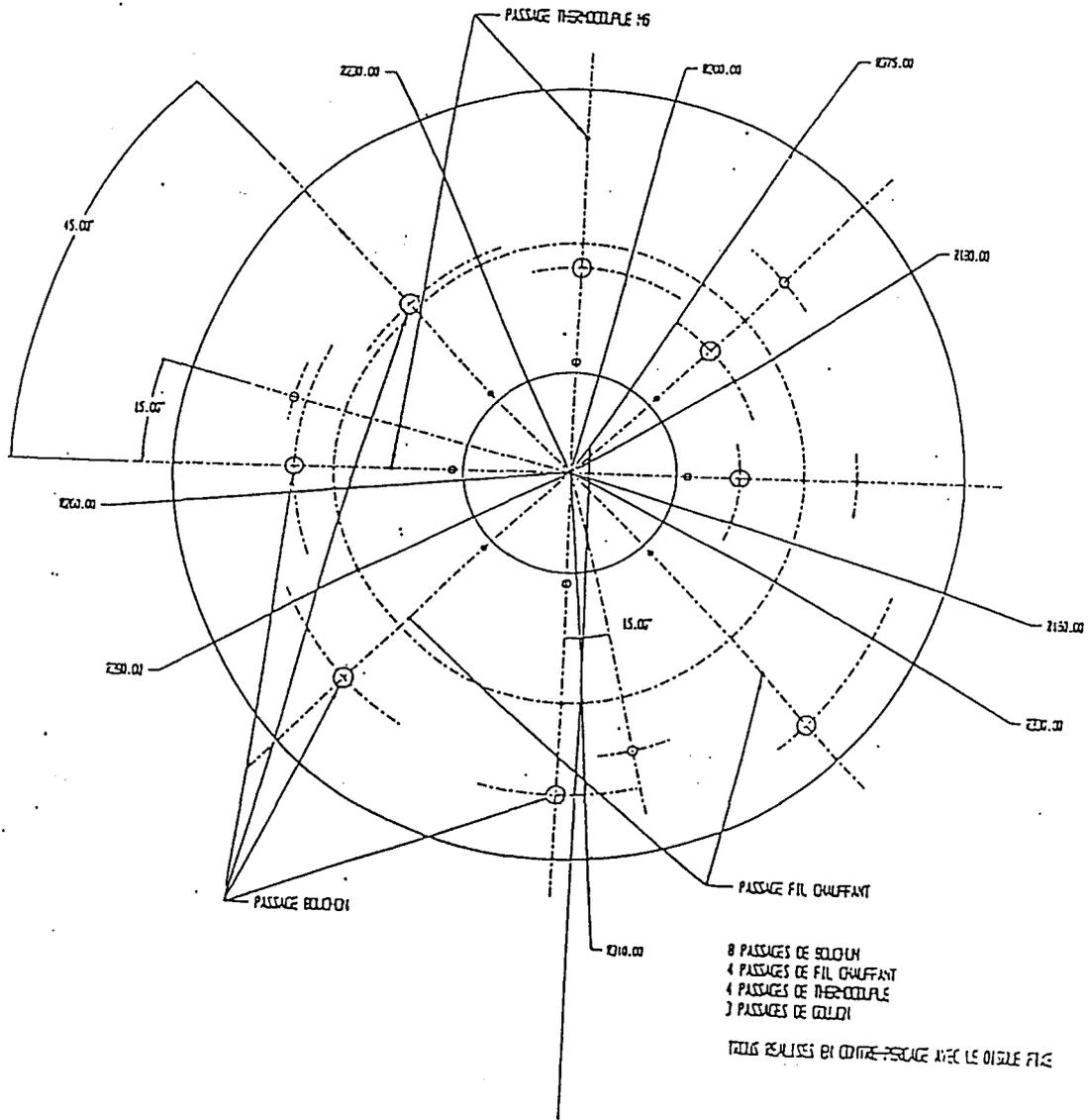


- Figure 2.5 : Plan d'ensemble du dispositif fixe -

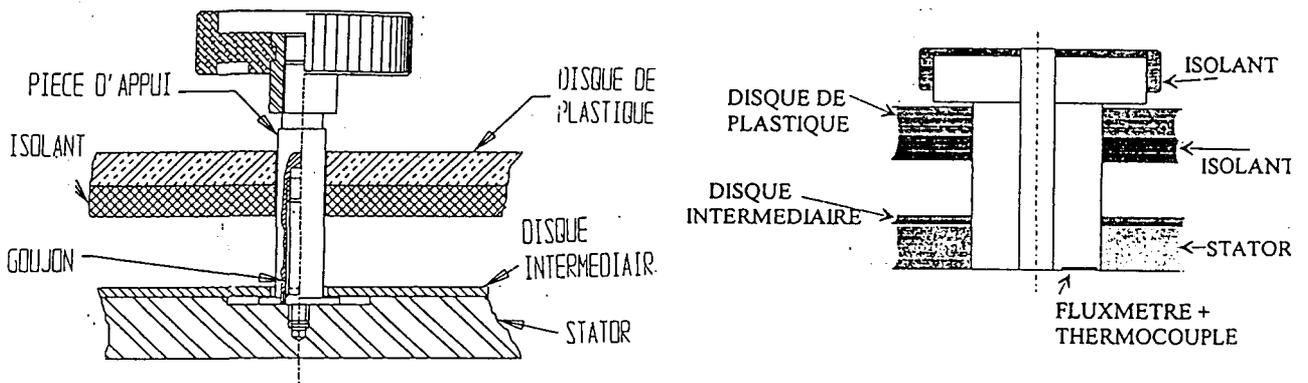
Le système choisi est composé de rubans chauffants disposés en cercles concentriques à proximité de la face externe du stator. L'ensemble de ces rubans est connecté à huit régulateurs de température électroniques de type ERO.LFS, piloté chacun par un thermocouple de type K situé sur un bouchon. La fonction principale du régulateur est de calculer et de programmer les différents paramètres de régulation en tenant compte de l'inertie du système, ceci afin d'optimiser l'approche du point de consigne, et de réduire ainsi les risques d'éventuels écarts. Ce système offre l'avantage de recalculer les paramètres de régulation lorsque le processus est dérangé (en cas de modification du point de consigne par exemple). La sortie de chaque régulateur de température est équipée d'un système de relais permettant de coupler plusieurs rubans chauffants si cela est nécessaire (figure 2.9).

Treize rubans chauffants d'une puissance totale de 5,6KW sont nécessaires pour obtenir les conditions d'essais souhaitées. Toutefois, de nombreux essais préliminaires ont été indispensables pour déterminer le nombre et la position optimale de ces rubans, ainsi que la position optimale de la plaque de support du dispositif de chauffage. Il s'avère que dans tous les cas les rubans doivent être mis en contact avec la face externe du stator pour obtenir une bonne homogénéité de température.

VUE DE DESSUS.



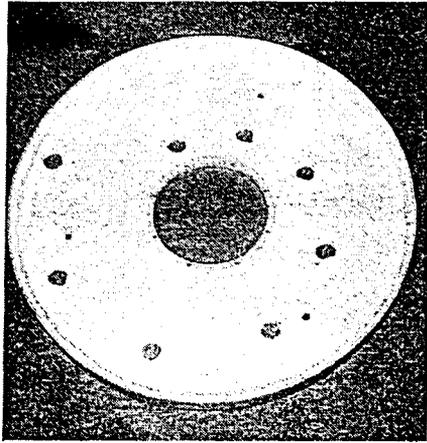
- Figure 2.6 : Plan du disque fixe avec emplacement des bouchons -



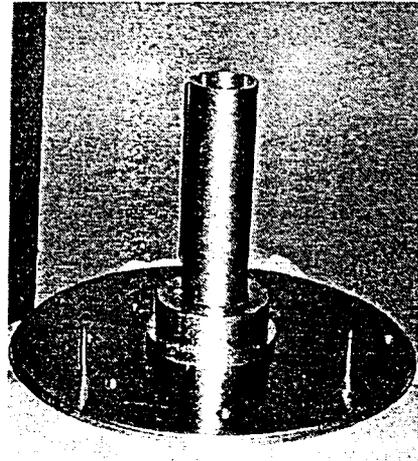
Dispositif de réglage en hauteur de la plaque intermédiaire

Détail d'un bouchon

- Figure 2.7-



Couvercle avec isolant



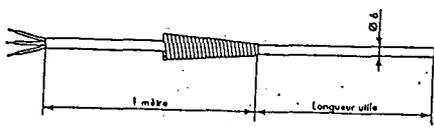
Disque en acier

- Figure 2.8 : Photographies du stator -

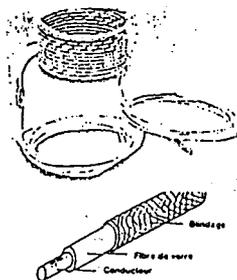
2.2.1.3. Dispositifs de réglages annexes.

L'appareillage utilisé pour le contrôle des différents paramètres lors de la conduite des expériences est identique à celui décrit en [8]. Il comprend :

- un système de mesure de la vitesse de rotation du rotor par capteur électronique et stroboscope ;
- un dispositif d'aspiration couplé à un capteur électronique de débit de type DART ;
- divers systèmes mécaniques destinés au réglage du parallélisme, à l'écartement des disques et au positionnement du carter périphérique.



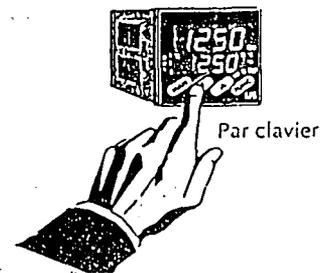
Sonde thermocouple



Fil haute protection 450 °C
Tresse de blindage. Autres caractéristiques identiques
ou N chauffant 450 °C.

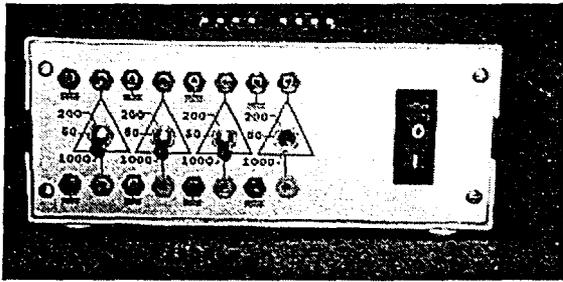
PR	m.	Watt	HTP	PR	m.	Watt	HTP
H37185	08	75	377	H37189	40	500	718
H37186	10	100	412	H37190	50	800	833
H37187	20	250	528	H37171	80	750	1148
H37188	30	350	632				

Fils chauffants

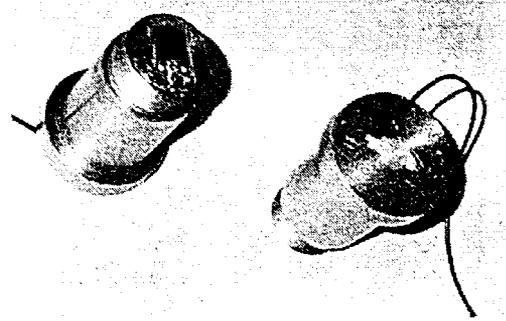


Régulateur

- Figure 2.9 : Dispositif de chauffage -



Amplificateur des signaux de sortie du fluxmètre.



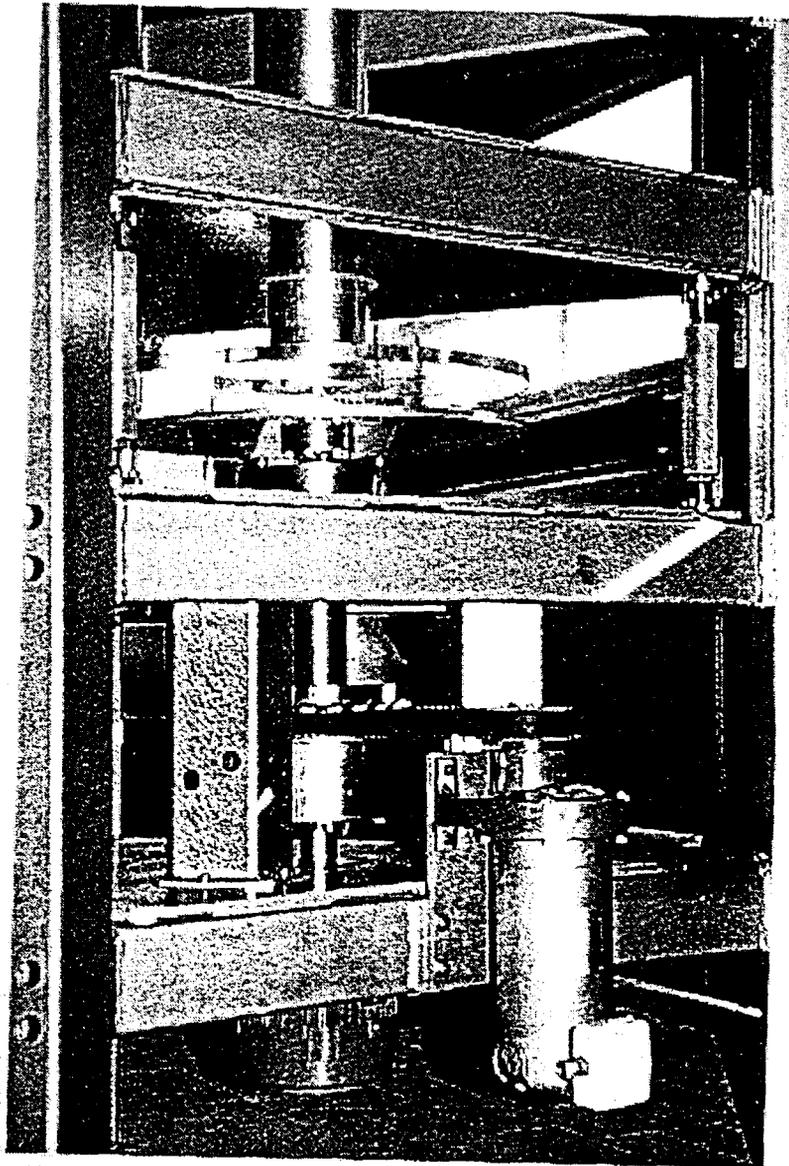
Bouchons avec fluxmètre

- Figure 2.10 : Photographie du dispositif de mesure des flux thermiques -

2.2.2. Banc d'essais pour l'étude des effets de bord.

Les résultats expérimentaux trouvés en dynamique, similaires à ceux trouvés par R. Debuchy [8] mais différents de ceux de A. Malesys [27], ont nécessité, pour éclaircir certains points, de faire des essais supplémentaires pour déterminer le rôle des effets de bord. Pour des raisons purement techniques, il a été plus facile d'aménager un autre banc d'essais dont les caractéristiques principales sont décrites en [27]. Pour les besoins de cette étude, l'aménagement a exclusivement porté sur le stator. La figure 2.11 montre l'installation finale complète.

Le dispositif expérimental utilisé (cf. figure 2.11) est constitué d'un stator en Altuglas M 70 et d'un rotor en aluminium, parallèles, coaxiaux placés à l'horizontale. Le rotor se trouvant en dessous. Le rotor a un diamètre de 500mm et une épaisseur de 10mm. On dispose de quatre stators, d'épaisseur 20mm et de diamètres respectifs 490, 500, 510 et 520mm. Chaque disque fixe est équipé de bouchons situés en $X = 96, 119, 142, 165, 189, 213, 237\text{mm}$, permettant le passage des différents instruments de mesure, sonde à fils chauds et capteur de pression.



- Figure 2.11 : Photographie du second banc d'essais -

2.3 - INSTRUMENTATION ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES.

Dans le cadre de cette étude le « banc thermique » permet d'accéder à un ensemble de données expérimentales, incluant les températures et les flux thermiques sur le stator, ainsi que des températures moyennes et fluctuantes de l'écoulement interne. Ces mesures viennent s'ajouter aux mesures des vitesses radiale et circonférencielle, moyennes et fluctuantes, obtenues classiquement par anémométrie à fils chauds et déjà utilisées en [8].

Les moyens métrologiques mis en œuvre sont :

- Deux chaînes de mesures par anémométrie à fils chauds (anémométrie à température constante) connectée à un système d'acquisition informatique automatisé.
- Une chaîne de mesures par anémométrie à fil froid (anémométrie à intensité de courant constante) connectée à un système d'acquisition informatique automatisé.
- Une instrumentation destinée à la mesure de flux locaux sur le stator.
- Une instrumentation destinée à la mesure des températures locales sur le stator.
- Des sondes à fils chauds et/ou froid conçues spécialement pour cette étude.
- Un dispositif d'étalonnage des sondes en vitesse et en température.
- Un second système d'acquisition, permettant l'acquisition des flux pariétaux simultanément à l'enregistrement des signaux de sortie de la sonde à fils chauds et fil froid placée dans la cavité interdisque.

2.3.1. Mesure des températures pariétales.

2.3.1.1 Principe général.

Les températures pariétales sont mesurées à partir de huit thermocouples K, chacun étant collé à la surface d'un bouchon usiné au préalable de manière à n'engendrer qu'un minimum de perturbation de la surface du stator, une fois mis en place (figure 2.10). Ces capteurs ont un double rôle : ils permettent à la fois de déclencher l'alimentation des rubans chauffants par l'intermédiaire des régulateurs et aussi d'indiquer la température locale de la surface du disque. Cette dernière est obtenue par enregistrement de la force électromotrice délivrée par le capteur après étalonnage de celui-ci.

2.3.1.2. Etalonnage.

Les bouchons instrumentés sont placés dans une étuve dont la température est réglable, ce qui permet d'enregistrer les couples des valeurs associées de température et de tension de sortie du capteur. La loi de variation de la température en fonction de la tension en sortie de chaque capteur peut ainsi être obtenue.

Une vérification après étalonnage fait apparaître une incertitude de mesure de $\pm 0,25^{\circ}\text{C}$ pour une gamme de températures correspondant aux conditions d'essais (de 20°C à 70°C).

2.3.2. Mesure des flux pariétaux.

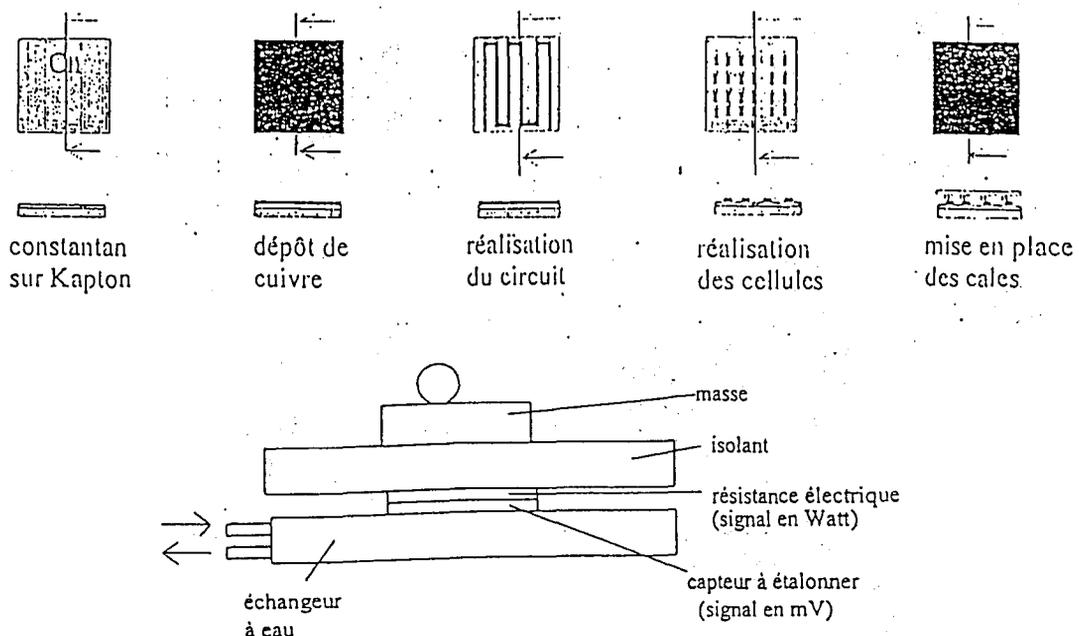
2.3.2.1 Principe général.

Les flux convectifs locaux sont obtenus au moyen de fluxmètres pelliculaires collés sur la base des bouchons. Le principe général de la méthode réside dans la mesure d'un gradient de température proportionnel au flux thermique qui lui a donné naissance.

La réalisation du capteur à partir d'une feuille de matériau isolant, recouverte d'une mince couche de Constantan et d'une couche de cuivre déposée électrolytiquement, est schématisée sur la figure 2.12. Chaque capteur, dont la taille est de 10 mm×10 mm, est solidaire d'un bouchon adaptable au stator, et correspond à une position radiale donnée. Idéalement, pour que la mesure du capteur de flux thermique soit la plus juste possible, il faut qu'il ait les mêmes propriétés physiques et thermiques que la paroi. C'est rarement le cas et il est admis, d'une façon générale, que les perturbations du capteur sont d'autant plus petites que son épaisseur est faible. Dans notre cas, l'épaisseur est inférieure à 4/10^{ème} de millimètre.

La liaison entre le fluxmètre et le bouchon est également délicate en raison de la résistance de contact qu'elle induit et qu'il faut chercher à minimiser pour pouvoir assimiler le capteur à un élément de surface de la paroi. Les graisses de contact classiques assurent un bon maintien, mais induisent une résistance thermique élevée. Elles ont donc été écartées au profit d'une colle classique qui assure une bonne liaison avec une épaisseur suffisamment faible pour être négligée.

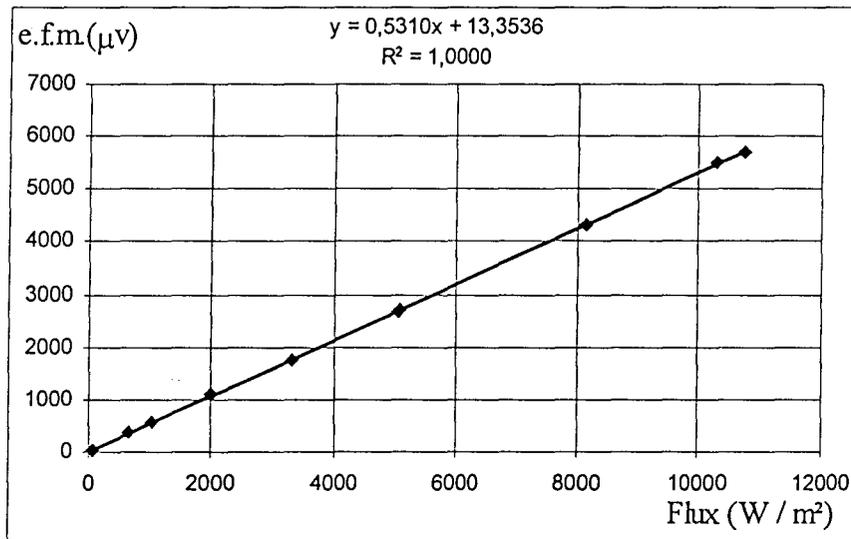
La température de fonctionnement du dispositif est limitée à la tenue thermique des matériaux et de la colle constituant le capteur. Le Kapton impose une valeur limite fixée à 150°C pour des raisons de sécurité, ce qui couvre largement le cadre de notre application.



- Figure 2.12 : Réalisation et étalonnage d'un fluxmètre -

2.3.2.2. Etalonnage.

L'étalonnage consiste à déterminer la sensibilité du capteur. Pour ce faire, il est soumis à un flux thermique parfaitement défini que l'on compare au signal correspondant délivré par ce capteur. L'enregistrement de la réponse du capteur permet de déterminer sa sensibilité. Elle peut être donnée en $\mu\text{V}/\text{W}/\text{m}^2$, soit ramenée à la surface du capteur en $\mu\text{V}/\text{W}$.



$$\text{Sensibilité} = 0,531 \mu\text{V} / (\text{W} / \text{m}^2)$$

- Figure 2.13 : Courbe d'étalonnage d'un fluxmètre -

Le système d'étalonnage utilise un échangeur à eau jouant le rôle de puits thermique sur lequel repose le capteur à étalonner. L'ensemble est recouvert d'une résistance électrique de même dimension que la surface active du fluxmètre, et d'un isolant afin que la puissance dissipée par la résistance soit intégralement transmise au puits thermique. Une masse est posée sur l'ensemble du dispositif pour assurer un bon contact entre les différents éléments (figure 2.12).

La fiabilité de la méthode nécessite, en tout premier lieu, un positionnement rigoureux de la résistance par rapport au capteur ainsi qu'une prise en compte de la température du puits thermique : en effet, la mesure étant basée sur une différence de température entre les deux faces du fluxmètre, la température du puits thermique revêt une importance particulière. Il faut également signaler que le choix de la masse est subjectif : plus la pression exercée est

importante, meilleur est le contact entre les éléments, mais en contrepartie plus la puissance dissipée dans l'isolant est importante.

Notons que l'étalonnage, réalisé pour les capteurs seuls et pour les capteurs montés sur bouchon, a fourni dans les deux cas des résultats identiques. Un exemple de courbe d'étalonnage d'un des huit fluxmètres est présenté sur la figure 2.13.

2.3.3. Mesure des vitesses et des températures dans l'écoulement.

La procédure expérimentale est beaucoup plus compliquée ici que pour les écoulements isothermes, précisément parce que la température est la grandeur analogique qui intervient dans la méthode de détermination de la vitesse. En écoulement isotherme on utilise une seule expression de la loi de King, donc un seul étalonnage est nécessaire.

Lorsque la température varie dans l'écoulement il faut tout d'abord la mesurer, ce qui est accompli à l'aide d'un fil « froid » jouant le rôle de thermomètre. Cela étant, il faut en principe un étalonnage des sondes anémométriques pour chaque valeur de la température qu'on est susceptible de relever dans l'écoulement.

Les vitesses radiales et circonférencielles moyennes, les températures moyennes ainsi que les diverses corrélations sont déterminées au moyen d'une sonde à trois fils. Un de ces fils est connecté à un anémomètre à courant constant (technique du fil froid) : il sert pour la détermination de la température. Les deux autres fonctionnent sur le principe de l'anémométrie à fil chaud : ils servent à déterminer les vitesses.

2.3.3.1. Principe général.

2.3.3.1.1. Mesure de la température.

La mesure de température par fil froid repose sur le principe suivant : la sonde est placée dans un écoulement qui provoque des variations de la résistance du fil et donc des variations proportionnelles de la tension appliquée aux bornes du fil, le courant étant maintenu constant. La température est obtenue en fonction de la tension relevée aux bornes du fil froid.

2.3.3.1.2. Anémométrie à fil chaud.

Le principe de l'anémométrie à fil chaud repose sur les phénomènes de transfert de chaleur par convection entre un fluide en mouvement et un fil conducteur chauffé électriquement. Ce fil, soudé sur deux broches, constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone. Le passage du fluide sur le fil occasionne un déséquilibre de ce pont compensé par l'apport d'un courant électrique délivré par l'anémomètre.

L'anémomètre permet de maintenir le fil à une température constante par un système d'asservissement électronique (C.T.A.). A chaque instant, la tension E nécessaire au rééquilibrage du pont et la vitesse de refroidissement U_e du fil sont reliées par une relation de type loi de King qui sera énoncée plus loin.

La mesure simultanée de deux composantes de la vitesse dans un écoulement à température constante, ainsi que des corrélations de vitesse correspondantes nécessite l'utilisation d'une sonde à deux fils ou sonde double.

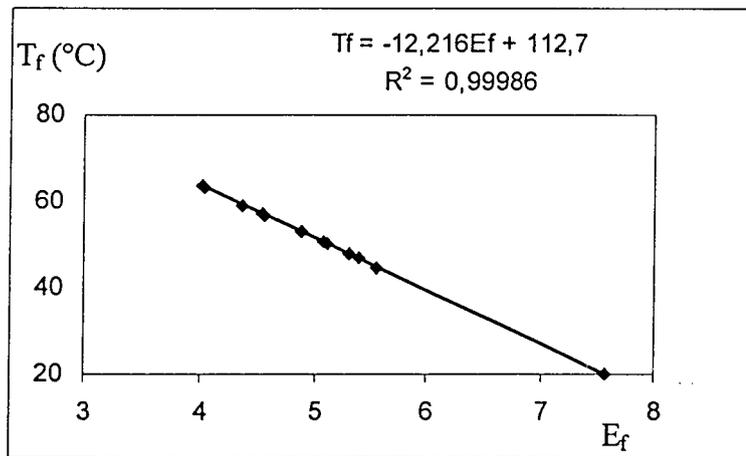
Dans le cadre de cette étude, les températures de l'écoulement étant inconnues aux points de mesure de la vitesse, les deux techniques d'anémométrie précédemment décrites ont été couplées afin d'accéder simultanément aux deux composantes principales de la vitesse, à la température, aux corrélations de vitesses et de vitesse-température correspondantes. Pour cela, l'utilisation d'une sonde à trois fils, l'un connecté à un anémomètre à courant constant,

les deux autres à un anémomètre à température constante est indispensable. En conséquence, l'instrumentation initiale s'est vue complétée par un pont de température 56C20 et une sonde triple, spécialement conçue, présentée en 2.3.3.2.2.

2.3.3.2. Etalonnage.

2.3.3.2.1. Mesure de la température.

La sonde est placée dans une étuve où la température est connue. Une fois la température stabilisée, nous relevons la tension du fil froid E_f aux bornes des broches. Le four permet d'établir la correspondance entre température du fil T_f et tension, et ce dans l'intervalle d'essais adopté, à savoir de 20°C à 70°C. La courbe ainsi obtenue est une droite de la forme : $T_f = a + bE_f$ où a et b sont des constantes (figure 2.14).



- Figure 2.14 : Exemple de détermination de la loi régissant la température -

La précision de la mesure dans notre intervalle de température est de $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

La méthode précédente est directement transposable à la mesure de la température du fluide en mouvement.

En effet, en écoulement permanent, la température T_f du fil est reliée à la température

T de l'écoulement par :

$$\frac{T_f}{T} = 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \lambda M^2$$

où M est le nombre de Mach et λ le facteur de récupération (≤ 1).

Dans nos conditions expérimentales la vitesse du son est voisine de 345m/s et le taux de rotation maximal est de 1500 tours/minute, d'où une vitesse en périphérie du rotor d'environ 59 m/s, soit $M \approx 0,17$. En prenant $\lambda = 1$ il vient $\frac{(\gamma - 1)}{2} \lambda M^2 \approx 6.10^{-3}$ ce qui est négligeable par rapport à 1. Par conséquent, T_f est indépendante de la vitesse du fluide et est égale, à moins de 1% près, à la température T du fluide.

La méthode reste valable pour la mesure des fluctuations de température car, comme en anémométrie, on suppose qu'à l'échelle du fil l'écoulement apparaît comme quasi-permanent.

2.3.3.2.2. Anémométrie à fil chaud.

L'étalonnage des fils chauds est rendu plus complexe du fait que la température n'est pas constante dans l'écoulement.

Dans un premier temps, nous avons effectué en soufflerie l'étalonnage d'une sonde à fil simple, le fil étant perpendiculaire au sens de l'écoulement. Pour différentes vitesses nous relevons différentes tensions. Nous pouvons alors déterminer les coefficients A , B et n de la loi de King.

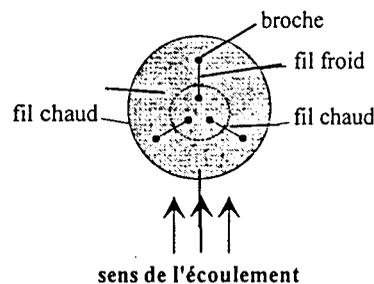
La température devant être mesurée simultanément, nous avons d'abord commencé par étalonner une sonde double à fils parallèles, un fil permettant de déterminer la vitesse, l'autre la température. L'étalonnage a été fait à l'aide d'un banc mis en œuvre au laboratoire. La validation de nos programmes d'acquisition et de détermination de la mesure de vitesse à température variable a été faite à cette occasion. Les premiers résultats de cette méthode ont

été exposés lors de la réunion ARCTICA du 18/09/1996. La totalité des figures et des discussions de ces résultats est fournie dans le rapport de synthèse effectué pour la DRET en juin 1997 [12].

La sonde à trois fils utilisée a été réalisée spécialement pour les besoins de notre étude. Ses principales caractéristiques ont été choisies en tenant compte des propriétés de l'écoulement interdisque :

- La composante axiale de la vitesse est faible devant les composantes radiales et circonférencielles.
- L'écartement entre les disques est réduit.
- Les gradients de vitesses dans la direction axiale peuvent être importants

En conséquence, les fils doivent être placés parallèlement aux disques. De plus, ils doivent être coplanaires pour permettre une mesure simultanée de la vitesse et de la température à une même valeur de Z de façon à accéder aux diverses corrélations.

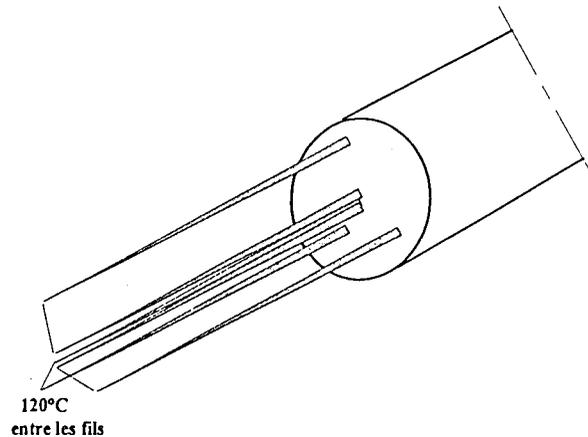


$\alpha = 120^\circ$. Les trois fils sont coplanaires et perpendiculaires à l'axe de la sonde. Ils reposent sur des broches distantes de 0,7 mm et font un angle de 120° entre eux

- Figure 2.15 : Sonde à fil triple (Vue de dessus) -

D'autre part, afin de minimiser l'interaction possible entre les fils, l'écart angulaire entre ceux-ci est fixé à 120° . La sonde devant être introduite dans l'entrefer au travers des bouchons (figures 2.7 et 2.10), il faut que les trois fils coplanaires soient tous perpendiculaires à l'axe du bouchon. De plus, il ne faut pas que le fil froid, servant à mesurer

la température, vienne perturber l'écoulement auquel sont soumis les deux fils destinés à la mesure de la vitesse. Aussi, avons nous choisi de placer le fil froid derrière les deux autres fils (Figure 2.15). Les fils servant à la détermination de la vitesse ne viennent pas quant à eux perturber le fil froid : différents essais ont permis de constater que la température délivrée par la sonde était pratiquement la même, et cela quel que soit l'angle entre l'écoulement et le fil froid.



Description de la sonde triple :

- *Trois fils coplanaires de diamètre 2,5 μm . Matériau : Pt-plated tungstène.*
- *Longueur entre broches : 0,7mm.*
- *Longueur des broches : 10mm.*
- *Fréquence de coupure du fil froid : 1kHz*
- *Fréquence de coupure des fils chauds : 90kHz*

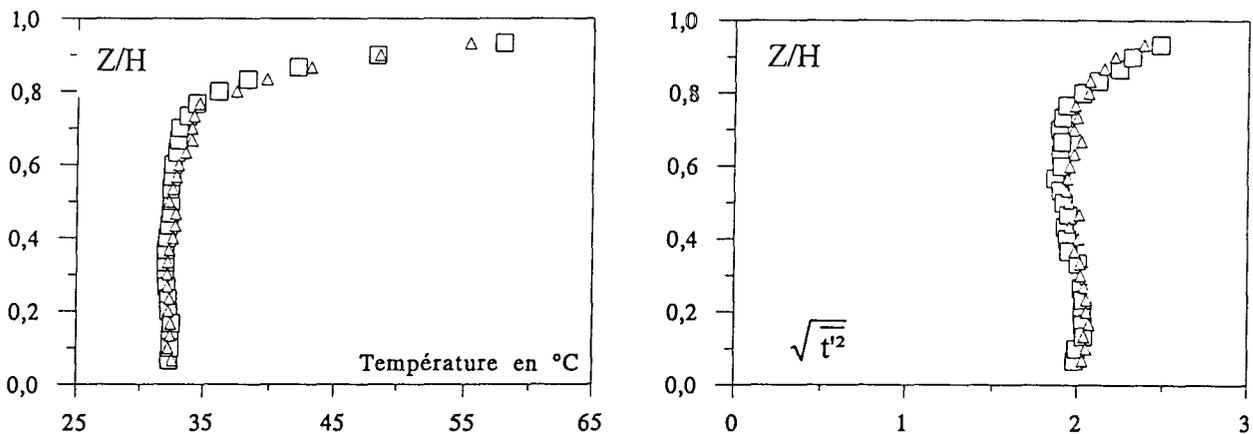
- **Figure 2.16 : Caractéristiques de la sonde à trois fils -**

La figure 2.17 montre un sondage effectué « normalement » c'est à dire dans les conditions habituelles d'utilisation (fils chauds devant, fil froid derrière) comme expliqué précédemment, mais avec uniquement la température opérationnelle (donc l'anémomètre à température constante n'étant pas connecté), et un autre sondage en opérant une rotation sur la sonde de telle manière que le fil froid soit placé perpendiculairement au sens de l'écoulement. On constate que pour les températures moyennes comme pour les températures fluctuantes les deux sondages fournissent des résultats très voisins.

Une fois la sonde triple conçue, nous avons dû revoir le dispositif auxiliaire permettant l'étalonnage. Celui-ci a été réalisé à l'aide d'une petite soufflerie et d'un caisson chauffant représentés sur la figure 2.18. L'appareil comporte une tuyère de diamètre 2,5 cm permettant

d'éjecter de l'air à une vitesse réglable allant jusqu'à environ 50m/s. L'air est fourni par un ventilateur centrifuge qui refoule dans une chambre de tranquillisation. Un caisson équipé de résistances chauffantes réglées en puissance permet de faire varier la température de l'air de sortie depuis la température ambiante jusqu'à environ 65°C, ce qui couvre le cadre de notre application. En sortie de jet sont placés successivement un tube de pitôt, un thermomètre et la sonde triple à étalonner, ce qui permet d'enregistrer respectivement la vitesse de l'écoulement, la température de l'écoulement, une tension représentative de la température (fil froid) et deux tensions de refroidissement (fils chauds).

L'étalonnage reste malgré tout assez complexe.



△ Sondage normal, fils chauds hors fonctionnements.

□ Sondage avec fil froid perpendiculaire à la vitesse, fils chauds hors fonctionnements.

- Figure 2.17 : Influence de la position de la sonde sur la mesure de température -

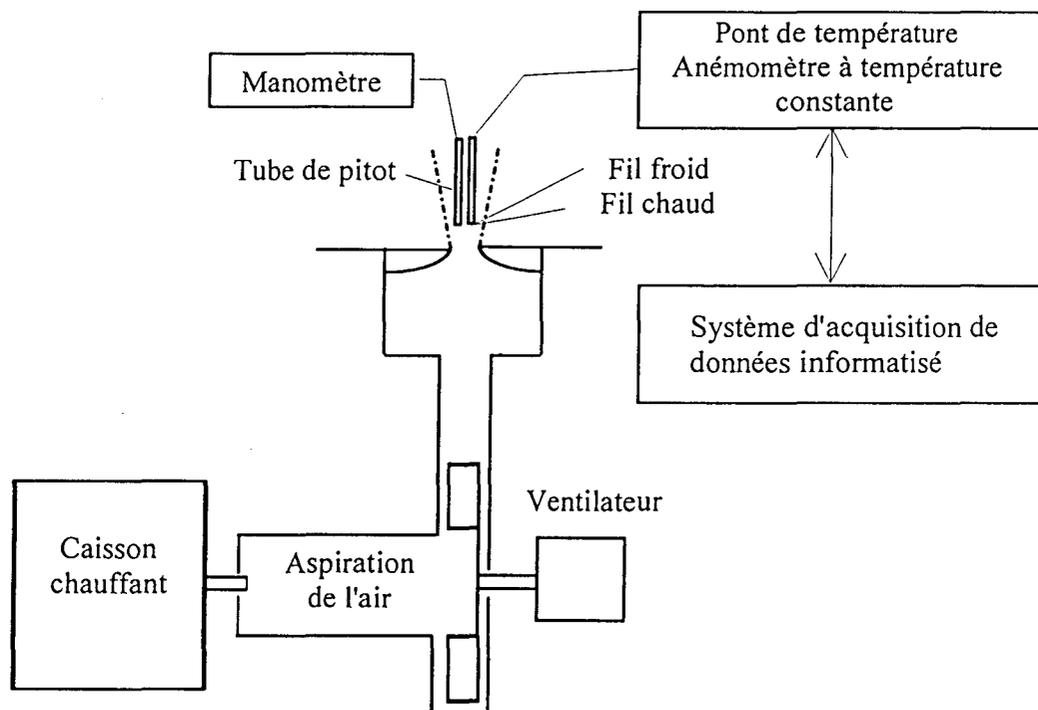
2.3.3.2.2.1. Détermination de la vitesse à température fixée.

La détermination de la vitesse est fondée sur la loi de transfert thermique entre un fil métallique placé dans l'écoulement et le fluide. Le fil, de diamètre D et de longueur l , est porté à la température T_c par chauffage électrique ; il est supposé d'abord perpendiculaire à la vitesse de module U .

Aux basses vitesses (effets de compressibilité négligeables), la loi de transfert thermique s'exprime par une relation $Nu = f(Re)$ entre le nombre de Nusselt

$$Nu = \frac{J}{l k (T_c - T)} \text{ et le nombre de Reynolds } Re = \frac{\rho U D}{\mu} \text{ où } J, k, T, \rho, \mu \text{ sont respectivement la}$$

chaleur échangée par unité de temps, le coefficient de conductibilité thermique, la température du fluide, la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air.



- Figure 2.18 : Dispositif d'étalonnage -

Or, $rJ = E^2$ où r est la résistance du fil qui ne dépend que de T_c et E la tension aux bornes du fil.

De là :

$$(2.1) \quad E^2 = r l k (T_c - T) \Phi(Re)$$

Introduisons l'expression de ϕ . Pour Re suffisamment petit on peut écrire un développement de ϕ . Lorsque $U = 0$, soit $Re = 0$, il y a encore échange thermique, donc le développement commence par une constante. Par ailleurs la variable n'est pas nécessairement Re , mais Re^n où l'exposant n est constant.

Un développement au premier ordre, supposé régulier, consiste donc à écrire :

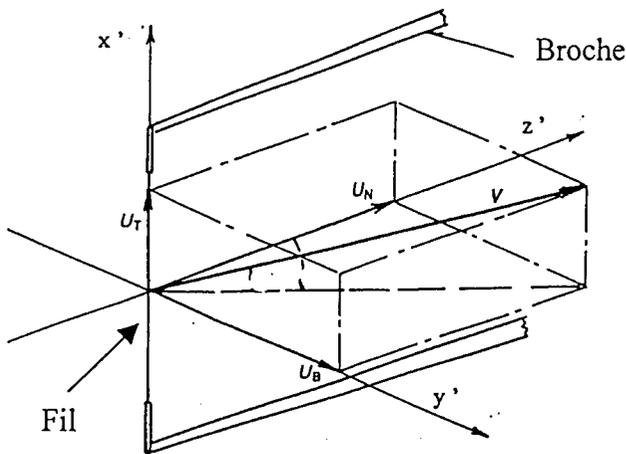
$$(2.2) \quad \phi = \delta + \gamma Re^n$$

C'est la loi de King où δ , γ et n sont des constantes.

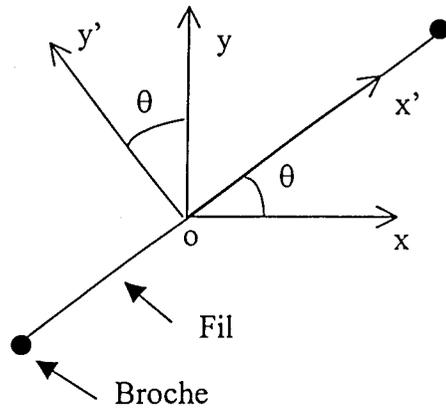
Certains auteurs [3] ont suggéré d'utiliser un développement au deuxième ordre, c'est à dire contenant un terme en Re^{2n} , mais cette recommandation n'a pas été retenue ici, car jugée inutile eu égard à la précision des calibrations faites pour la mesure de la vitesse.

Considérons un fluide à température invariable en écoulement à la vitesse U dont la direction n'est pas connue, de sorte que le fil n'est pas perpendiculaire à la vitesse.

Soit $Oxyz$ un repère cartésien fixe, oz suivant les broches de la sonde, et soit $ox'y'z'$ un repère lié au fil avec ox' confondu avec le fil et oz' coïncidant avec oz (figures 2.19 et 2.20).



- Figure 2.19 -



- Figure 2.20 -

On désigne par U_T , U_B , U_N les composantes de la vitesse \vec{U} dans le repère $ox'y'z'$ et par u , v , w celles dans le repère fixe $oxyz$. θ est l'angle entre ox et ox' .

Pour un fil qui n'est pas perpendiculaire à la vitesse la loi de King s'écrit [3] :

$$(2.3) \quad E^2 = A + BU^n$$

A et B sont des constantes qu'on détermine par calibration et U_e est la vitesse effective reliée aux composantes U_T, U_B, U_N par

$$(2.4) \quad U_e^2 = \alpha^2 U_N^2 + \beta^2 U_T^2 + U_B^2$$

où α et β sont des constantes caractérisant les sensibilités directionnelles du fil [3].

L'objectif de la calibration est de déterminer les constantes A, B, n, α et β .

On a :

$$\vec{U} = u \vec{x} + v \vec{y} + w \vec{z} \quad , \quad \vec{x}, \vec{y}, \vec{z} \text{ étant les vecteurs unitaires.}$$

$$\text{Or} \quad \vec{x} = \cos \theta \vec{x}' - \sin \theta \vec{y}' \quad , \quad \vec{y} = \cos \theta \vec{y}' + \sin \theta \vec{x}' \quad , \quad z = z'$$

$$\text{D'où} \quad U_T = u \cos \theta + v \sin \theta \quad , \quad U_B = v \cos \theta - u \sin \theta \quad , \quad U_N = w$$

$$\text{et} \quad U_e^2 = (v \cos \theta - u \sin \theta)^2 + \beta^2 (u \cos \theta + v \sin \theta)^2 + \alpha^2 w^2$$

Dans nos conditions d'essais, la vitesse selon z est considérée comme négligeable.

Nous avons donc :

$$U_e^2 = (v \cos \theta - u \sin \theta)^2 + \beta^2 (u \cos \theta + v \sin \theta)^2$$

Pour déterminer les différentes constantes, il suffit de prendre un écoulement unidirectionnel dans le sens oy : $\vec{U} = v \vec{y}$

$$\text{On obtient alors : } U_e^2 = v^2 \cos^2 \theta + \beta^2 v^2 \sin^2 \theta$$

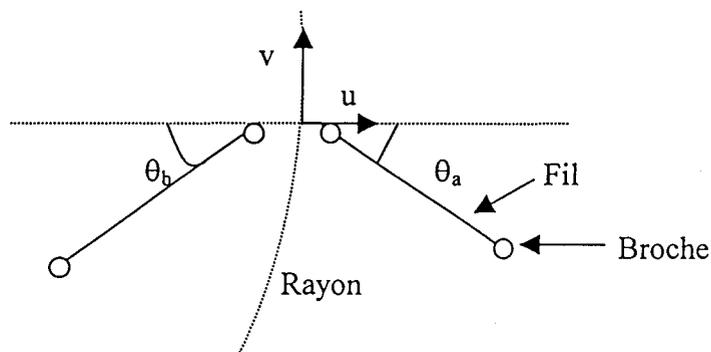
Déterminons tout d'abord les coefficients A, B et n de la loi de King. Pour cela à l'étalonnage, nous prenons $\theta = 0$ et donc $U_e^2 = v^2 = U^2$ et nous plaçons la sonde et un tube de pitôt côte à côte dans le noyau d'un jet circulaire. En faisant varier U, dans notre gamme de mesures, nous obtenons les différents couples (E, U_e) qui permettent ensuite de déterminer les coefficients A, B, et n.

Pour déterminer β , il suffit simplement de fixer une valeur de v , de prendre $\theta = 0$, de vérifier que la loi de King est satisfaite car en faisant $Ue = \sqrt{\frac{E^2 - A}{B}}$ il faut retrouver $Ue = v$.

Puis, toujours avec la même vitesse v , on prend un angle $\theta = 90^\circ$ et on a alors : $Ue^2 = \beta^2 v^2$.

Nous pouvons considérer, maintenant, le cas de la sonde à fil triple. On note, qu'en ce qui concerne l'étalonnage en vue de déterminer les constantes précitées les deux fils chauds se comportent indépendamment. Cela permet donc de calculer les coefficients A , B , n et β propre à chaque fil. Il est à noter que la constante β dépend essentiellement des caractéristiques géométriques du fil et peu de la température.

Connaissant maintenant, à une température fixée, les différentes constantes, il est alors possible de connaître les différentes vitesses de l'écoulement. Il suffit pour cela de placer la sonde dans l'écoulement avec la disposition des fils indiquée sur la figure 2.21.



- Figure 2.21 -

Nous avons alors deux équations à deux inconnues u et v , les indices a et b étant relatif aux deux fils :

$$Ue_a^2 = (v \cos\theta_a - u \sin\theta_a)^2 + \beta_a^2 (u \cos\theta_a + v \sin\theta_a)^2$$

$$Ue_b^2 = (v \cos\theta_b - u \sin\theta_b)^2 + \beta_b^2 (u \cos\theta_b + v \sin\theta_b)^2$$

La résolution de ces deux équations permet d'obtenir les vitesses instantanées u et v . Elle peut se faire de la manière suivante, en tenant compte que $\theta_b = -\theta_a$.

On a :

$$(2.5) \quad Ue_a^2 + Ue_b^2 = v^2 (2\cos^2\theta_a + (\beta_a^2 + \beta_b^2) \sin^2\theta_a) + u^2 (2\sin^2\theta_a + (\beta_a^2 + \beta_b^2) \cos^2\theta_a)$$

$$(2.6) \quad Ue_b^2 - Ue_a^2 = 4 u v \sin\theta_a \cos\theta_a (1 - (\beta_a^2 + \beta_b^2) / 2)$$

Les équations (2.5) et (2.6) forment un système dont la solution s'obtient en posant :

$$u v = C$$

$$u^2 D + v^2 F = G$$

$$\text{avec } C = (Ue_b^2 - Ue_a^2) / (4 \sin\theta_a \cos\theta_a (1 - (\beta_a^2 + \beta_b^2) / 2))$$

$$D = (2\sin^2\theta_a + (\beta_a^2 + \beta_b^2) \cos^2\theta_a)$$

$$F = (2\cos^2\theta_a + (\beta_a^2 + \beta_b^2) \sin^2\theta_a)$$

$$G = Ue_a^2 + Ue_b^2$$

En substituant u dans la seconde équation, on obtient une équation du second degré en v^2 . Comme v est toujours positif, il est facile de trouver v puis u.

L'acquisition faite sur un nombre important de mesures permet de connaître les valeurs moyennes de u et v, ainsi que les corrélations.

2.3.3.2.2. Détermination de la vitesse à une température quelconque.

Les variations de température rencontrées dans l'écoulement nous amènent à réaliser un étalonnage en température dans un intervalle connu.

Revenons à la relation (2.1).

Comme k n'est fonction que de T on peut considérer E^2 comme une fonction de T et de Re

On a : $d(E^2) = \frac{\partial(E^2)}{\partial Re} d(Re) + \frac{\partial(E^2)}{\partial T} d(T)$

soit $d(E^2) = r l \left[k(T_c - T) \frac{d\phi}{dRe} dRe + [(T_c - T) \frac{dk}{dT} - k] \phi dT \right]$

On est à pression constante ce qui entraîne : $\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dT}{T}$ selon la loi des gaz parfaits.

De plus, μ et k varient sensiblement comme \sqrt{T} d'où $\frac{dk}{k} = \frac{d\mu}{\mu} = \frac{dT}{2T}$

De là : $\frac{dRe}{Re} = \frac{d\rho}{\rho} - \frac{d\mu}{\mu} + \frac{dU}{U} = -\frac{3dT}{2T} + \frac{dU}{U}$

Reportons : $d(E^2) = r l \left\{ \frac{k(T_c - T) Re}{U} \frac{d\phi}{dRe} dU + \left[-\frac{3k(T_c - T) Re}{2T} \frac{d\phi}{dRe} + \frac{k(T_c - T)}{2T} \phi - k\phi \right] dT \right\}$

soit : $d(E^2) = \frac{r l k (T_c - T) Re}{U} \frac{d\phi}{dRe} dU + r l \left[\frac{T_c - 3T}{2T} k\phi - \frac{3k(T_c - T) Re}{2T} \frac{d\phi}{dRe} \right] dT$

A vitesse constante :

(2.7) $d(E^2) = r l \left[T_c - 3T - 3(T_c - T) \frac{Re}{\phi} \frac{d\phi}{dRe} \right] \frac{k\phi}{2T} dT$

Pour une variation petite ΔT au voisinage de l'état 1 on a donc :

(2.8) $E^2 - E_1^2 = r l \left[T_c - 3T_1 - 3(T_c - T_1) \frac{Re_1}{\phi_1} \left(\frac{d\phi}{dRe} \right)_1 \right] \frac{k_1 \phi_1}{2T_1} \Delta T$

avec $E_1^2 = r l k_1 (T_c - T_1) \phi_1$

Si on utilise le développement (2.2) on obtient :

$$\frac{Re}{\phi} \frac{d\phi}{dRe} = \frac{\gamma n Re^n}{\delta + \gamma Re^n}$$

En substituant dans (2.8) on trouve au second membre une fonction linéaire de $(Re_1)^n$, donc de U^n :

$$E^2 - E_1^2 = (a_1 + b_1 U^n) \Delta T$$

a_1 et b_1 étant constants.

En adoptant un développement de ϕ au deuxième ordre, contenant un terme en Re^{2n} , on obtient au second membre de (2.8) une fonction quadratique en Re^n , d'où :

$$E^2 - E_1^2 = (a_1' + b_1' U^n + c_1' U^{2n}) \Delta T,$$

a_1' , b_1' , c_1' étant de nouvelles constantes.

Dans ce qui suit on désignera par $f(U^n)$ le coefficient de ΔT .

Dans l'écoulement entre disques étudié, les températures sont susceptibles de pouvoir varier entre 20°C et 65°C. Nous allons donc déterminer les constantes de la loi de King depuis 20 °C jusqu'à 65°C en progressant par pas ΔT de 5°C.

Prenons l'intervalle de température compris entre T_1 et T_2 , avec T_1 et T_2 tel que $T_2 - T_1 = 5$

On connaît la loi de King pour T_1 :

$$(2.9) \quad E_1^2 = A_1 + B_1 U^n$$

et celle pour une température T comprise entre T_1 et T_2 :

$$(2.10) \quad E^2 = E_1^2 + f(U^n)(T_1 - T)$$

A T_2 on a :

$$(2.11) \quad E_2^2 = A_2 + B_2 U^n$$

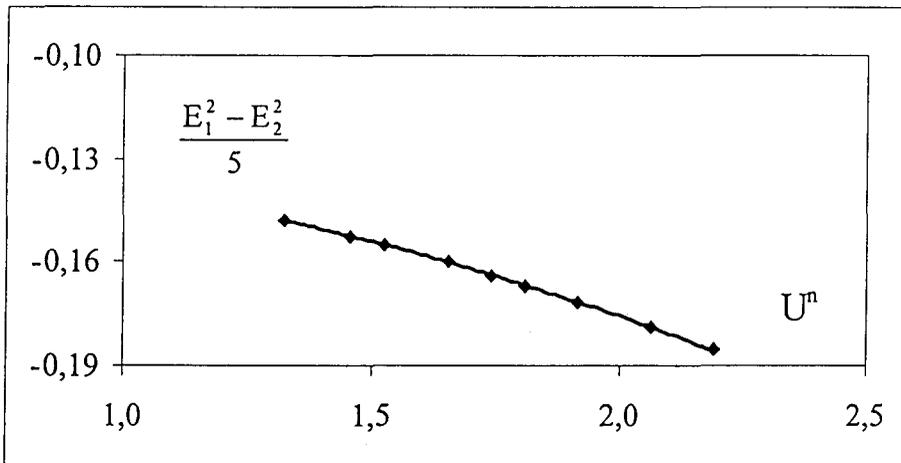
mais aussi, d'après (2.10) :

$$(2.12) \quad E_2^2 = E_1^2 + f(U^n)(T_1 - T_2)$$

Les équations (2.9) et (2.11) permettent d'obtenir les couples (E_1, U) et (E_2, U) .

L'équation (2.12) peut s'écrire : $f(U^n) = \frac{E_1^2 - E_2^2}{5}$

A chaque U correspond une valeur de E_1 et de E_2 : il est donc facile de tracer les couples de point $(U^n, \frac{E_1^2 - E_2^2}{5})$. Un exemple est représenté sur la figure 2.22.



Comparaison entre une détermination par régression linéaire et par un polynôme de degré 2 en U^n :

$$\frac{E_1^2 - E_2^2}{5} = -0,0416 U^n - 0,0924 \quad R^2 = 0,9919$$

$$\frac{E_1^2 - E_2^2}{5} = -0,01281 U^{2n} + 0,00193 U^n - 0,12822 \quad R^2 = 0,99998$$

- Figure 2.22 -

Une comparaison entre une détermination par régression linéaire et par un polynôme de degré 2 montre que $f(U^n)$ peut être approximée par une fonction du premier degré, mais qu'un polynôme du second degré donne des résultats un peu plus précis.

Nous gardons une équation de second degré en U^n et donc à chaque valeur de la tension E_2 comprise dans l'intervalle de température considéré correspond une valeur de la vitesse U .

On peut obtenir le même genre d'équation sur chaque intervalle de température.

Ensuite, la méthode consiste en une détermination de la température au moyen du fil froid. Ceci entraîne alors la résolution de l'équation (2.10) en prenant $f(U^n)$ correspondant à l'intervalle de température où se situe la température déterminée par fil froid. Une fois U_e déterminé pour chaque fil chaud une méthode similaire à celle développée dans le paragraphe précédent permet d'obtenir u et v

L'acquisition se faisant sur un nombre important de mesures (cf. section 2.3.5) permet de connaître les valeurs moyennes de T , u et v ainsi que les auto-corrélations et les corrélations croisées.

2.3.3.2.2.3. Correction de l'influence des fils chauds sur le fil froid.

Le fil froid étant dans le sillage des fils chauds portés à environ 400°C, la température mesurée est légèrement plus élevée que la température réelle du fluide. L'écart de température induit par ce phénomène est d'autant plus grand que la vitesse est faible et que la différence entre les températures des fils chauds et du fil froid est importante. Pour améliorer la précision, il faut partir des mesures de températures faites par thermomètre et par fil froid durant l'étalonnage.

Une interpolation des différents couples d'étalonnage entre E et l'écart de température δT met en évidence que pour chaque température de l'étalonnage, la tension E peut s'exprimer linéairement en fonction de δT par :

$$E = a (T) \delta T + b (T)$$

où a et b sont approchés par des fonctions linéaires :

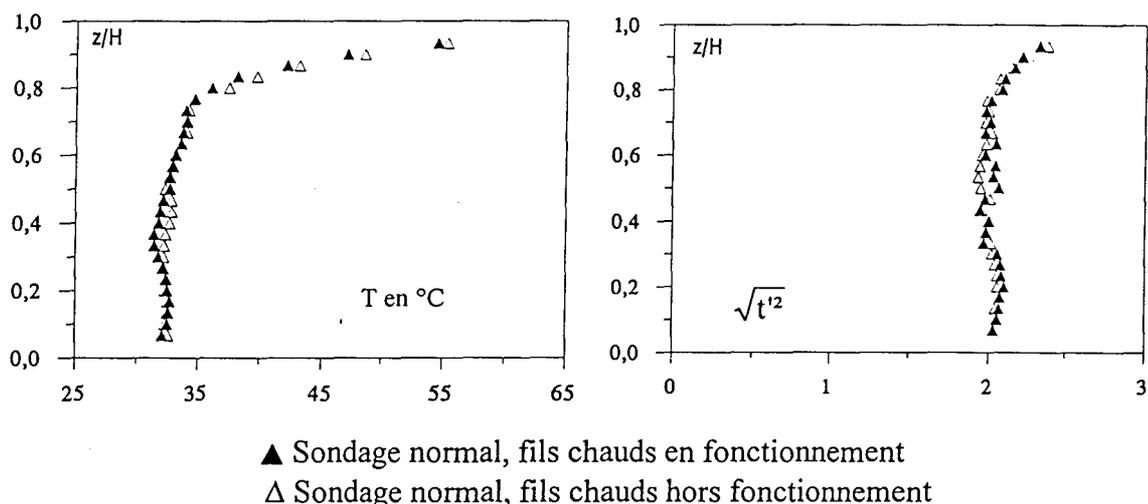
$$a (T) = \alpha_1 T + \alpha_2$$

$$b (T) = \alpha_3 T + \alpha_4$$

Les coefficients α_1 , α_2 , α_3 et α_4 étant obtenus par régression linéaire.

De cette manière, il est possible d'obtenir une correction de l'influence des fils chauds sur le fil froid.

La figure 2.23 représente un sondage en température effectué en tenant compte de l'influence des fils chauds « sondage normal » et un autre sondage uniquement en température les fils chauds n'étant pas en fonctionnement « Sondage normal, fils chauds hors fonctionnement ». On peut constater la superposition des résultats.



- Figure 2.23 : Correction de l'influence des fils chauds sur la mesure de température -

Malgré les précautions prises et les corrections apportées, il peut exister cependant une erreur de l'ordre de 10% sur les mesures des fluctuations de température d'après une étude récente faite sur la technique de mesure par fil froid [11]. Selon cette étude consacrée à l'utilisation d'un fil froid pour des mesures fluctuantes de température dans les turbomachines, à grande vitesse, il apparaît que des effets de conduction de la chaleur entre le fil et les broches peuvent engendrer des erreurs de mesure. Les broches ont une grande inertie thermique, et ne sont donc pas capables de suivre les fluctuations à hautes fréquences enregistrées par le fil. Une méthode basée sur les fonctions de transfert de la sonde (fil et broche) a été élaborée dans la publication citée.

L'exactitude des mesures dépend essentiellement de la détermination précise de la fonction de transfert entre la broche et le fil sur le domaine entier de fréquence. Or, la fonction de transfert dépend de la géométrie de la sonde, et comme nous travaillons avec une sonde faite sur mesure il n'est pas possible d'extrapoler les résultats obtenus dans [11] à notre cas particulier.

L'information sur cette publication nous ayant été transmise très tardivement, nous n'avons pas pu mettre en place la technique de compensation proposée. Dans le cadre de cette thèse nous nous sommes basés sur les données du constructeur et sur les systèmes de compensation livrés avec la chaîne thermométrique et anémométrique Dantec. Seule une correction de l'influence des fils chauds sur le fil froid a été effectuée.

2.3.4. Mesure des densités spectrales de puissance.

Des densités spectrales de puissance sont effectuées dans les différents essais réalisés. Ces densités spectrales de puissances sont relatives à la tension d'un des fils chauds de notre sonde qui contient des informations à la fois sur u' et v' . Les vitesses fluctuantes étant reliées à la tension par une loi linéaire [10], qualitativement les résultats d'une analyse fréquentielle sont les mêmes qu'elle soit faite sur une de ces vitesses ou sur la tension.

Les mesures sont effectuées dans le noyau central et dans la couche limite du stator. Nous avons pour l'écoulement à $Re = 1,55 \cdot 10^5$ une fréquence d'acquisition de 5Khz correspondant à 8192 points de mesure avec un pas de fréquence $\Delta f_e \approx 0,61$ Hz. Pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$, la fréquence d'acquisition est $f_e = 20$ KHz, correspondant à 8192 points de mesure avec un pas de fréquence $\Delta f_e \approx 2,44$ Hz. Nous avons aussi fait des acquisitions avec un pas de fréquence beaucoup plus petit : pour $Re = 1,55 \cdot 10^5$ on a pris $f_e = 2,5$ Khz, 32768 points de mesure, $\Delta f_e \approx 0,076$ Hz, et pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$, on a pris $f_e = 20$ KHz, 65536 points de mesures, $\Delta f_e \approx 0,31$ Hz. Ces acquisitions complémentaires n'apportant pas d'éléments nouveaux, les résultats ne sont pas présentés dans ce mémoire, mais ils sont tenus à disposition.

Chaque résultat présenté de densités spectrales de puissance résulte de la moyenne faite sur une centaine de densités spectrale de puissance, ceci évidemment pour enlever les bruits ou fréquences parasites et ne mettre en valeur que les fréquences caractéristiques de l'écoulement.

2.3.5. Incertitude des mesures.

Même si les moyens de mesures utilisés ici sont classiques dans l'étude des systèmes « rotor- stator », une évaluation des erreurs de mesure doit être faite pour pouvoir estimer la précision des résultats.

Il faut donc au préalable définir la sonde triple ainsi que l'utilisation qui en est faite :

- La sonde à trois fils, de marque Auspex, est représentée figure 2.16. Elle est faite sur mesure. Les fils, de diamètre $2,5 \mu\text{m}$ et de longueur $0,7 \text{ mm}$, sont en PT-Tungstène. Lors de l'étalonnage ou du sondage d'un écoulement à Re proche de $1,44 \cdot 10^6$, 25000 acquisitions sont effectuées en chaque point, à la fréquence de $12,5 \text{ kHz}$ pour chaque fil. Lors du sondage d'un écoulement à Re proche de $1,55 \cdot 10^5$, on prend une fréquence d'acquisition de $6,25 \text{ kHz}$ pour le même nombre de mesures.
- Les domaines de mesure varient très fortement entre les différentes sondes. Dans le cas de notre sonde à trois fils, en ce qui concerne l'utilisation des fils chauds, le volume de mesure peut être estimé à l'aide de l'espace interbroche, soit $1,2 \text{ mm}$. Pour le fil froid le volume de mesure peut être estimé avec le diamètre du fil, soit $2,5 \mu\text{m}$.
- L'anémométrie à fils chauds étant une méthode intrusive, il paraît naturel de penser que la sonde modifie l'écoulement. Plus les dimensions de la sonde sont importantes, plus les erreurs de mesures sont grandes. Il faut notamment faire attention aux phénomènes parasites dus aux supports des fils chauds : il s'agit du refroidissement du fil par les supports qui sont à la température ambiante. Pour Bruun [3] le rapport de la longueur du fil sur son diamètre doit être inférieur à 500 pour obtenir un maximum de performance, ce qui est le cas de notre sonde.

2.3.5.1 Incertitude sur les mesures des températures et des flux pariétaux.

L'erreur donnée par le fabricant sur le régulateur de température allié à des thermocouples de type K est de 0,5%. Si on considère que la température pariétale durant tout le sondage ne varie pas plus de 0,5°C, on peut estimer une erreur globale sur la température de 1,5%.

Quant à l'erreur de mesure due au capteur de flux, elle est estimée par le constructeur à 5%. Si on admet une erreur de 0,05% sur la carte d'acquisition et une erreur de 0,3% sur le stockage [27], on peut alors considérer que l'erreur totale sur la mesure de flux n'excède pas 6%.

2.3.5.2 Incertitude sur les mesures des capteurs de pression.

Les capteurs de pressions ainsi que la chaîne de mesure sont les mêmes que ceux utilisés dans [27] dans lequel on estime que l'erreur totale commise lors des mesures des pressions est au maximum de 2,4%.

2.3.5.3 Incertitude sur les mesures dues à la sonde à trois fils.

Les erreurs de mesure dues aux sondes proviennent de différentes origines [12], [27]. Tout d'abord, nous avons les erreurs dues à la chaîne de mesure, puis aux caractéristiques de la sonde par rapport à l'étude effectuée et enfin à la position de la sonde dans l'écoulement.

En ce qui concerne les erreurs dues à la chaîne de mesure, nous devons considérer une erreur de 0,05% pour la carte d'acquisition, une erreur de 0,3% pour le stockage et une erreur d'étalonnage estimée à 1%.

La sonde étant fabriquée sur mesure pour cette étude, l'estimation de l'erreur engendrée par la sonde elle-même ne devrait pas dépasser 2%.

Il faut aussi prendre en compte l'erreur due à la position initiale de la sonde dans l'écoulement. D'après [27] l'estimation globale de cette erreur est de 2%.

En considération de tous ces résultats l'estimation totale de l'erreur sur le module de la vitesse n'excède pas 5,5%.

2.4 – CONCLUSION

La première étape de cette étude était l'implantation d'un banc d'essais de type rotor-stator avec aspiration radiale et échanges thermiques. Il s'agit d'une installation de laboratoire présentant l'intérêt de permettre des investigations locales.

Un dispositif de chauffage du stator, avec un système de régulation de la température a été conçu et réalisé, et des moyens de mesure adaptés ont été mis en place

Le banc d'essais tel qu'il est réalisé permet d'accéder à un ensemble de données expérimentales incluant les températures et les flux thermiques sur le stator, ainsi que des températures moyennes et fluctuantes de l'écoulement interne. Ces mesures viennent s'ajouter aux mesures des vitesses radiale et circonférencielle, moyennes et fluctuantes, obtenues classiquement par anémométrie à fils chauds.

La deuxième étape était d'aménager un second banc d'essais de type rotor-stator pour étudier les effets de bord. Des disques supérieurs ont été construits et aménagés pour permettre l'utilisation des moyens de mesure traditionnels (anémométrie à fils chauds) et pour observer les effets dans l'écoulement dus à une augmentation ou une diminution du stator par rapport au rotor.

Le second banc d'essais tel qu'il est réalisé permet d'accéder à un ensemble de données expérimentales incluant les mesures des vitesses radiale et circonférencielle, moyennes et fluctuantes ainsi que les pressions sur le stator.

CHAPITRE 3 :

RESULTATS EXPERIMENTAUX

CHAPITRE 3 : RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1 - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la présentation et à l'analyse des résultats expérimentaux. Il porte essentiellement sur l'étude aérodynamique de l'écoulement turbulent interdisque. Néanmoins, il a paru utile, au préalable, de souligner une particularité dont il n'a pas été suffisamment tenu compte jusqu'à présent : il s'agit de l'importance des conditions en périphérie des disques.

En conséquence, ce chapitre comporte trois parties, la première relativement brève consacrée à la mise en évidence de la grande sensibilité de l'écoulement dans une cavité de type rotor-stator ouverte à l'égard de la géométrie périphérique des disques, et deux autres plus étoffées concernant l'étude aérodynamique à deux nombres de Reynolds.

EFFETS DE BORD

3.2 – EFFETS DE BORD

3.2.1. Position du problème.

L'expérience acquise au cours de récents travaux a permis de noter la grande sensibilité des écoulements interdisques aux effets de bord. Aussi, nous allons examiner expérimentalement ce point dans le cadre de l'étude des écoulements dans une cavité ouverte de type rotor-stator, non soumise à un flux radial forcé ($Ro = 0$). D'un point de vue fondamental il s'agit de savoir dans quelle mesure l'hypothèse de disques de rayons infinis est apte à rendre compte des écoulements réels, avec rayons finis. D'autre part, cette étude doit permettre de fournir des informations en modélisation numérique concernant les conditions aux limites à afficher en périphérie des disques. L'approche envisagée consiste à examiner l'influence de la géométrie périphérique de la cavité sur les vitesses moyennes u et v , les corrélations de vitesse et la pression p sur le stator.

L'étude par similitude faite dans le chapitre 1 section 1.2.2.1 montre que les paramètres sans dimension du problème sont les suivants : le paramètre de forme de la cavité G , le nombre de Reynolds Re , qui peut être remplacé par le nombre d'Ekman Ek , auxquels s'ajoutent les paramètres géométriques λ , η et η' liés à la géométrie de la périphérie.

Les paramètres G , Re , η et η' sont fixes. On suppose $|\lambda| \sim 1$. Cette hypothèse indique que l'on considère une cavité délimitée par deux disques de rayons très voisins. Les conditions $G \ll 1$ et $Ek \ll 1$ laissent prévoir selon [1] l'existence d'un noyau central entre deux couches limites adjacentes aux disques.

Parmi les paramètres relatifs à la géométrie de la périphérie seule l'influence de λ a été prise en compte. On peut estimer que l'effet du paramètre η' est négligeable. Par contre, η pourrait intervenir par le fait que le mouvement de la partie du rotor externe à la cavité produit une prérotation du milieu environnant qui peut avoir des conséquences sur le fluide absorbé par la cavité.

3.2.2. Effets de la variation du rayon du stator.

Cette section est consacrée à l'interprétation des résultats expérimentaux concernant les conditions en périphérie, obtenus sur le second banc d'essais. L'essentiel des mesures porte sur les deux composantes de la vitesse, radiale et circumférencielle, les auto-corrélations et les corrélations croisées de vitesse, ainsi que les mesures de la pression moyenne sur le stator. Les essais sont réalisés pour les conditions d'expériences suivantes : $G = 0,08$, $Re = 1,25 \cdot 10^6$, $Ro = 0$, $\eta = 0,5$, $\eta' = 1$. Les quatre stators imposent quatre valeurs au paramètre λ : $-0,25$, 0 , $0,25$ et $0,5$.

Les résultats sont représentés sur les figures 3.1 à 3.10. Pour ne pas alourdir ce mémoire, les courbes donnant l'évolution en fonction du rayon à λ fixé, ne sont pas fournies (elles sont tenues à disposition). Une représentation mettant en valeur l'évolution en fonction de λ à position radiale fixe est donnée sur les figures 3.1 à 3.5.

Pour la composante circumférencielle (figures 3.1) on observe sur toutes les courbes les trois domaines habituels, à savoir : une zone à proximité de chacun des disques où le gradient de vitesse est important et une région intermédiaire dans laquelle la vitesse évolue très peu. Mais, on remarque surtout un regroupement spectaculaire des courbes en deux faisceaux, l'un obtenu pour $\lambda \leq 0$ et l'autre pour $\lambda \geq 0,25$. L'établissement, dans le noyau central, d'un mouvement de rotation en bloc se fait seulement pour le type d'écoulement correspondant à $\lambda \geq 0,25$ et à une certaine distance de la périphérie, soit $rR^{-1} \leq 0,6$ ici : on obtient alors pour $V/\Omega r$ une valeur constante voisine de celle prévue par Batchelor dans le cas de disques infinis [1].

Par contre pour $\lambda \leq 0$, le niveau des vitesses circumférencielles est nettement moins élevé et il ne cesse d'évoluer avec le rayon, croissant lentement lorsqu'on va de la périphérie vers l'axe avec cependant un niveau qui reste constant à tous les rayons au voisinage du rotor.

Pour les besoins de la discussion, une représentation montrant l'évolution du coefficient d'entraînement Γ , égal à $\frac{V}{\Omega r}$ mesuré en milieu de veine, est présentée sur la figure 3.6.

Pour la composante radiale (figures 3.2) on distingue également les trois domaines habituels suivants : un domaine situé à proximité du rotor où le fluide est éjecté, une couche limite sur le stator et une région intermédiaire où le niveau de vitesses radiales reste faible.

Là encore, on observe le regroupement des courbes en deux faisceaux distincts, correspondant pour l'un à $\lambda \leq 0$ et l'autre à $\lambda \geq 0,25$. On peut cependant noter que ces différences s'estompent quand on s'éloigne de la périphérie. Notamment pour $rR^{-1} \leq 0,57$ il y a regroupement des courbes, de sorte que l'influence des effets de bord sur la position radiale devient insignifiante. Par contre, pour $rR^{-1} \geq 0,66$ et dans le cas où $\lambda \geq 0,25$ le niveau des vitesses radiales est plus élevé que dans le type d'écoulement avec $\lambda \leq 0$.

Seuls les deux rayons les plus proches de l'axe, dans le cas $\lambda \leq 0$, semblent montrer une évolution légèrement différente.

En ce qui concerne les auto-corrélations de vitesse (figures 3.3 et 3.4) l'allure générale des courbes correspond à ce que l'on trouve dans la littérature [8] : des niveaux très faibles dans le noyau central, avec toutefois des valeurs un peu plus importantes pour les auto-corrélations de vitesse circonférencielle que radiale.

Le regroupement en deux faisceaux distincts se fait pour les mêmes valeurs de λ que précédemment.

On constate aussi que pour $\lambda \leq 0$ les courbes se superposent en milieu de veine, suivant le rayon. Néanmoins, pour $ZH^{-1} \leq 0,4$ il y a une augmentation du niveau des auto-corrélations au fur et à mesure que l'on se rapproche de la périphérie. Pour $rR^{-1} = 0,948$ cette distinction est encore plus flagrante puisqu'elle prend effet pratiquement en milieu de veine. Là, se situe une légère différence avec la référence [8] où, pour $ZH^{-1} \leq 0,4$, l'on n'avait pas une variation aussi marquée. Ceci est sans doute dû au fait que l'entraînement de l'air près du rotor produit une augmentation des intensités turbulentes, mais le moyeu central tournant, existant dans [8], aide à une homogénéisation des vitesses.

Pour $\lambda \geq 0,25$ l'évolution des courbes suivant le rayon ne permet pas de conclure : bien que leurs niveaux soient supérieurs à ceux trouvés dans l'autre type d'écoulement, ils n'en demeurent pas moins très faibles et semblent montrer une superposition. Néanmoins, on peut noter que la valeur générale de chacune des deux auto-corrélations de la vitesse est plus élevée que dans les cas précédents et que leurs évolutions suivant ZH^{-1} est nettement moins

lisse et montre une grande dispersion. Il semble que l'augmentation de rayon du stator entraîne une augmentation des fluctuations de vitesses radiales et circumférencielles.

Plus précisément, pour l'évolution des auto-corrélations de vitesse circumférencielle suivant les deux types d'écoulement, on constate que (figures 3.3), mis à part le premier rayon, il y a superposition parfaite des courbes pour $\lambda \leq 0$. L'autre type d'écoulement montre deux courbes ayant une allure semblable, mais qui sont légèrement décalées. Cependant, on peut noter qu'à proximité du stator les courbes se rejoignent. Pour les auto-corrélations de vitesse radiale (figures 3.4), on constate le même regroupement en deux faisceaux. Pour $\lambda = 0$ et $\lambda = -0,25$ les deux courbes sont superposées quand $rR^{-1} \geq 0,66$; il y a ensuite un léger décalage qui augmente quand on s'approche de l'axe. Ce décalage existe entre $\lambda = 0,25$ et $\lambda = 0,5$ dès la première position radiale.

Les figures 3.5 représentant les corrélations croisées de vitesse montrent que la distinction entre les deux régimes est moins nette et que les courbes sont relativement semblables, avec un niveau général encore plus proche de zéro dans le noyau central.

La figure 3.6 confirme les remarques déjà faites : Γ n'est constant que pour un des deux types d'écoulement, et seulement pour $rR^{-1} \leq 0,6$.

La figure 3.7 représentant la distribution de la pression moyenne normalisée $\frac{P}{\rho\Omega^2R^2}$ sur le stator confirme la séparation en deux régimes décelée sur les vitesses moyennes.

3.2.3 Discussion.

La propriété mise en évidence en [14] et quantifiée ici dans le cas $G = 0,08$, $Re = 1,25 \cdot 10^6$ consiste en l'existence d'un passage entre deux solutions distinctes qui s'accomplit pour une faible variation du rayon du stator. Ce passage est accompagné par des variations spectaculaires de la composante circumférencielle de la vitesse (figures 3.1 et 3.6) et de la pression (figure 3.7). Il y a donc une valeur critique λ_c de λ séparant les deux types

d'écoulement, dont un seulement tend vers la solution de Batchelor quand on s'éloigne de la périphérie. Il est à prévoir que pour $\lambda = \lambda_c$ un basculement intermittent va se produire entre les deux solutions. Dans le cas examiné λ_c est compris entre 0 et 0,25.

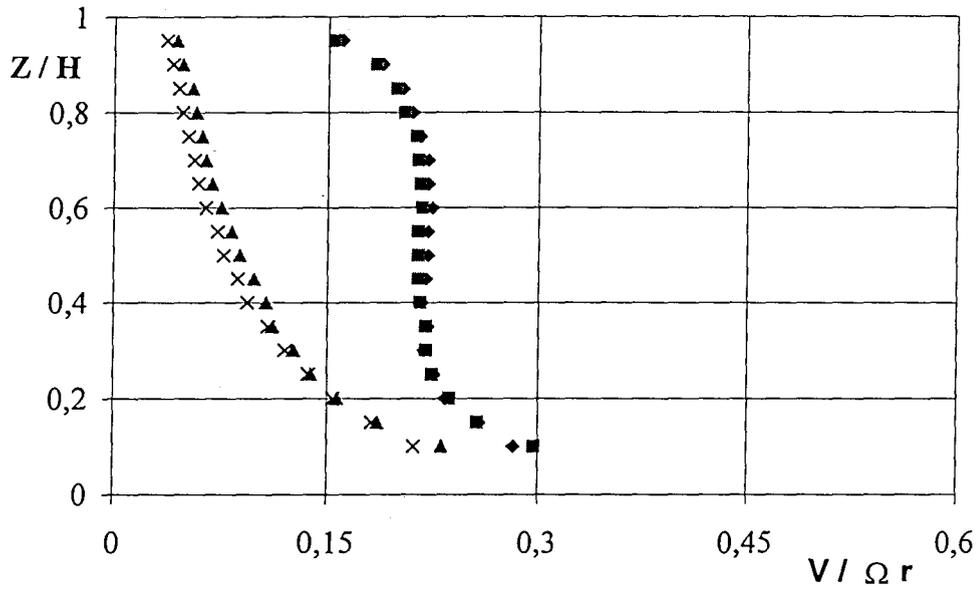
Pour voir si λ_c dépend de la distorsion de la cavité, nous avons comparé nos mesures de vitesse circumférencielle pour $\lambda = 0$, $G = 0,08$ avec un essai fait dans [8] avec $\lambda = 0$, $G = 0,04$ au même nombre de Reynolds (figure 3.8). On constate que pour $G = 0,04$ la valeur de $\frac{V}{\Omega r}$ est proche de la solution théorique des disques de rayons infinis, mais moins cependant que dans le cas $G = 0,08$, $\lambda = 0,25$, surtout lorsqu'on examine le voisinage du stator, ainsi que le voisinage immédiat de la périphérie ($rR^{-1} = 0,948$). Il semble ressortir de ces essais que λ_c est une fonction croissante de G et que pour $\lambda > \lambda_c$ l'écoulement vient se confondre avec celui de Batchelor d'autant plus près de la périphérie que G est petit (figure 3.10).

Une comparaison entre nos valeurs du coefficient d'entraînement pour $G = 0,08$, $Re = 1,25 \cdot 10^6$, $\lambda = 0,25$, $\eta = 0,5$ et $\eta' = 1$ et des résultats expérimentaux extraits de [8] où les valeurs des paramètres sont : $G = 0,08$, $Re = 1,47 \cdot 10^6$, $\lambda = 0,27$, $\eta = 0,67$ et $\eta' = 4,33$ est présentée sur la figure 3.9. Les valeurs obtenues pour Γ sont très voisines, ce qui semble indiquer que le paramètre η' joue un rôle mineur. Par contre, il est impossible pour l'instant de conclure quant à l'influence du paramètre η .

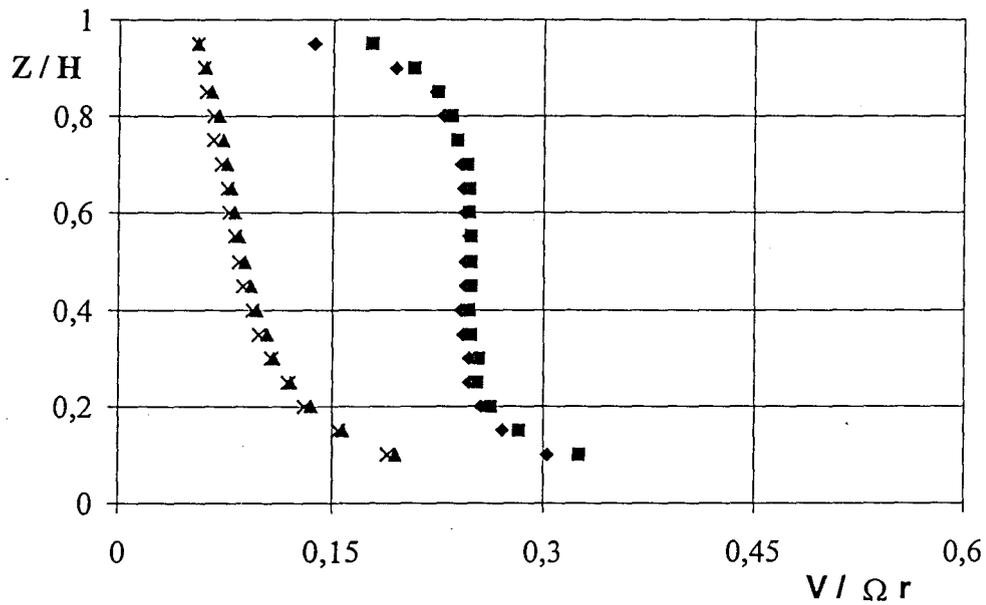
En résumé, nos expériences montrent que l'écoulement tend, à nombre de Reynolds et à distorsion donnés, vers la solution correspondant à des disques de rayons infinis seulement lorsque le rapport du rayon du stator à celui du rotor est suffisamment grand (figure 3.10). On obtient donc deux types d'écoulement : un correspondant à la solution de Batchelor et l'autre ressemblant, tout au moins près de la périphérie, à la solution de Stewartson [29]. Ce dernier tend, quand on s'approche de l'axe, donc quand les effets de bord s'atténuent, à devenir un écoulement de type Batchelor, même si le niveau des vitesses circumférencielles est beaucoup plus faible que dans le premier type d'écoulement.

Les investigations sur les effets de bord n'ont pas été poussées plus avant car ce n'est pas l'objectif initial de la thèse. Toutefois les résultats obtenus montrent qu'il serait intéressant d'envisager de cerner le phénomène, en particulier par la détermination précise de

la transition entre les régimes observés, et également par une suppression de la prérotation produite par le rotor à la périphérie des disques, ou tout au moins par sa maîtrise.



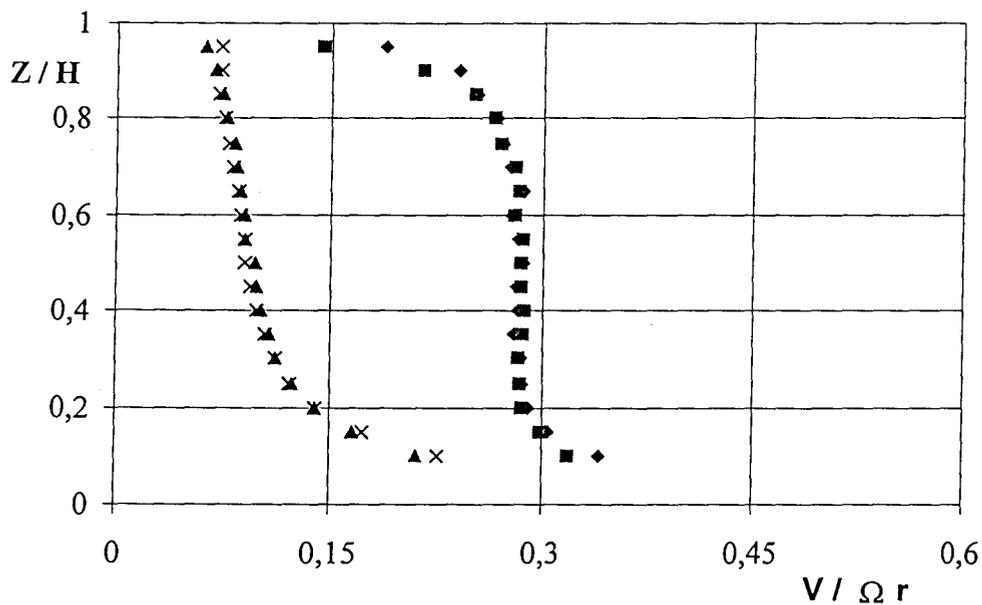
- Figure 3.1.a : Vitesses circonférencielles , $r/R = 0,948$ -



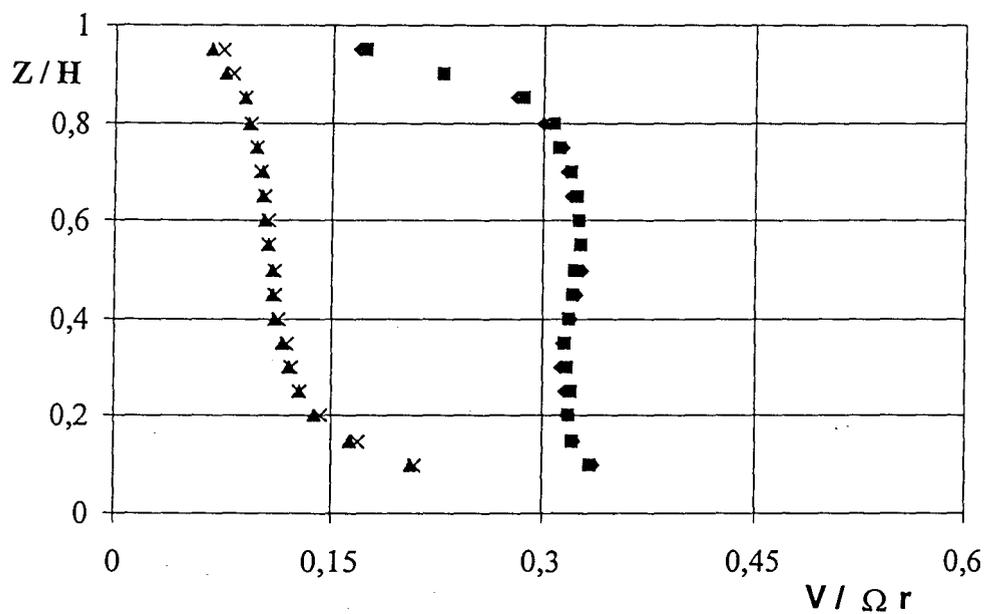
- Figure 3.1.b : Vitesses circonférencielles , $r/R = 0,852$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



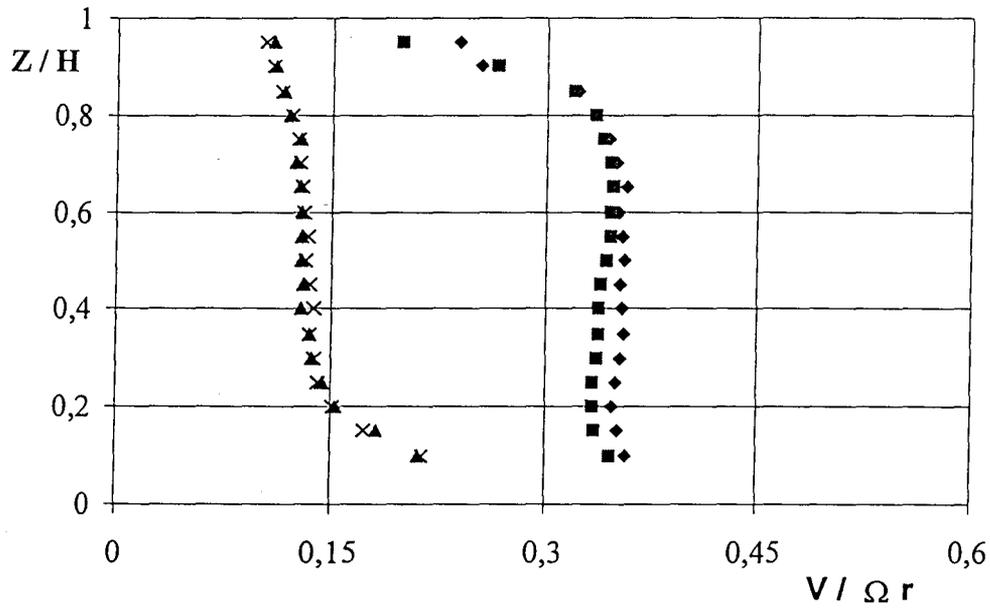
- Figure 3.1.c : Vitesses circulatoires , $r/R = 0,756$ -



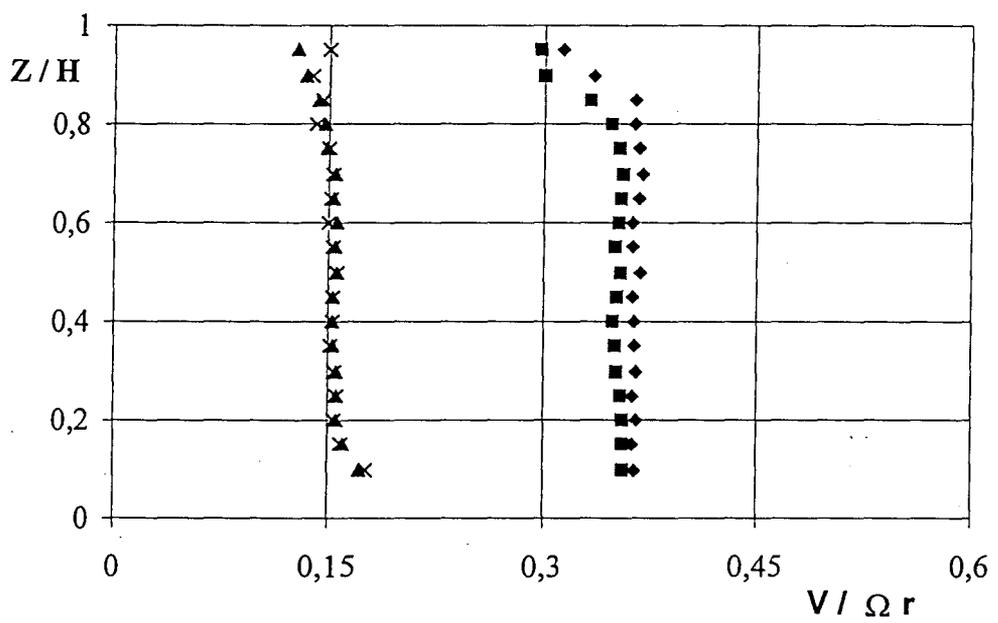
- Figure 3.1.d : Vitesses circulatoires , $r/R = 0,66$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



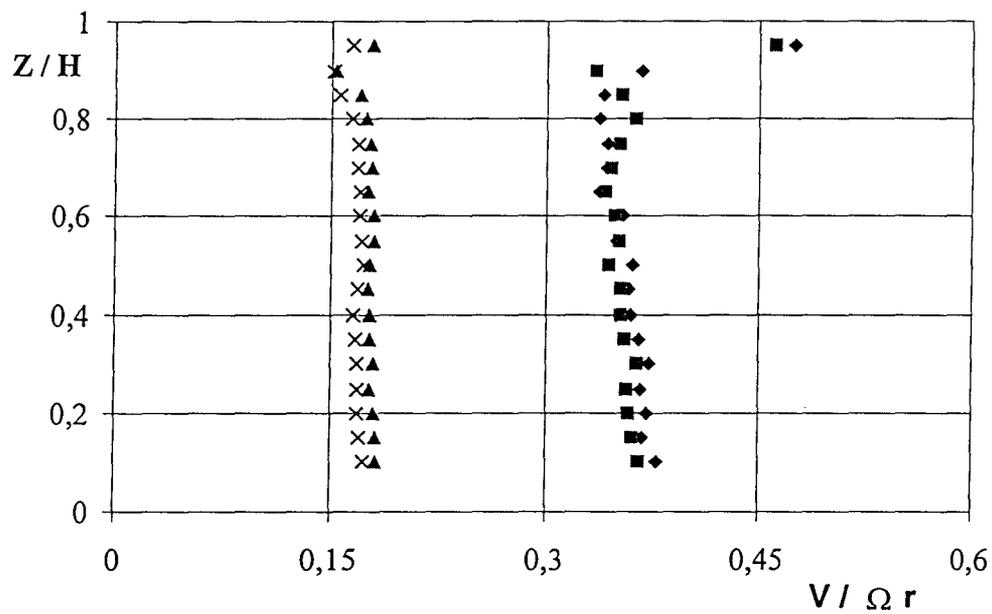
- Figure 3.1.e : Vitesses circonférencielles , $r/R = 0.568$ -



- Figure 3.1.f : Vitesses circonférencielles , $r/R = 0.476$ -

$\eta = 0,5 ; \eta' = 1 ; G = 0,08 ; C = 1 ; Ro = 0 ; Re = 1,25 \cdot 10^6 ; Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

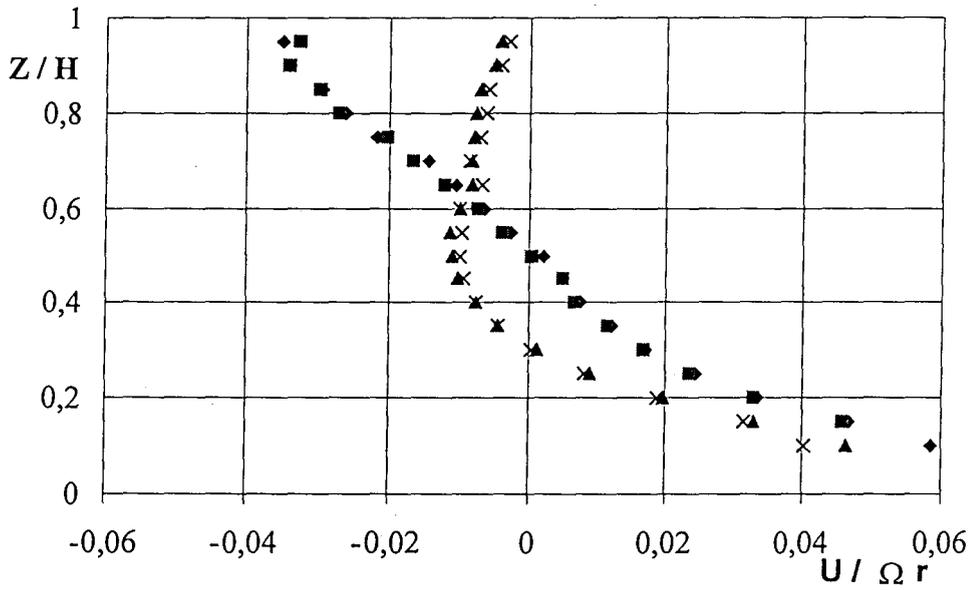
◆ $\lambda = 0,5 ;$ ■ $\lambda = 0,25 ;$ ▲ $\lambda = 0 ;$ × $\lambda = -0,25$



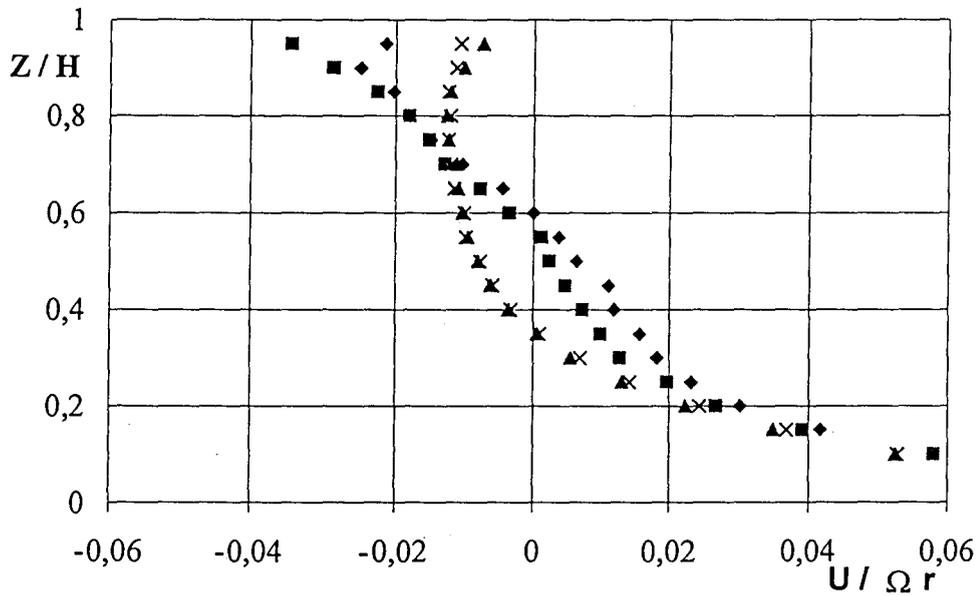
- Figure 3.1.g : Vitesses circonférencielles , $r/R = 0,384$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

\blacklozenge $\lambda = 0,5$; \blacksquare $\lambda = 0,25$; \blacktriangle $\lambda = 0$; \times $\lambda = -0,25$



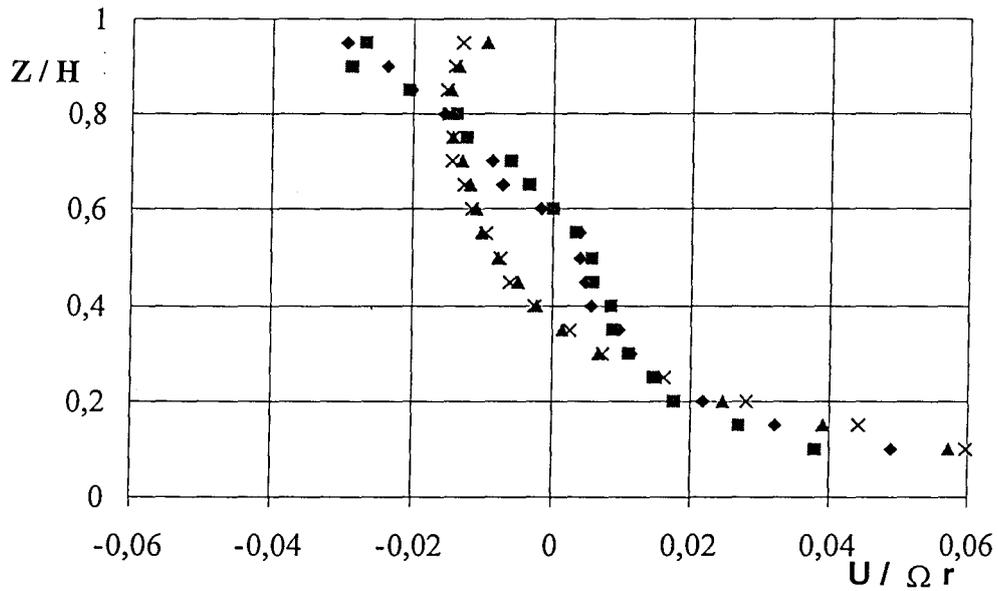
- Figure 3.2.a : Vitesses radiales , $r/R = 0,948$ -



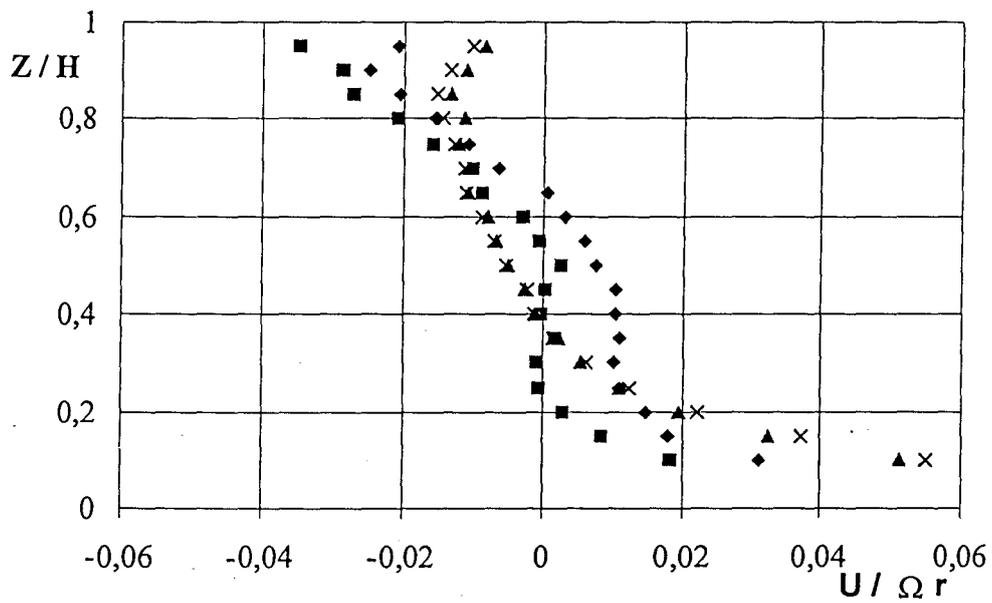
- Figure 3.2.b : Vitesses radiales , $r/R = 0,852$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

\blacklozenge $\lambda = 0,5$; \blacksquare $\lambda = 0,25$; \blacktriangle $\lambda = 0$; \times $\lambda = -0,25$



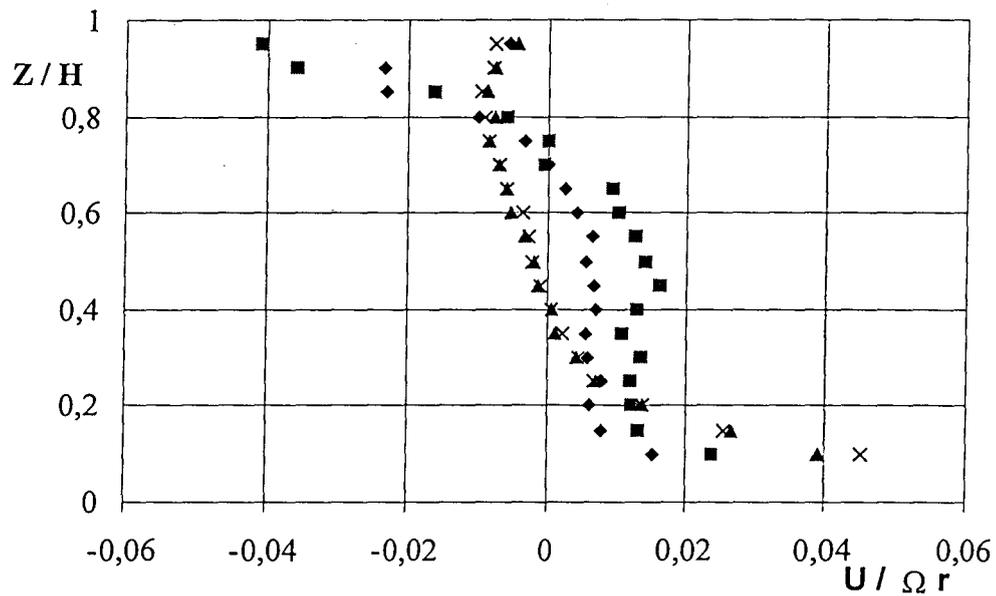
- Figure 3.2.c : Vitesses radiales , $r/R = 0,756$ -



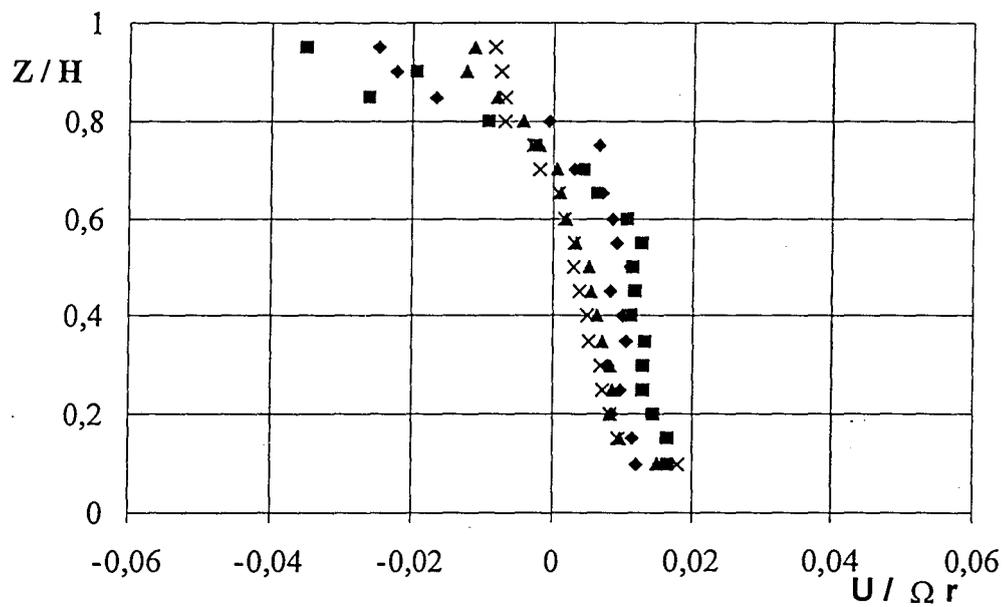
- Figure 3.2.d : Vitesses radiales , $r/R = 0,66$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



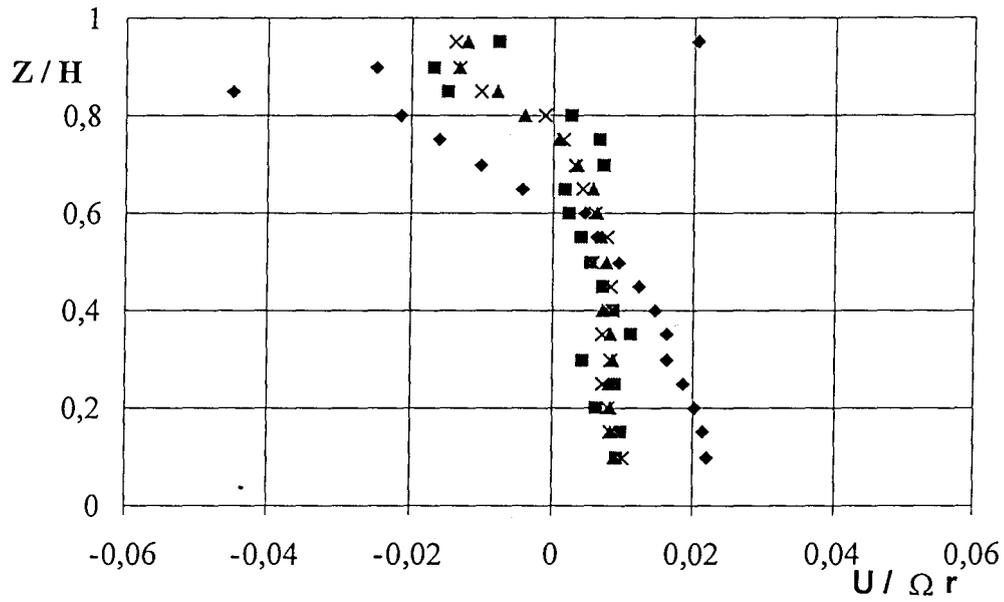
- Figure 3.2.e : Vitesses radiales , $r/R = 0.568$ -



- Figure 3.2.f : Vitesses radiales , $r/R = 0.476$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

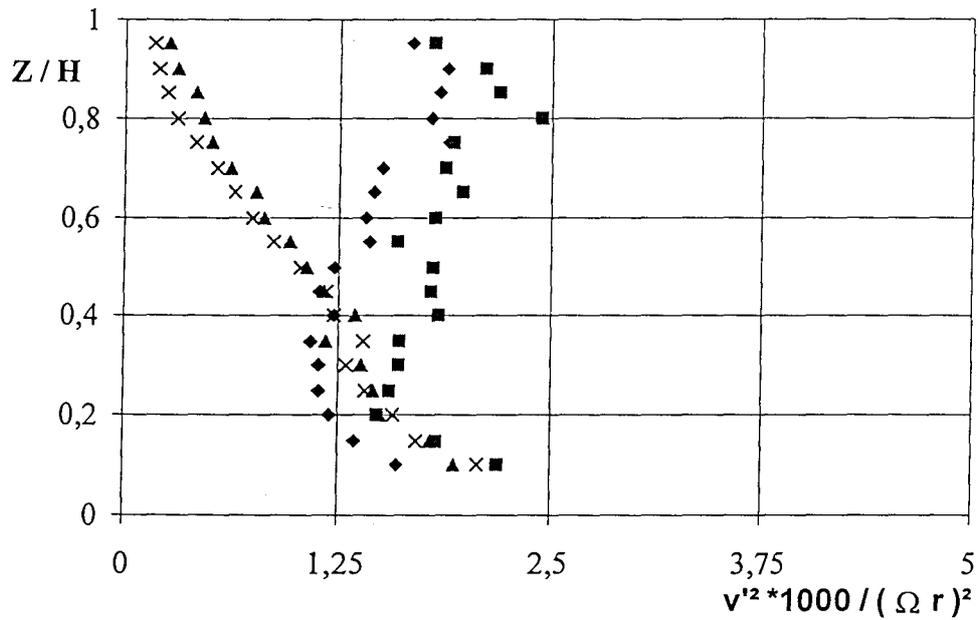
◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



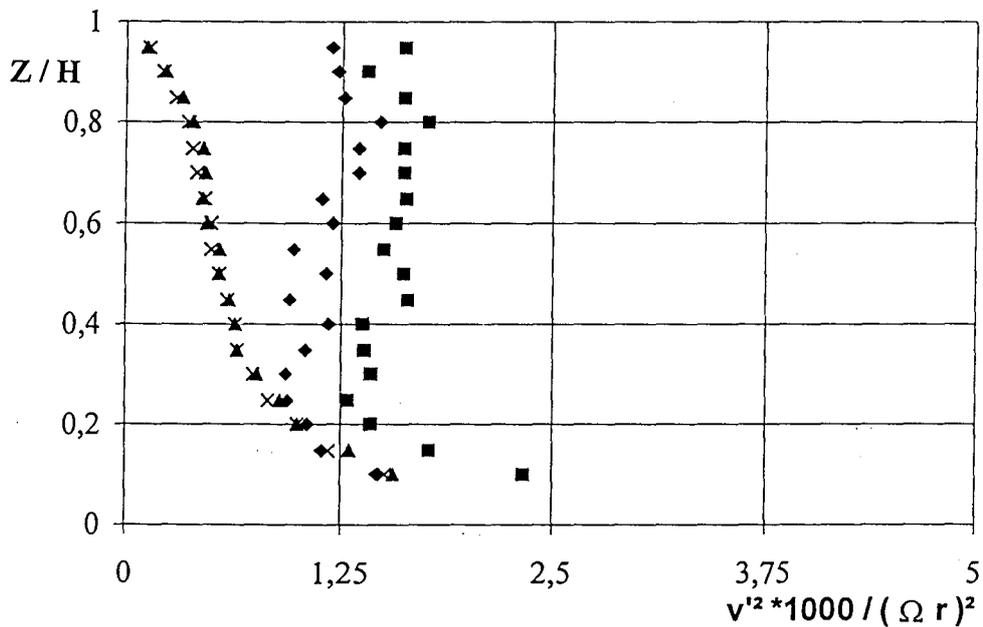
- Figure 3.2.g : Vitesses radiales , $r/R = 0,384$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



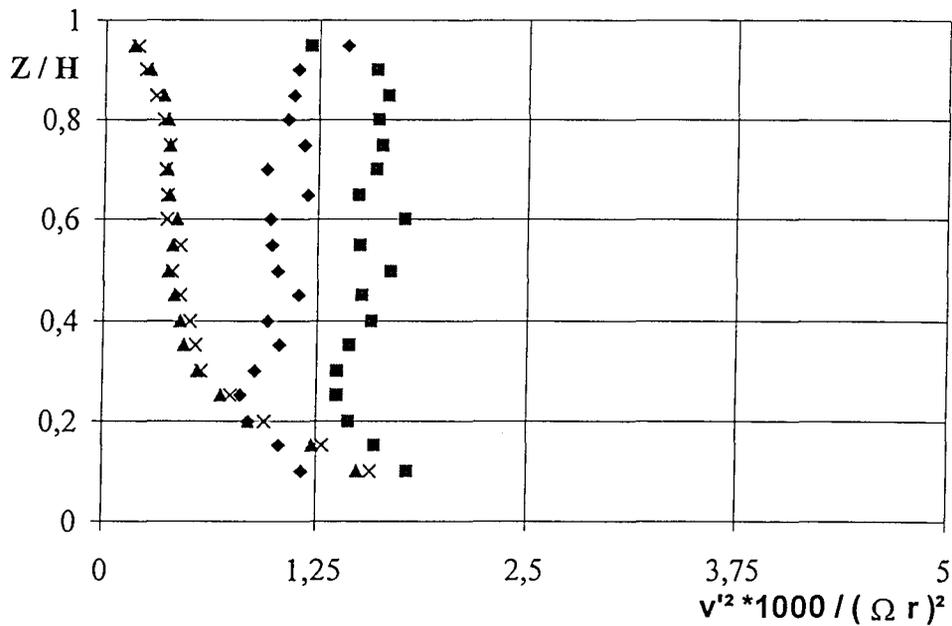
- Figure 3.3.a : Auto-corrélations de vitesse circonférencielle , $r/R = 0,948$ -



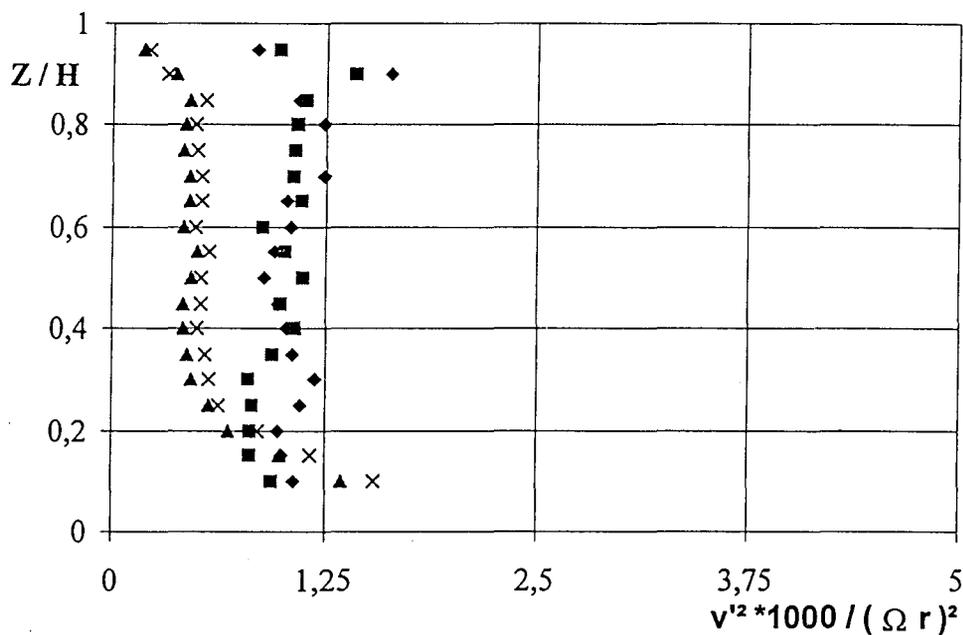
- Figure 3.3.b : Auto-corrélations de vitesse circonférencielle , $r/R = 0,852$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



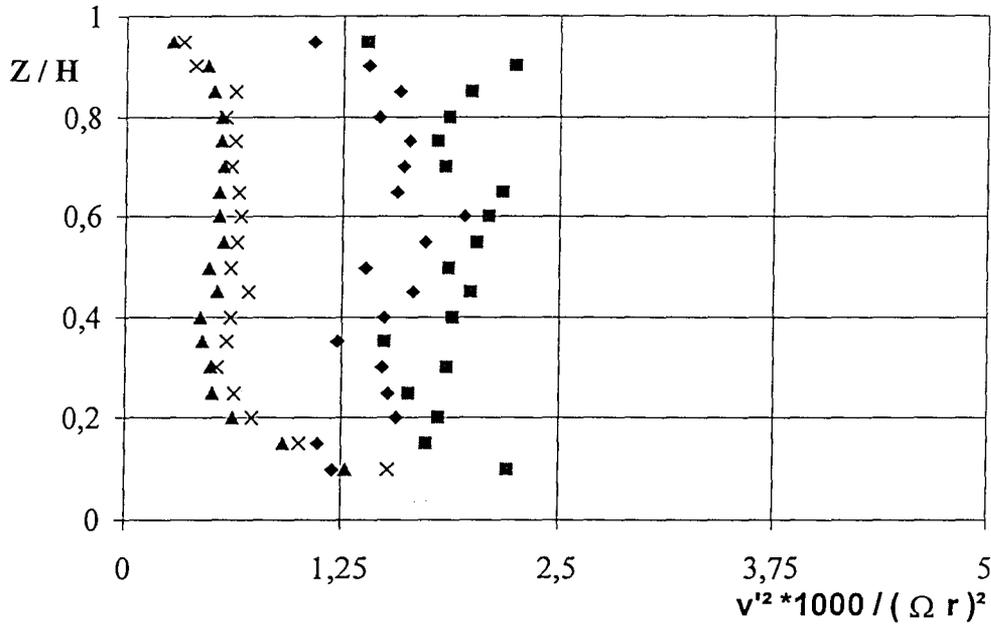
- Figure 3.3.c : Auto-corrélations de vitesse circulaire, $r/R = 0,756$ -



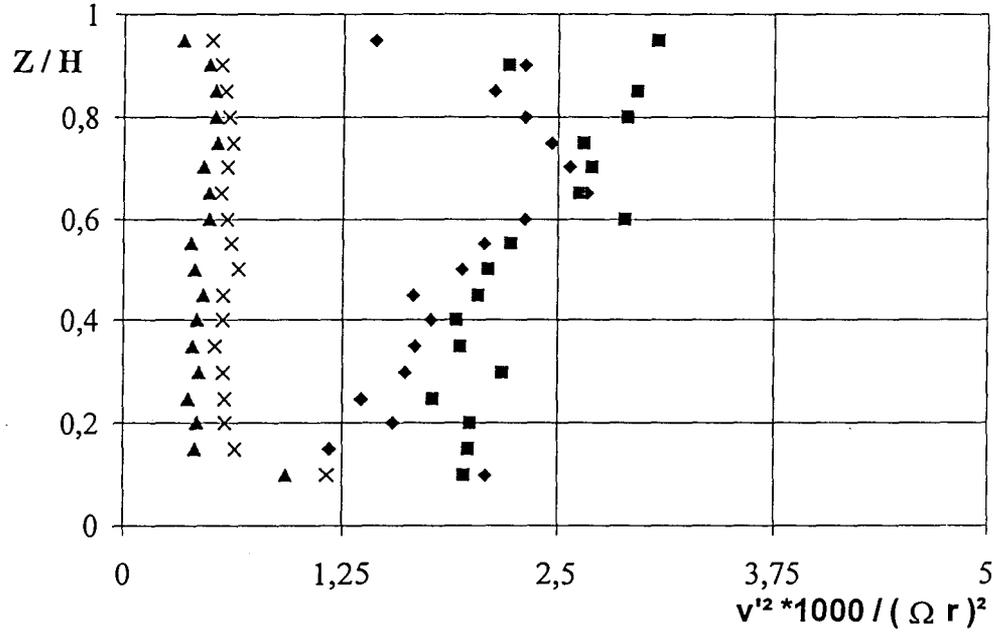
- Figure 3.3.d : Auto-corrélations de vitesse circulaire, $r/R = 0,66$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



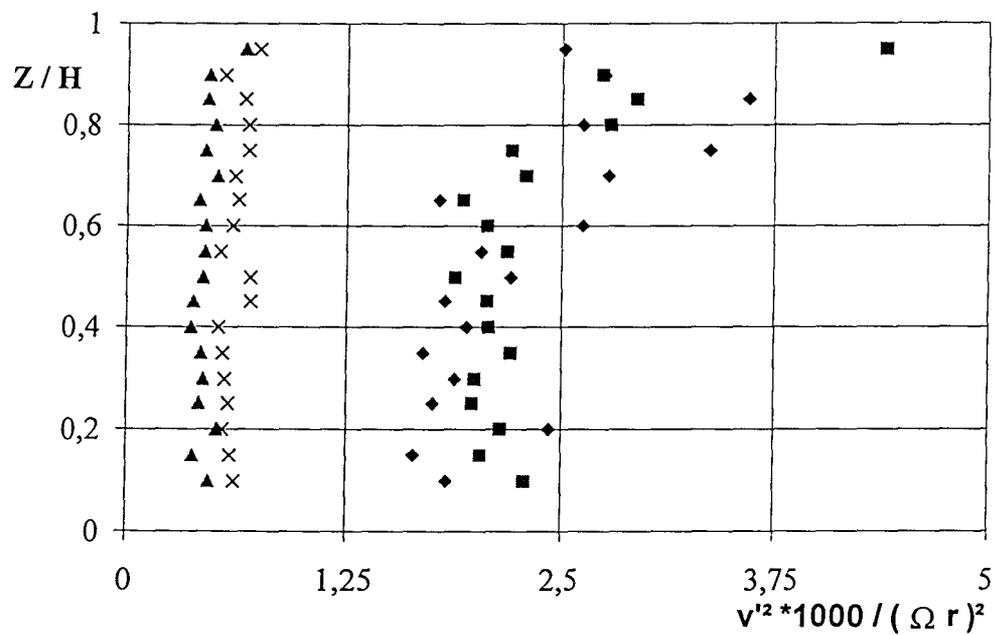
- Figure 3.3.e : Auto-corrélations de vitesse circulaire, $r/R = 0.568$ -



- Figure 3.3.f : Auto-corrélations de vitesse circulaire, $r/R = 0.476$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

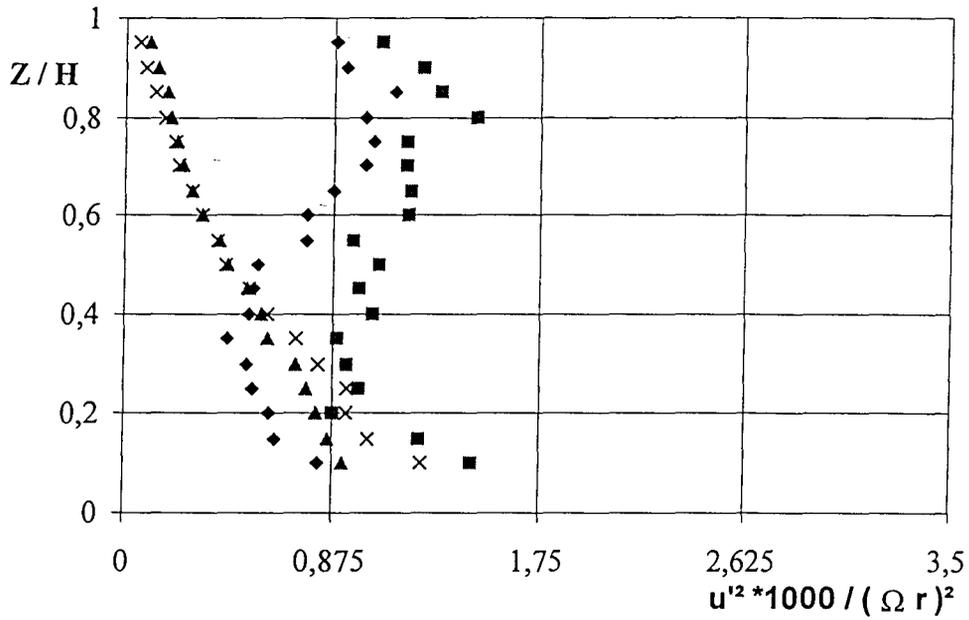
◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



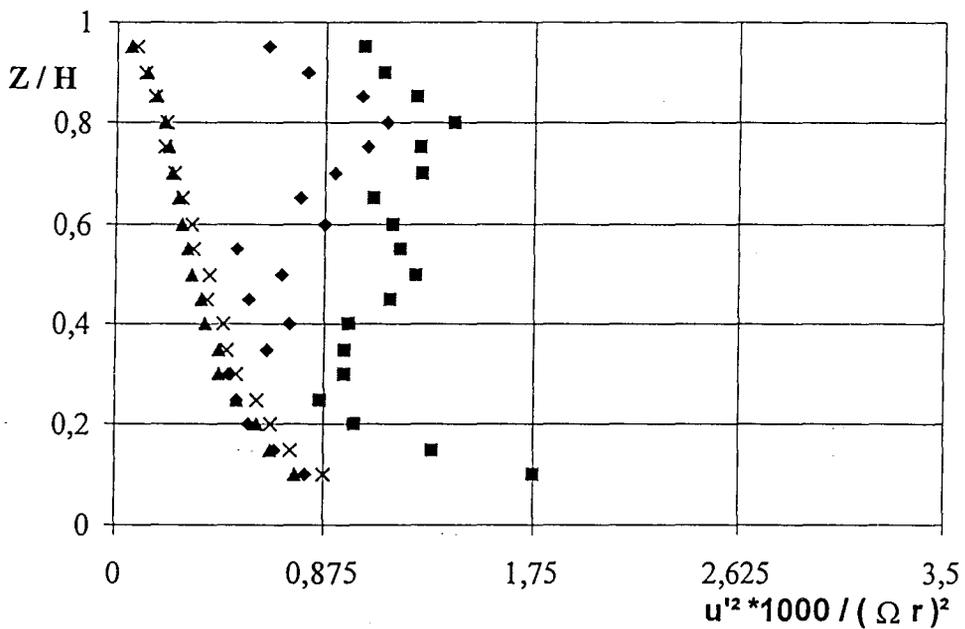
- figure 3.3.g : Auto-corrélations de vitesse circulaire, $r/R = 0,384$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

\blacklozenge $\lambda = 0,5$; \blacksquare $\lambda = 0,25$; \blacktriangle $\lambda = 0$; \times $\lambda = -0,25$



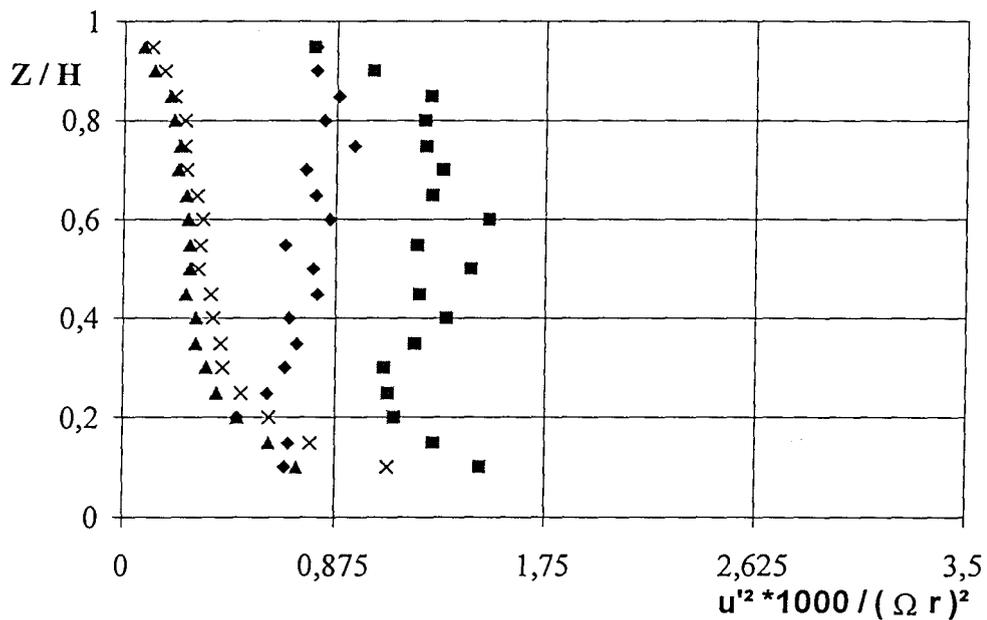
- Figure 3.4.a : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0,948$ -



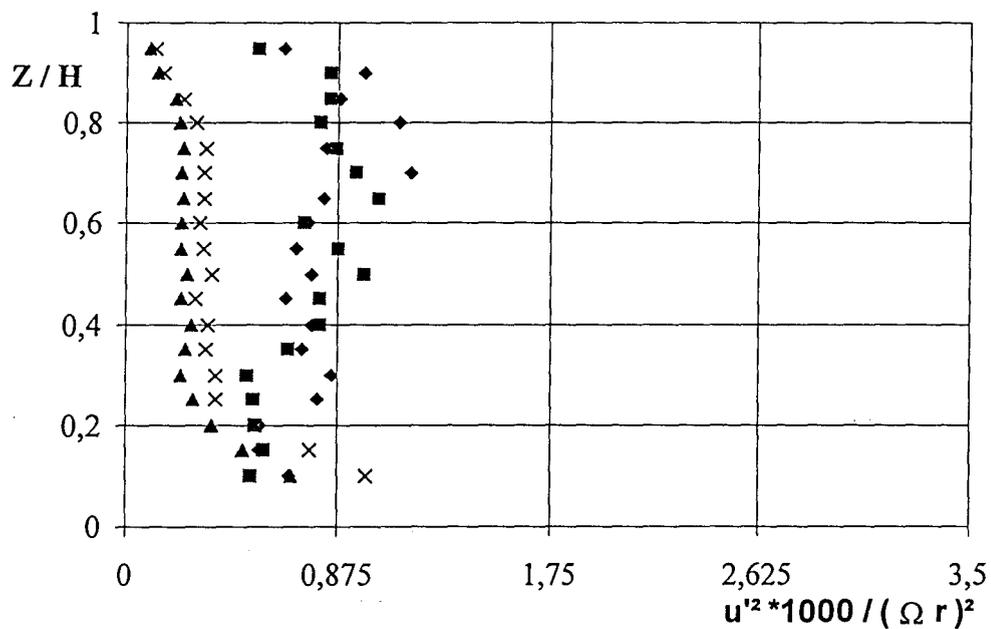
- Figure 3.4.b : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0,852$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



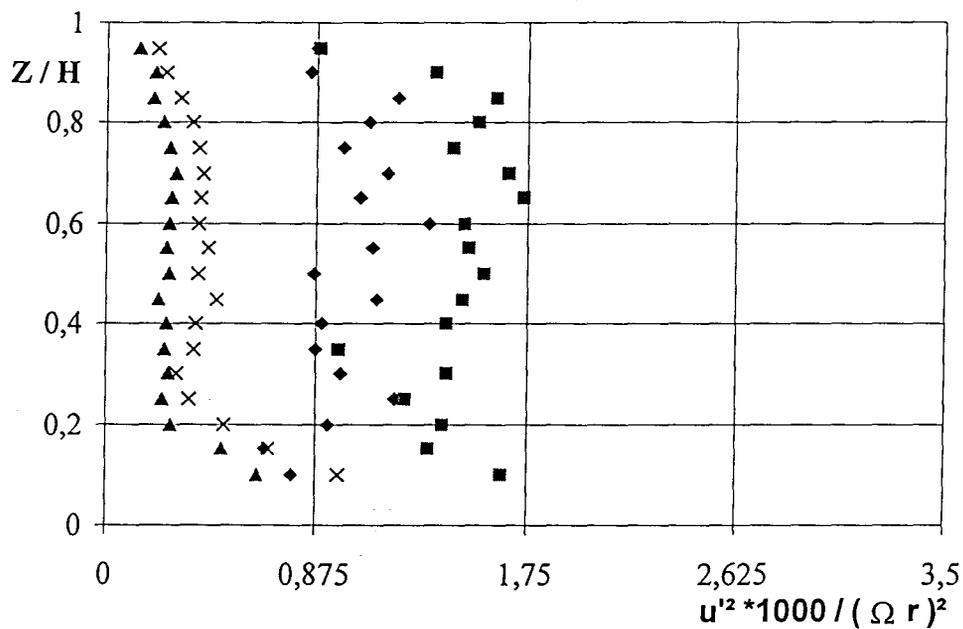
- Figure 3.4.c : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0,756$ -



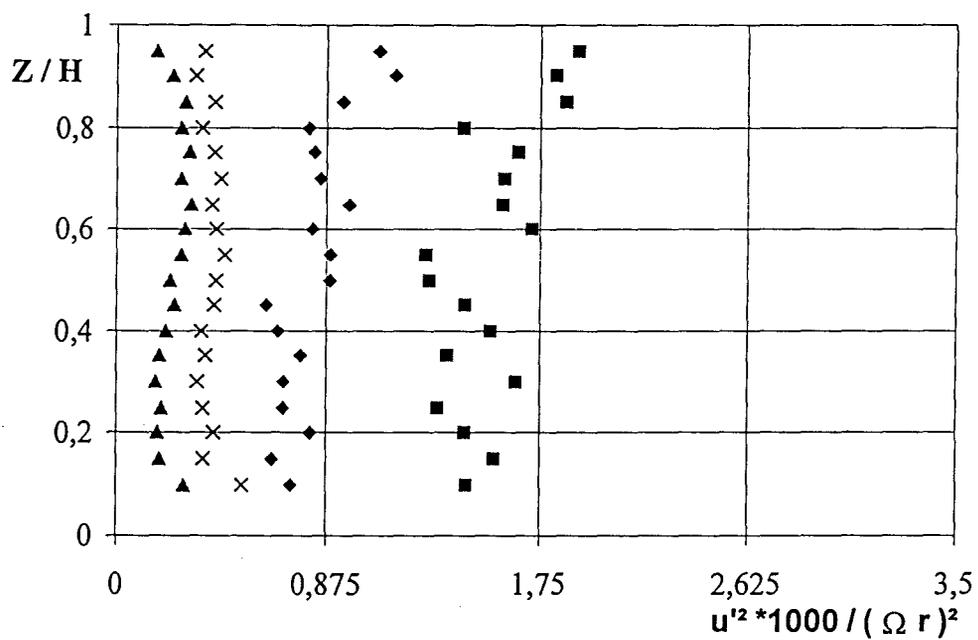
- Figure 3.4.d : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0,66$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



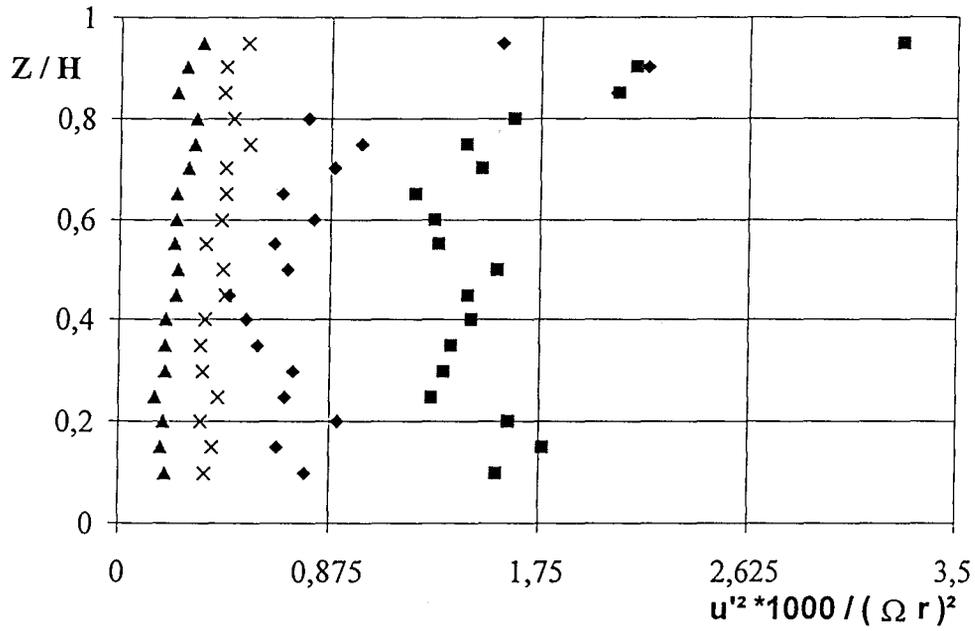
- Figure 3.4.e : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0568$ -



- Figure 3.4.f : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0.476$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

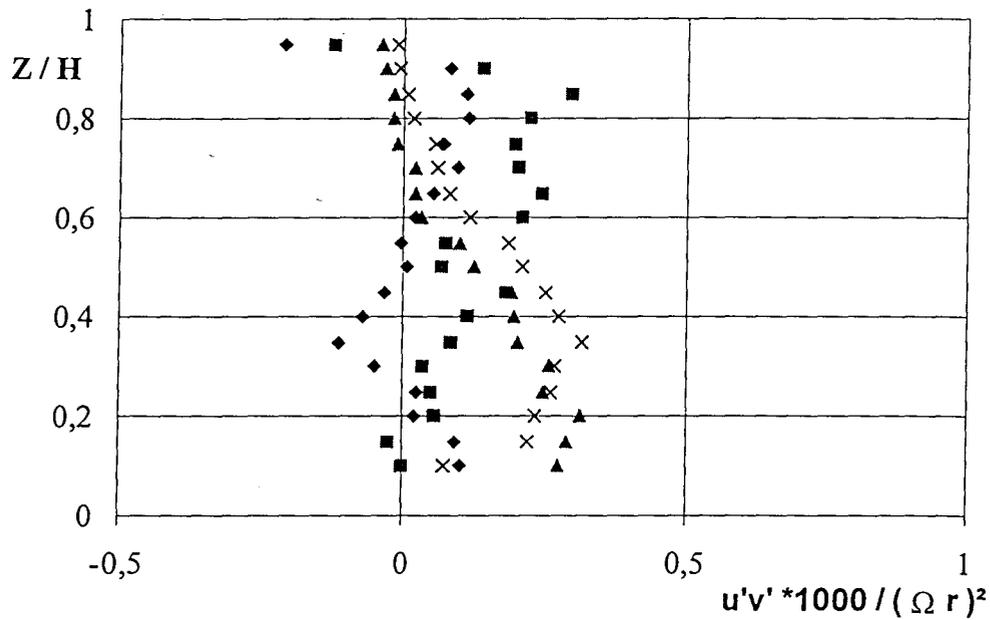
◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



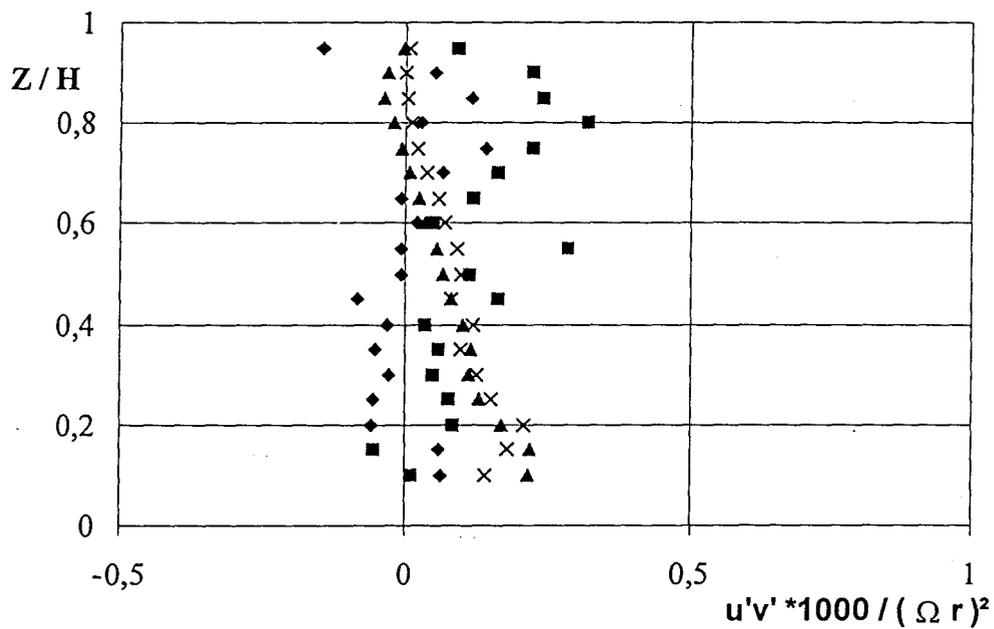
- Figure 3.4.g : Auto-corrélations de vitesse radiale , $r/R = 0,384$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



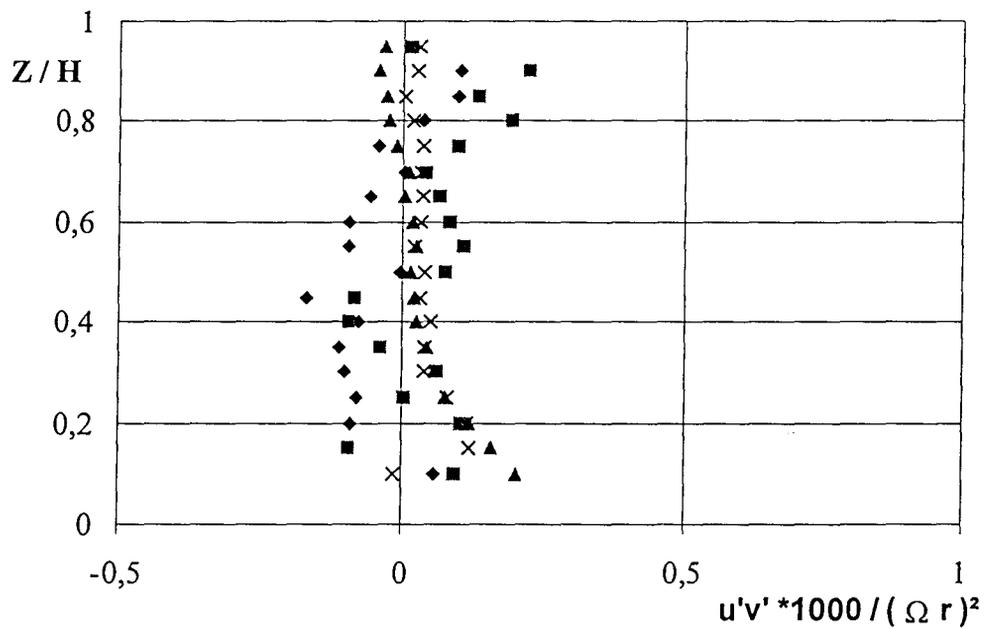
- Figure 3.5.a : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0,948$ -



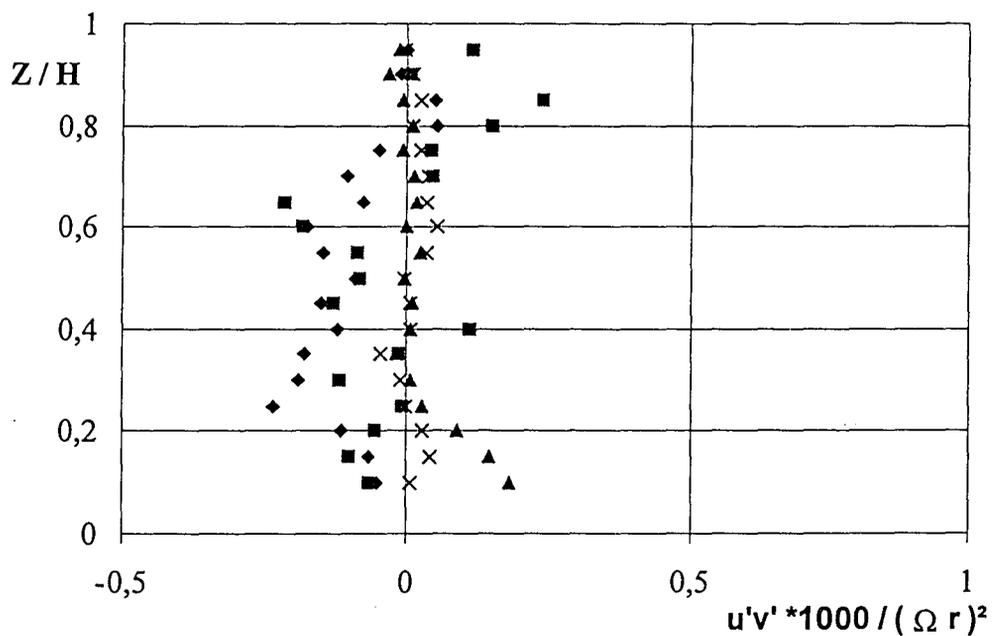
- Figure 3.5.b : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0,852$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



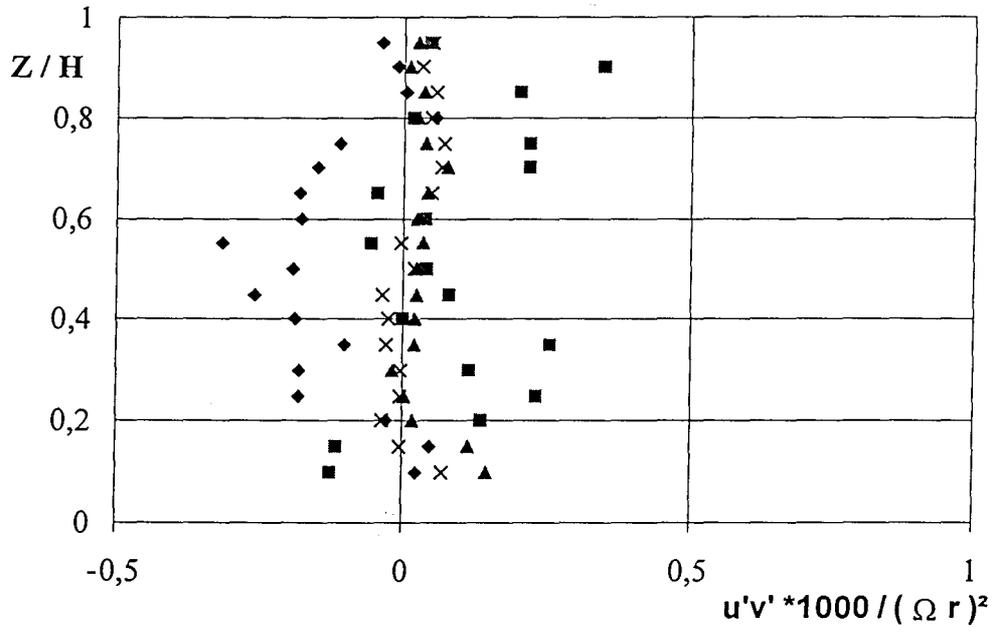
- Figure 3.5.c : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0,756$ -



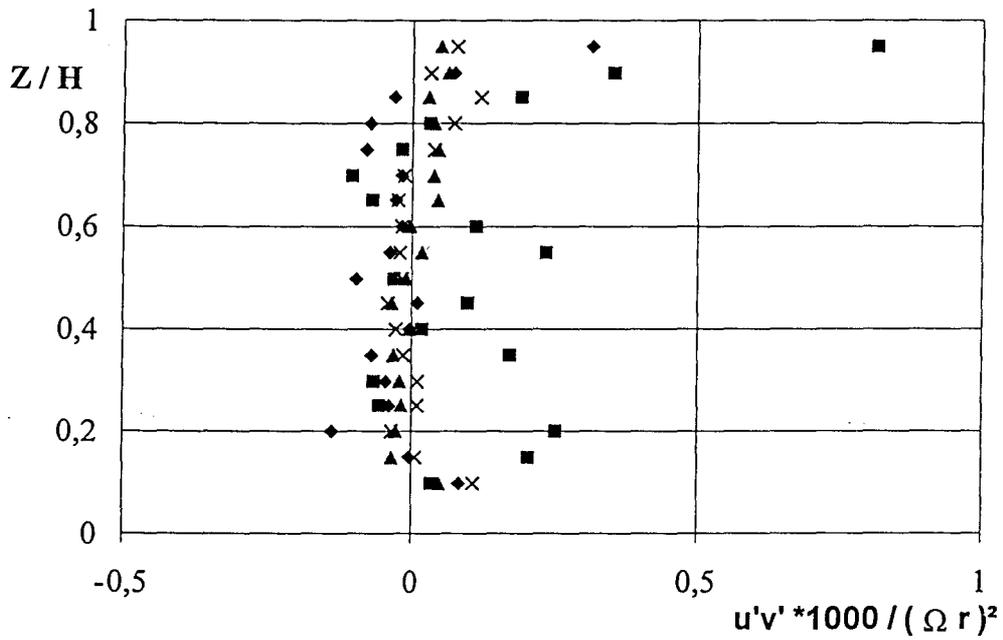
- Figure 3.5.d : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0,66$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



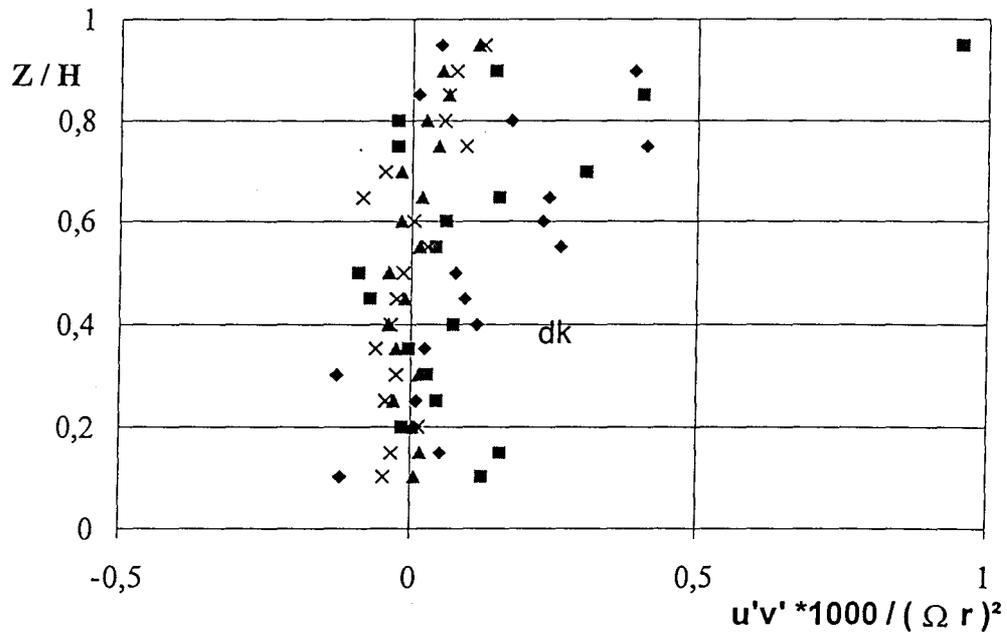
- Figure 3.5.e : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0.568$ -



- Figure 3.5.f : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0.476$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

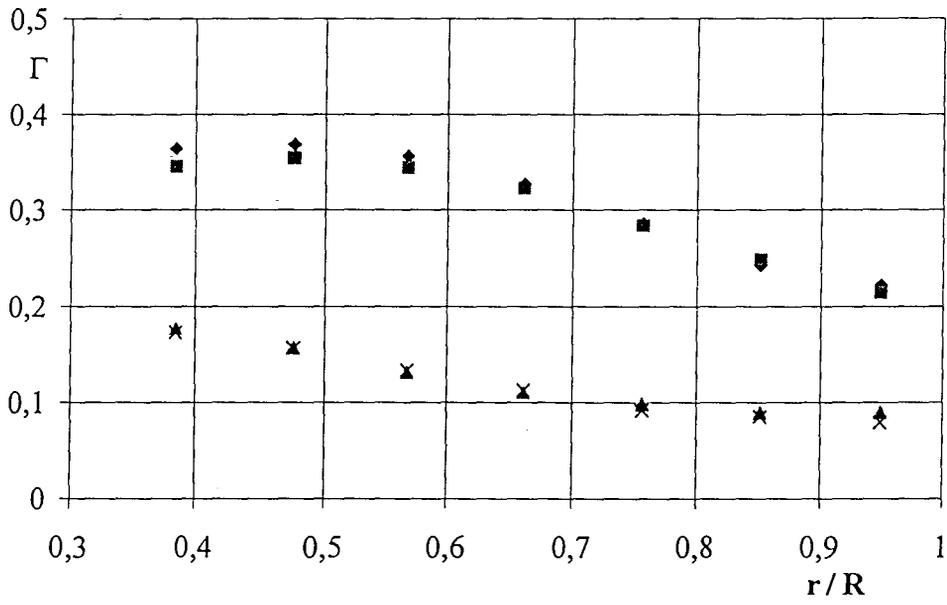
◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



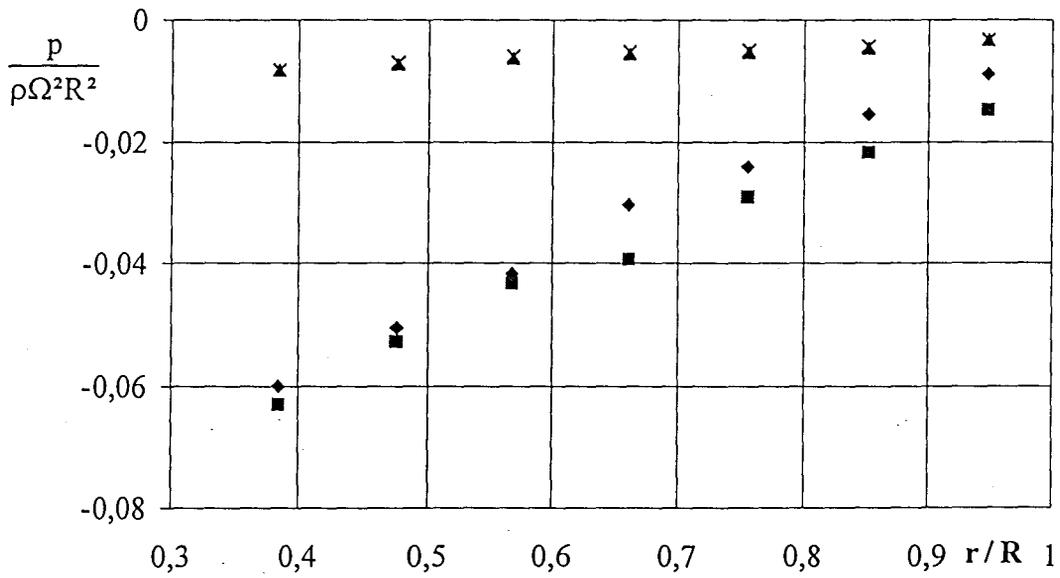
- Figure 3.5.g : Corrélations croisées de vitesse , $r/R = 0,384$ -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



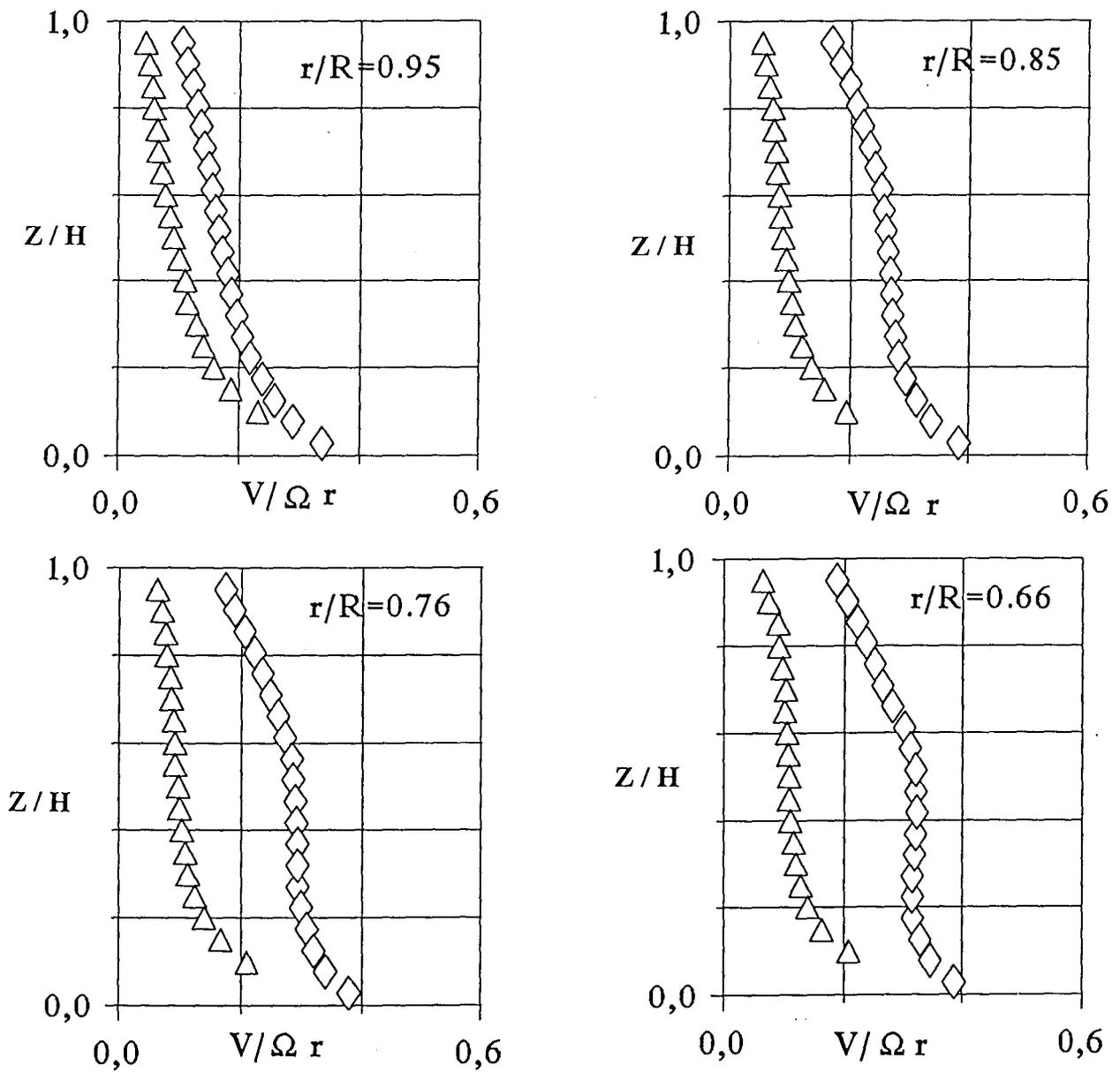
- Figure 3.6 : Coefficient d'entraînement -



- Figure 3.7 : Pression moyenne sur le stator -

$\eta = 0,5$; $\eta' = 1$; $G = 0,08$; $C = 1$; $Ro = 0$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

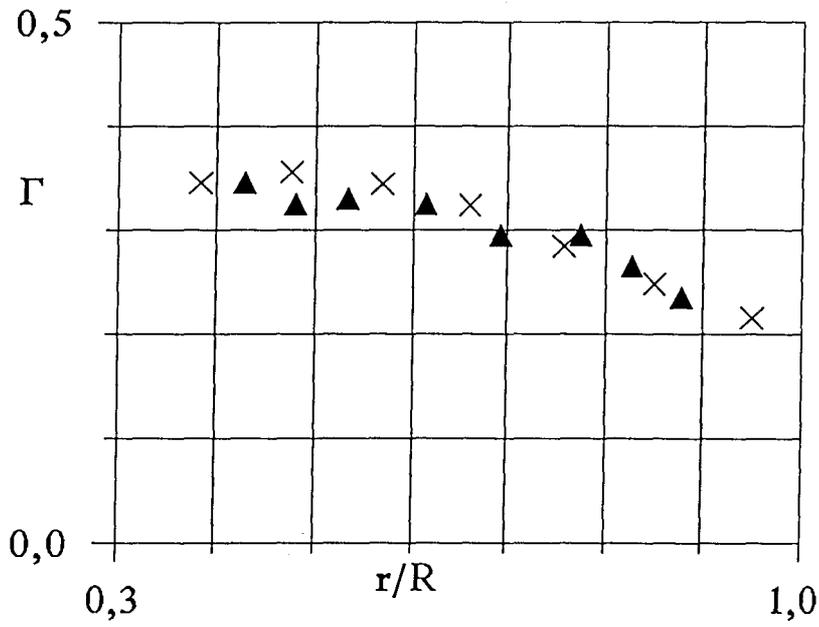
◆ $\lambda = 0,5$; ■ $\lambda = 0,25$; ▲ $\lambda = 0$; × $\lambda = -0,25$



- Figure 3.8 : Profils de vitesse moyenne circumférentielle -

△ $G = 0,08$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$

◇ $G = 0,04$; $Re = 1,25 \cdot 10^6$; $Ek = 5 \cdot 10^{-4}$

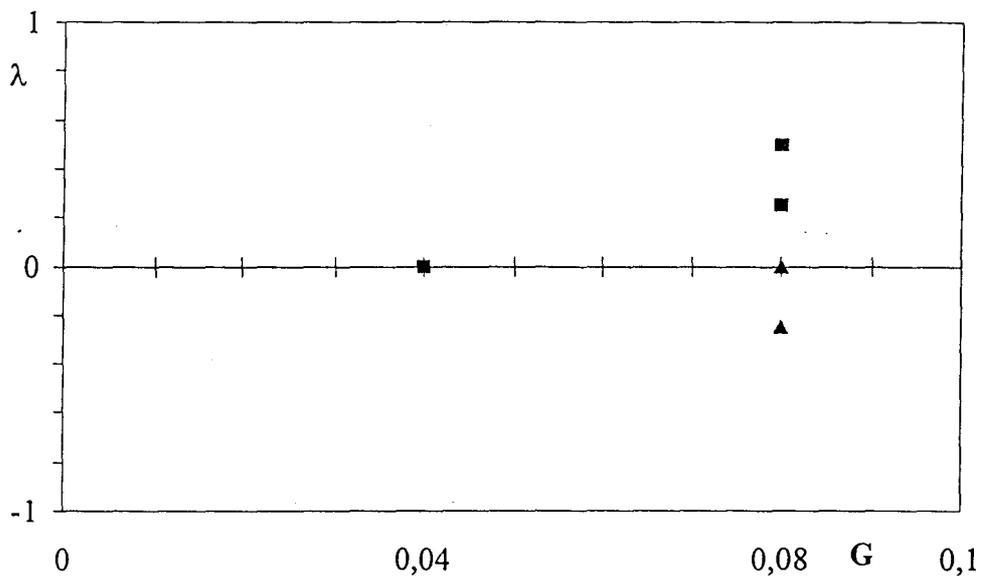


- Figure 3.9 : Coefficient d'entraînement -

$G = 0,08 ; C = 1 ;$

× $\eta' = 4,33 ; \eta = 0,67 ; \lambda = 0,27 ; Re = 1,47 \cdot 10^6 ; Ek = 1,06 \cdot 10^{-4}$

△ $\eta' = 1 ; \eta = 0,5 ; \lambda = 0,25 ; Re = 1,25 \cdot 10^6 ; Ek = 1,25 \cdot 10^{-4}$



- Figure 3.10 : régimes observés -

■ solution type Batchelor ; ▲ autre solution

ÉCOULEMENT A
 $Re = 1,55 \cdot 10^5$

3.3 - ÉCOULEMENT A NOMBRE DE REYNOLDS $1,55 \cdot 10^5$

3.3.1. Position du problème.

Nous allons étudier expérimentalement une cavité ouverte de type rotor-stator soumise à un flux radial forcé. L'étude par similitude faite dans le chapitre 1 section 1.2.2.1 montre que les paramètres sans dimension du problème sont les suivants : le paramètre de forme de la cavité G , le nombre de Reynolds Re , qui peut être remplacé par le nombre d'Ekman Ek , le nombre de Rossby Ro , les paramètres géométriques C , λ , η et η' auxquels s'ajoute le paramètre thermique σ .

L'approche envisagée consiste à fixer les paramètres tels que la géométrie de la cavité ($G = 0,08$, $C = 1$, $\eta = 0,67$, $\eta' = 4,33$, $\lambda = 0,27$) et le paramètre thermique ($\sigma = 0,12$) et à faire varier le nombre de Rossby pour deux valeurs du nombre de Reynolds ($Re = 1,55 \cdot 10^5$ et $Re = 1,44 \cdot 10^6$). Plus précisément, cette section concerne les variations de Ro pour la plus petite des deux valeurs de Re .

D'un point de vue académique, il est intéressant de faire des essais en laminaire notamment en vue de comparaisons avec les modèles théoriques. C'est pourquoi, nous avons opéré à la plus petite valeur réalisable de Re , compte tenu du fait que nous sommes limités aux petites vitesses par l'instrumentation à fil chaud. D'après Daily et Nece [30] qui ont caractérisé les régimes d'écoulement dans un système rotor-stator fermé à l'aide du Reynolds et du paramètre de forme, l'écoulement choisi ($Re = 1,55 \cdot 10^5$ et $G = 0,08$) devrait être à la limite du régime laminaire (figure 6.1 de la référence [30]). Malheureusement, les résultats obtenus, notamment en ce qui concerne les fluctuations de vitesse, montrent que nous ne sommes pas en régime laminaire. Cette différence s'explique par le fait que pour Daily et Nece, la cavité était fermée ce qui n'est pas notre cas.

Rappelons que le cadre de l'étude correspond à :

$$(3.1) \quad - \quad G \ll 1 \text{ et } Ek \ll 1$$

ce qui laisse prévoir selon [1] l'existence d'un noyau central entre deux couches limites adjacentes aux disques.

$$(3.2) \quad - \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \ll \sigma \ll 1,$$

ce qui signifie que les variations de température d'origine convective sont négligeables devant la variation forcée $T_w - T_o$, elle-même petite devant la température ambiante.

3.3.2. Champ cinématique.

3.3.2.1 Vitesses moyennes.

L'allure des vitesses circonférencielles est familière. On distingue, dans les deux cas avec aspiration forcée présentés figures 3.11.a et 3.11.b, une zone à proximité de chacun des disques où le gradient de vitesse est important (couches limites) et une région intermédiaire dans laquelle le niveau de vitesse évolue très peu (noyau central). On constate que l'évolution de la vitesse suivant le rayon est très marquée (figures 3.11 et 3.23) : le niveau de vitesse circonférencielle augmente considérablement quand on se rapproche de l'axe. La vitesse circonférencielle n'est pas bornée par la rotation du rotor, mais peut prendre des valeurs sensiblement supérieures. Il est intéressant de constater, à rayon donné, que l'augmentation de l'aspiration engendre dans le noyau central une baisse de cette composante de la vitesse quand on va du rotor vers le stator.

Pour les vitesses radiales présentées figures 3.12.a et 3.12.b, on distingue également les trois domaines, à savoir un domaine situé à proximité du rotor où le fluide est éjecté, une zone située à proximité du stator dans laquelle s'effectue l'aspiration et une région intermédiaire où le niveau de vitesse radiale est très faible. On constate que la vitesse radiale varie très peu en fonction du rayon près de la périphérie, mais augmente, en valeur absolue, quand on se rapproche de l'axe. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'aspiration est grande. L'influence du Rossby devient prépondérante lorsque l'on s'approche du noyau, en particulier dans la zone d'aspiration ($Z/H \geq 0,75$, $r/R \leq 0,53$).

En résumé, on obtient un noyau central et deux couches limites. Dans le noyau central $V/\Omega r$ reste constant seulement lorsque Ro est suffisamment petit : on a alors un mouvement de rotation en bloc analogue à la solution de Batchelor valable pour une cavité interdisques

isolée. Lorsque Ro augmente le domaine central où la vitesse radiale est très faible tend à disparaître. On remarque que les évolutions observées dépendent de Ro , et qu'elles sont d'autant plus marquées qu'on est loin de la périphérie.

3.3.2.2 Auto-corrélations et corrélations croisées de vitesse.

En ce qui concerne les auto-corrélations de vitesse circumférentielle (figures 3.13.a et 3.13.b) et de vitesse radiale (figures 3.14.a et 3.14.b), ainsi que les corrélations croisées de vitesse, leurs allures générales sont analogues : une région intermédiaire dans lequel le niveau, très faible, reste constant et deux régions proches des parois où le niveau, plus élevé, varie.

Il y a une superposition des courbes pour les rayons les plus proches de la périphérie et une quasi-indépendance par rapport à Z sauf près du stator. Puis on constate une augmentation des intensités turbulentes au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe et une grande dispersion des mesures. On trouve, fait déjà connu à plus grand Reynolds [8], une différence de niveau notable entre les auto-corrélations de vitesse circumférentielle et les auto-corrélations de vitesse radiale.

On peut également noter une augmentation des niveaux des auto-corrélations et des corrélations croisées avec Ro , ce phénomène étant beaucoup plus marqué sur les auto-corrélations de vitesse. On peut constater que la dispersion est plus grande pour les auto-corrélations de vitesse radiale que pour les auto-corrélations de vitesse circumférentielle, ainsi par exemple pour la position radiale la plus proche de l'axe, le niveau de $u'^2 10^{-3} / (\Omega r)^2$ augmente de 4 à 6 soit un tiers de plus, tandis que celui de $v'^2 10^{-3} / (\Omega r)^2$ augmente de 15 à 20 soit un quart de plus. Toutefois la dispersion est nettement moindre dans le cas des corrélations croisées. L'aspiration apparaît donc comme une source de perturbation du champ turbulent, d'autant plus importante qu'on se rapproche du centre.

Pour ces intensités circumférentielles et radiales ainsi que pour les corrélations croisées, on retrouve en fait des propriétés communes à celles observées pour les profils de vitesse moyenne. Ainsi, on peut noter que le niveau de turbulence est étroitement lié au nombre de Rossby et varie en fonction de la position radiale.

On peut constater que les auto-corrélations mesurées sont du même ordre de grandeur que celles obtenus pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$ (section 3.4), ce qui nous amène à conclure que l'écoulement n'est pas laminaire. Or pour $Re = 1,55 \cdot 10^5$ et $G = 0,08$ cela correspond chez Daily et Nece [30] à la frontière entre laminaire et turbulent. On serait donc en régime de transition, ce qui pourrait expliquer l'intensité des corrélations et leur dispersion.

Une autre raison de cette dispersion pourrait résider dans le système de prélèvement d'air. A bas nombre de Reynolds, Ro restant constant, la vitesse d'aspiration dans la conduite d'air est faible et il n'est pas impossible que des perturbations instationnaires en provenance notamment du diaphragme, qui règle le débit parviennent jusqu'à la cavité interdisques. En fait, les deux explications sont liées car à nombre de Reynolds voisins de la transition, l'écoulement est réceptif aux perturbations instationnaires, ici simplement ces dernières seraient forcées par le système d'aspiration.

Une troisième explication à ce phénomène serait dans le temps pris pour faire le sondage : s'il est suffisant pour déterminer le niveau des valeurs moyennes et fluctuantes (détermination par rapport à la fréquence de coupure de l'écoulement), il n'est peut être pas suffisamment long pour arriver à moyenner correctement l'écoulement.

3.3.3 Densités spectrales de puissance.

Des densités spectrales de puissance relatives à la tension d'un des fils chauds de la sonde sont représentées figures 3.16.a et 3.16.b.

Les mesures sont effectuées pour deux valeurs de Z , l'une dans le noyau central et l'autre dans la couche limite du stator. Trois droites ont été ajoutées sur les graphiques . Deux d'entre elles sont caractéristiques, selon Kolmogorov, de la dissipation (droite de pente $-5/3$, représentée en pointillés) et de la production (droite de pente -1 , représentée en traits pleins) d'énergie turbulente [25], [32]. La troisième (droite de pente -3 , représentée en pointillés plus longs) est caractéristique d'un écoulement bidimensionnel, dont la dynamique est radicalement différente de celle d'une turbulence tridimensionnelle. Le concept de cascade d'énergie vers les petites échelles doit alors être remplacé par un concept de cascade d'entrophie (l'entrophie étant la moyenne du carré de la vortacité) introduit par R.H. Kraichnan [25], [26]. Une propriété importante de la cascade d'entrophie est qu'elle bloque le flux d'énergie vers les petites échelles : l'énergie injectée dans les grandes échelles va

exciter des tourbillons de plus en plus gros. Si cet apport d'énergie est continu, ces gros tourbillons vont s'ordonner suivant une cascade inverse d'énergie où le spectre pourrait suivre encore la loi de Kolmogorov (pente $-5/3$). Il faut noter, cependant, que les mécanismes de cascades sont loin de faire l'unanimité parmi les chercheurs travaillant sur la turbulence. En outre, la notion de cascades inverses demeure assez théorique, dans la mesure où elle est limitée en pratique par la taille finie du domaine de l'écoulement sur lequel s'étend la turbulence.

On peut noter en premier lieu l'absence de pics, ce qui semble montrer que les perturbations instationnaires ordonnées de grande échelle peuvent être négligées : cela renforce les hypothèses de mouvement axisymétrique et stationnaire.

Généralement, la dissipation est importante loin des parois, dans le noyau central, et la production, au contraire, est prépondérante près des parois. Ce phénomène est encore vrai pour ce nombre de Reynolds, mais il n'est pas aussi flagrant que pour un nombre de Reynolds plus grand comme on le verra dans la section 3.4.3. On peut d'ailleurs constater que l'augmentation de Ro entraîne, déjà, une très légère augmentation de la production d'énergie turbulente dans la couche limite du stator et de la dissipation dans le noyau central. De même, indépendamment de Ro , la production d'énergie turbulente est plus importante en périphérie que près de l'axe.

Un autre phénomène intéressant est la décroissance très rapide du spectre d'énergie, à partir de 60Hz, aussi bien dans les couches limites du stator qu'en milieu de veine : cela semble être représentatif d'une turbulence à deux dimensions (droite de pente -3).

3.3.4. Champ thermique.

3.3.4.1 Températures et flux thermiques sur le stator.

Notre objectif était de porter le stator à une température aussi uniforme que possible voisine de 60°C. Les moyens expérimentaux mis en œuvre permettent d'obtenir ce résultat à $\pm 3^\circ\text{C}$ au maximum. Les figures 3.17.a et 3.17.b représentent les conditions de température obtenues sur le stator. On peut constater que la régulation est plus homogène quand l'aspiration est faible.

Les flux thermiques pariétaux engendrés par ce chauffage sont représentés figures 3.18.a et 3.18.b sous forme adimensionnée, en nombre de Nusselt : $Nu = \frac{H W}{k (T_w - T_o)}$. On constate que l'allure générale des deux courbes est la même : un niveau constant pour $r/R \leq 0,77$ suivi d'une augmentation quand on se rapproche de la périphérie. Donc, pour des nombres de Rossby et de Reynolds donnés, les effets périphériques ont pour résultats de refroidir plus le stator que les effets dus à l'aspiration. On verra dans la section 3.4 que ce n'est pas toujours le cas. On peut constater que le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Rossby : cela signifie qu'un accroissement de l'aspiration entraîne un refroidissement du stator plus intense et donc nécessite un plus grand apport de chaleur pour maintenir la température du stator constante.

Le changement d'évolution de Nu en $\frac{r}{R} = 0,77$ semble correspondre à celui des corrélations qui varient sagement pour $\frac{r}{R} \geq 0,77$ et deviennent très dispersées pour $\frac{r}{R} < 0,77$: une augmentation du Nu irait de pair avec une faible variation des corrélations tandis qu'une évolution constante du Nu serait liée à une grande dispersion des corrélations. Pourtant, on verra que ce lien disparaît à $Re = 1,44 \cdot 10^6$.

3.3.4.2 Températures moyennes.

L'allure générale des courbes de température moyenne représentées figures 3.19.a et 3.19.b montre un niveau relativement constant dans le noyau central avec des variations plus ou moins prononcées dans la couche limite thermique du stator, celle du rotor étant inaccessible aux mesures.

On peut constater une augmentation de la température quand on s'éloigne de la périphérie (figures 3.19 et 3.24). Une augmentation de Ro (figure 3.19.b) entraîne une baisse de la température et une superposition de toutes les courbes, c'est à dire une indépendance vis à vis de la position radiale. On obtient, comme pour les vitesses circonférencielles un gradient plus intense dans le noyau central.

Nous retrouvons en fait pour la température moyenne les propriétés observées pour les profils de vitesse circonférentielle moyenne. On peut cependant constater que l'épaisseur de la couche limite thermique ($0,8 \leq Z/H \leq 1$) est plus grande que celle de la couche limite dynamique ($0,9 \leq Z/H \leq 1$, figure 3.11).

3.3.4.3 Auto-corrélations de température et corrélations croisées de vitesse - température.

Pour les auto-corrélations de température (figures 3.20) ainsi que pour les corrélations croisées de vitesse - température (figures 3.21 et 3.22), on distingue une région intermédiaire où le niveau très faible reste constant et deux zones, dans les couches limites où le niveau varie.

L'évolution des courbes suivant le rayon semble montrer une superposition des courbes pour les rayons les plus proches de la périphérie. La plus grande dispersion est obtenue pour les corrélations croisées vitesses circonférentielles – températures, alors que les corrélations croisées vitesses radiales – températures et les auto-corrélations de température montrent, en grandeur relative, la même dispersion. Une augmentation du nombre de Rossby entraîne une plus grande perturbation, donc de plus grandes fluctuations, notamment pour les rayons les plus proches de l'axe.

On peut noter, par ailleurs, un niveau beaucoup plus élevé pour les corrélations croisées de vitesse circonférentielle - température que pour les corrélations croisées de vitesse radiale - température.

3.3.5 Confrontation entre expérience et modèle .

Les résultats théoriques utilisés dans la confrontation expérience-théorie ont été rappelés dans le chapitre 1, section 1.2.

3.3.5.1 Champs de vitesse et de température

Nous allons nous intéresser dans cette section à l'adéquation entre le modèle théorique (équations (1.9) et (1.10)) et les résultats expérimentaux obtenus.

Ceci est rendu possible, principalement, parce que les variations des contraintes turbulentes sont négligeables dans le noyau central. En effet, les plus grandes contributions de la turbulence dans les équations de Reynolds radiale et circumférencielle proviennent des dérivées en Z de $u'w'$ et $v'w'$. Nous ne disposons pas d'informations sur ces contraintes dans nos expériences, mais des essais effectués à Re plus grand [8], [9] montrent que dans le cas de la cavité isolée ces quantités sont de l'ordre de 10^{-3} , et que dans le cas le plus défavorable, avec aspiration, elles sont de l'ordre au plus de 10^{-2} . De plus, ces contraintes varient très peu en fonction de z. Par conséquent leurs contributions dans les équations de Reynolds sont négligeables de sorte que la confrontation avec le modèle est licite.

Les comparaisons avec les résultats théoriques sont représentées, en ce qui concerne le champ de vitesse, sur les figures 3.25.a à 3.26.b, et en ce qui concerne la température sur les figures 3.27.a et 3.27.b.

Pour la détermination des champs de vitesse, les constantes b, c, α et β sont choisies à partir des résultats expérimentaux. L'ajustement de ces constantes est difficile parce que le Ro est petit et ne peut donc pas être connu avec précision. De plus, nous n'avons pas d'information sur la distribution de pression sur le stator pour nous aider dans le choix de b et c comme cela a été fait en [8]. En conséquence, les constantes ont été déterminées pour tous les rayons uniquement à l'aide des vitesses circumférencielles et radiales, et ce dans le noyau central. Les valeurs des constantes permettant le meilleur ajustement sont données dans le tableau 3.1.

$10^3 Ro$	4,9	16,8
b	0,19	0,19
c	0,02	0,02
α (rad)	0,07	0,10
β (rad)	0,0009	0,095

- Tableau 3.1 : Valeur des constantes du modèle cinématique pour $Re = 1,55 \cdot 10^5$ -

Le modèle des vitesses circonférencielles pour le nombre de Rossby le plus faible se superpose bien aux résultats expérimentaux pour toutes les positions radiales (figure 3.25.a). Par contre, une augmentation de Ro entraîne de moins bons résultats (figures 3.25.b). Ceci peut s'expliquer par le fait que dans le modèle on suppose une aspiration sur toute la hauteur de la cavité, tandis que dans les essais l'aspiration est faite axialement, sur le stator. D'ailleurs, un autre fait vient corroborer cela : les écarts diminuent quand on s'éloigne de l'axe et sont donc plus faibles pour les positions proches de la périphérie.

Pour les vitesses radiales la comparaison est également satisfaisante (figures 3.26.a et 3.26.b). Il y a superposition des courbes théoriques avec les résultats expérimentaux et ce indépendamment du Rossby et de la position radiale, sauf pour le rayon le plus proche de l'axe.

Pour la détermination du modèle théorique de température, les constantes a et d sont ajustées à l'aide des mesures de température, comme pour les constantes cinématiques. Les résultats sont consignés dans le tableau 3.2.

$10^3 Ro$	4,9	16,8
a	2,69	1,72
d	0,85	0,55

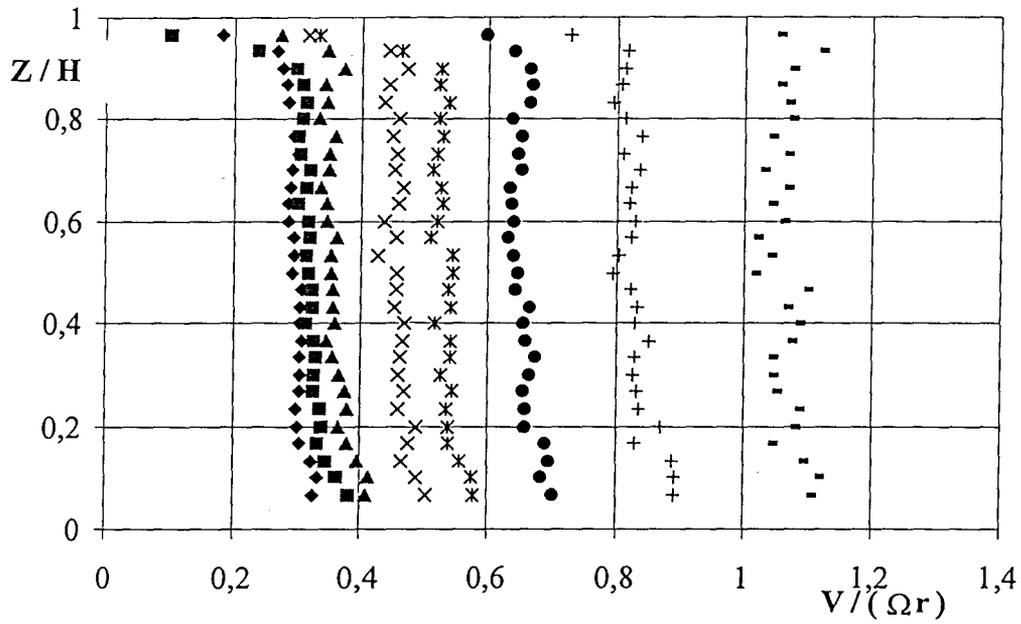
- Tableau 3.2 : Valeur des constantes du modèle thermique pour $Re = 1,55 \cdot 10^5$ -

Dans le noyau central, la confrontation est satisfaisante : les courbes du modèle théorique se superposent à celles obtenues expérimentalement et ce, là encore, indépendamment du nombre de Rossby et de la position radiale. Pas contre, dans la couche limite du stator de grandes différences apparaissent, preuve que les approximations dans le cadre du modèle ne sont valables que dans le noyau central.

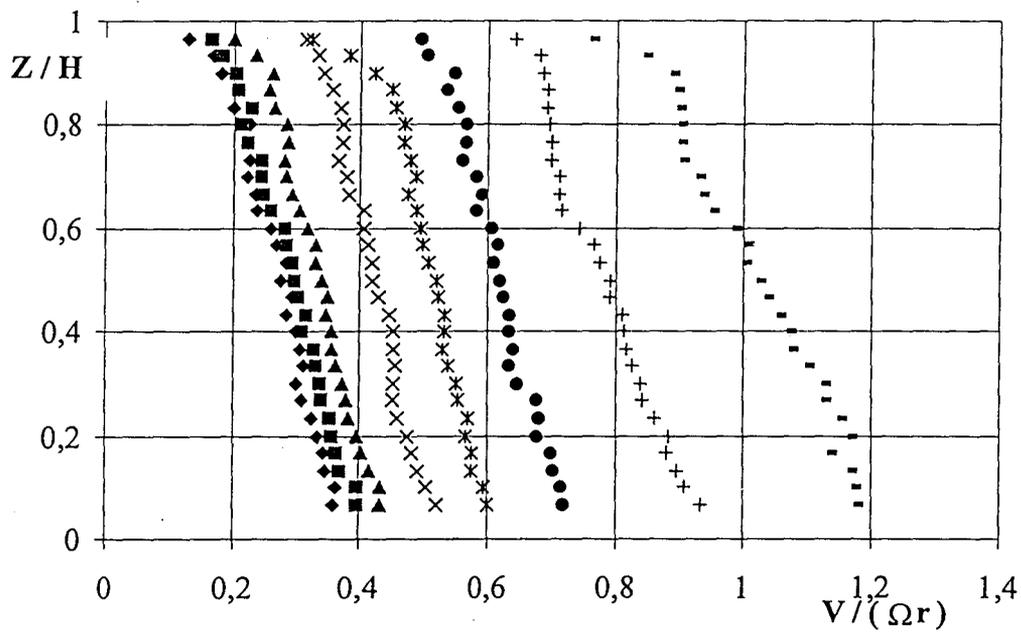
3.3.5.2 Relations intégrales

Le calcul des intégrales (équation (1.17)) est fait avec les valeurs mesurées de U, V et T pour différentes valeurs des exposants m et n. Les résultats obtenus sont donnés figures 3.28.a et 3.28.b. L'invariance des intégrales est approximative. Les écarts relatifs sont plus grands pour la plus petite valeur de Ro (de l'ordre au maximum de 20%). On constate aussi que les plus petits écarts sont obtenus pour $m = 0$ et $n = 0$. En effet, dans le cas où m et n ne sont pas nuls on accumule les erreurs faites sur les mesures de la vitesse avec celles faites sur les mesures de la température, d'où un calcul d'intégrale moins précis. Néanmoins, la plus grosse erreur est trouvée quand m est négatif, car l'on obtient pour le calcul de la vitesse une forme indéterminée en $Y = -H/2$ (sur le stator) où $V = 0$, qui entraîne dans le calcul de l'intégrale une erreur plus importante.

On peut constater que l'intégrale $I_{0,0}$ correspond bien au nombre de Rossby (conservation de la masse). Pour $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ on trouve $|I_{0,0}| = 4,2 \cdot 10^{-3}$ en moyenne avec un écart type de $6 \cdot 10^{-4}$. Pour $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ on a $|I_{0,0}| = 16,4 \cdot 10^{-3}$ en moyenne avec un écart type de $4,6 \cdot 10^{-4}$. Cela correspond dans le premier cas à une erreur de 14 % et dans le second de 2,4 %. On trouve donc une erreur d'autant plus petite que Ro est grand.



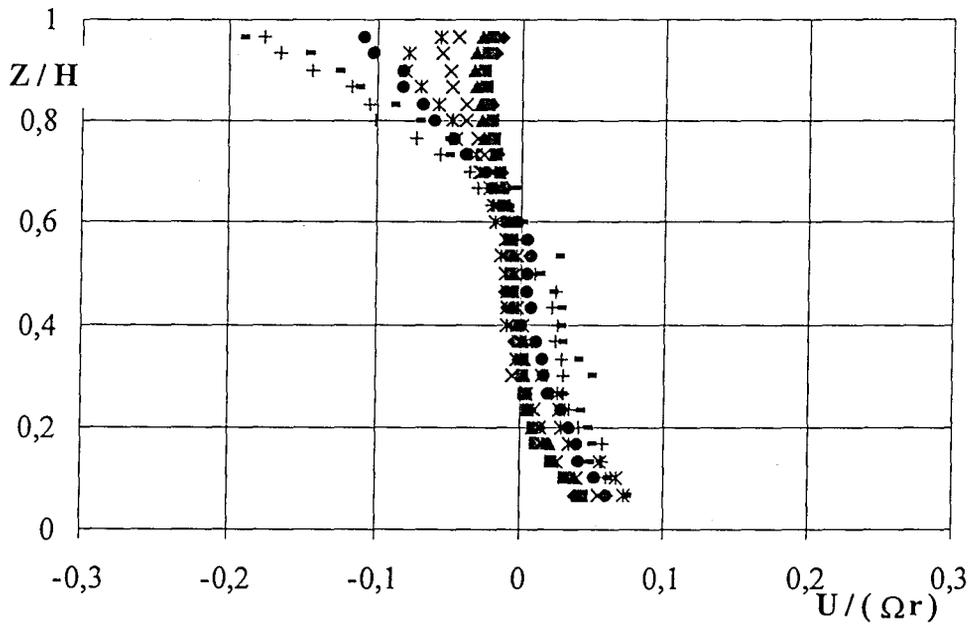
- Figure 3.11.a : Vitesses circonférencielles, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



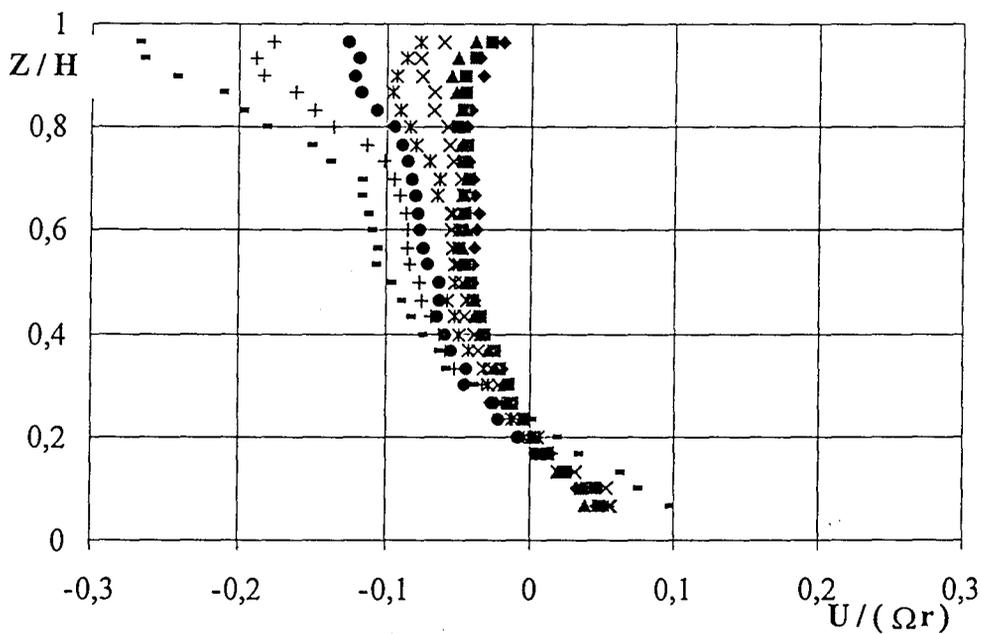
- Figure 3.11.b : Vitesses circonférencielles $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



- Figure 3.12.a : Vitesses radiales, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



- Figure 3.12.b : Vitesses radiales, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

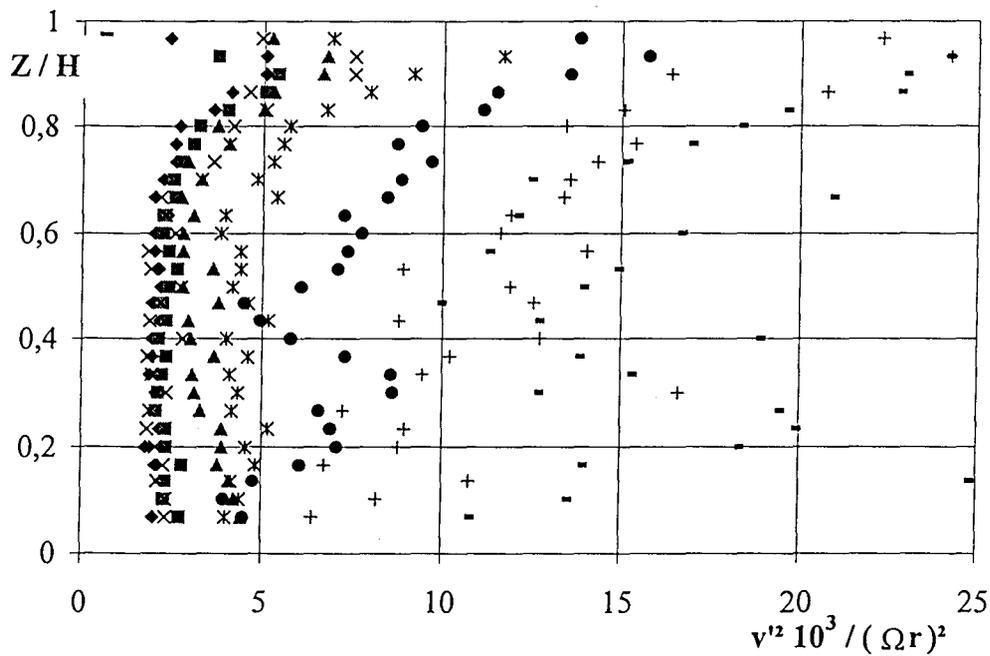
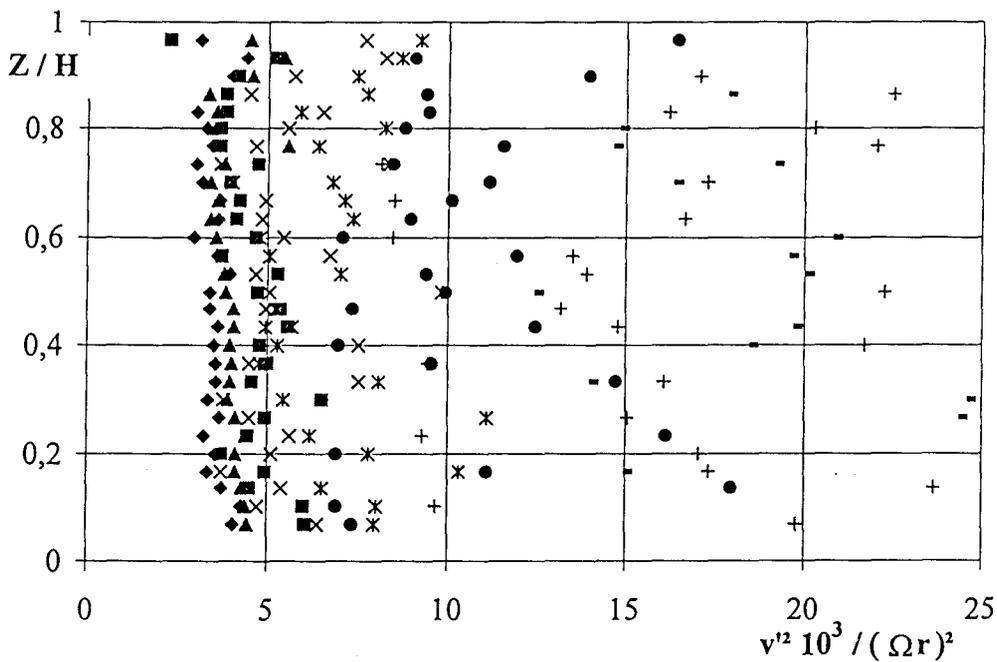


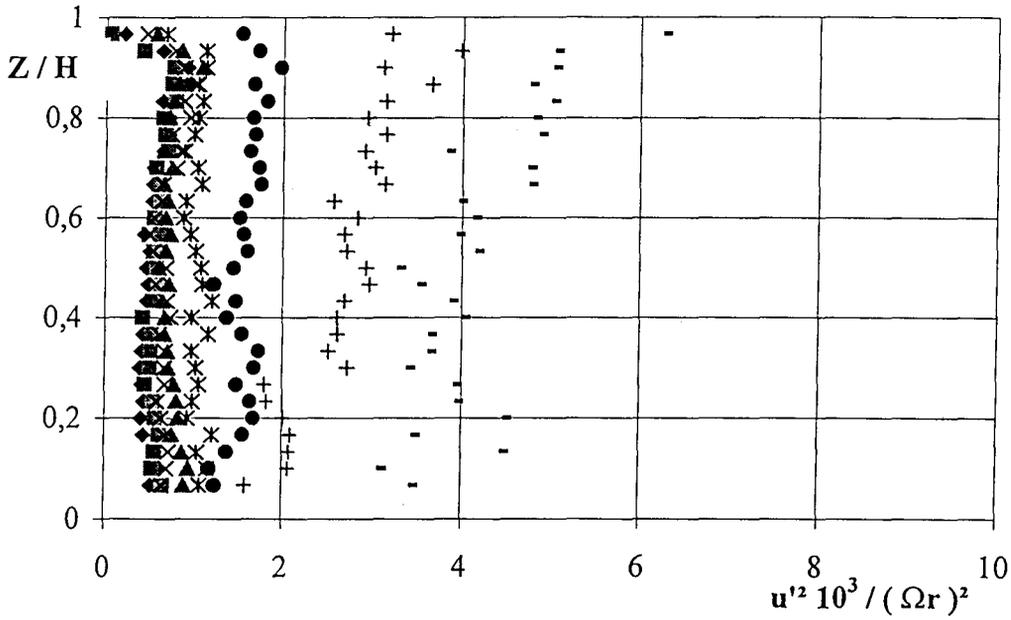
Figure 3.13.a : Auto-corrélations de vitesse circonférentielle, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



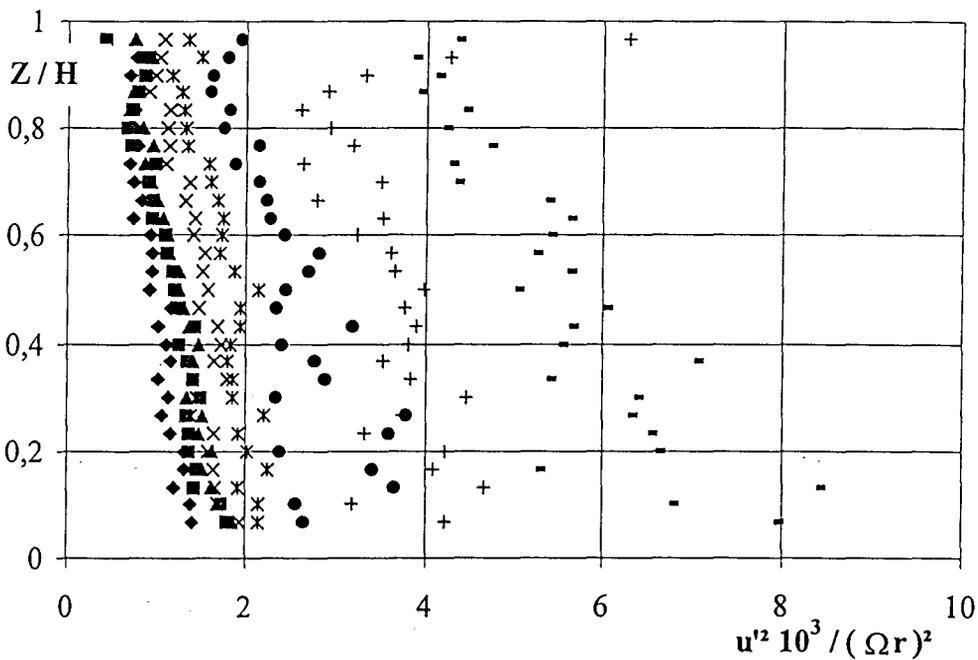
- Figure 3.13.b : Auto-corrélations de vitesse circonférentielle, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



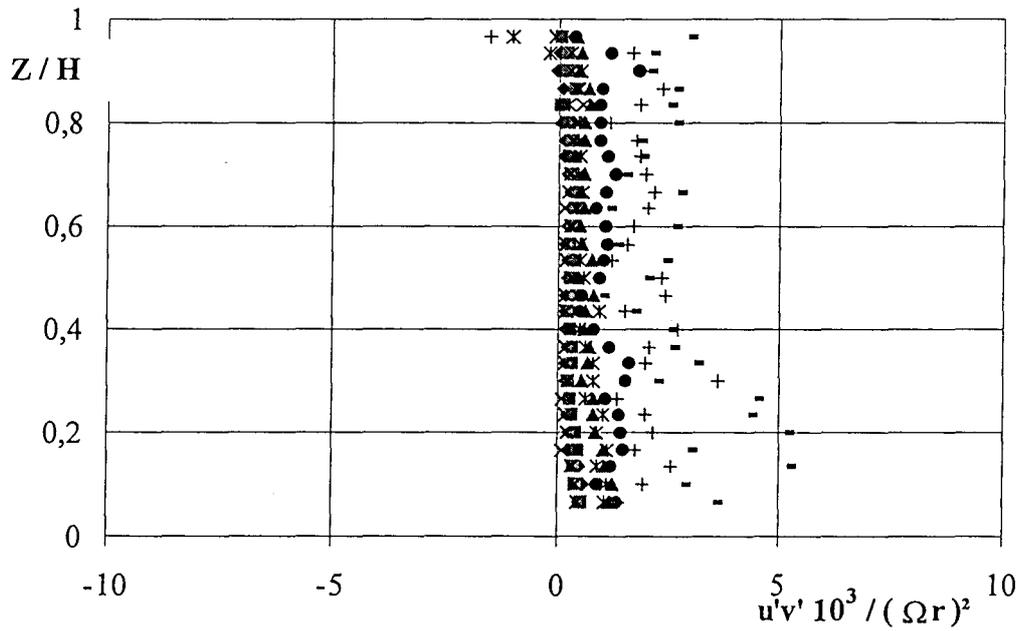
- Figure 3.14.a : Auto-corrélations de vitesse radiale, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



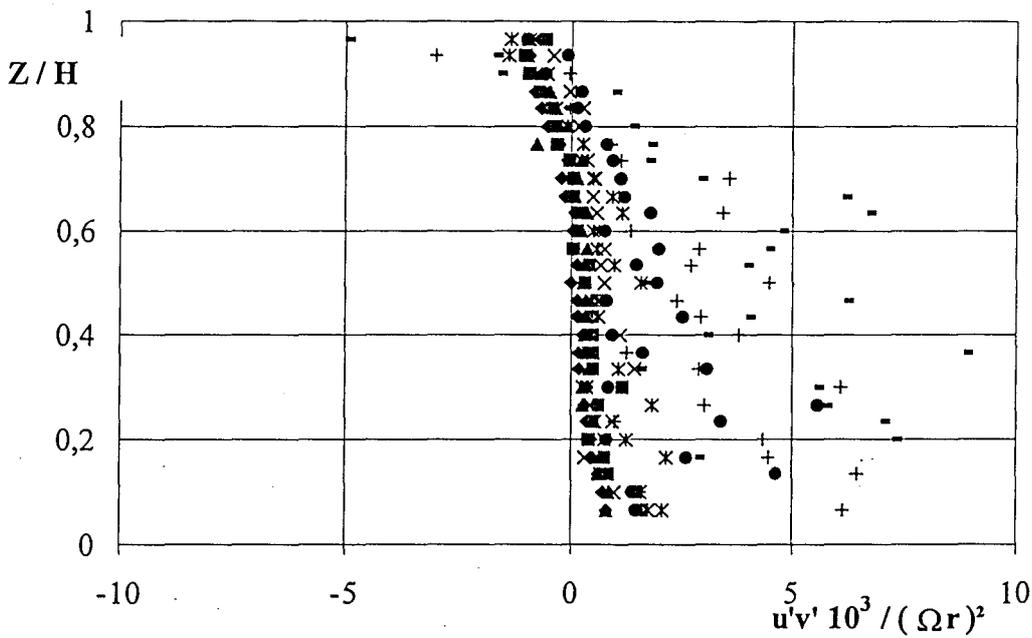
- Figure 3.14.b : Auto-corrélations de vitesse radiale, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



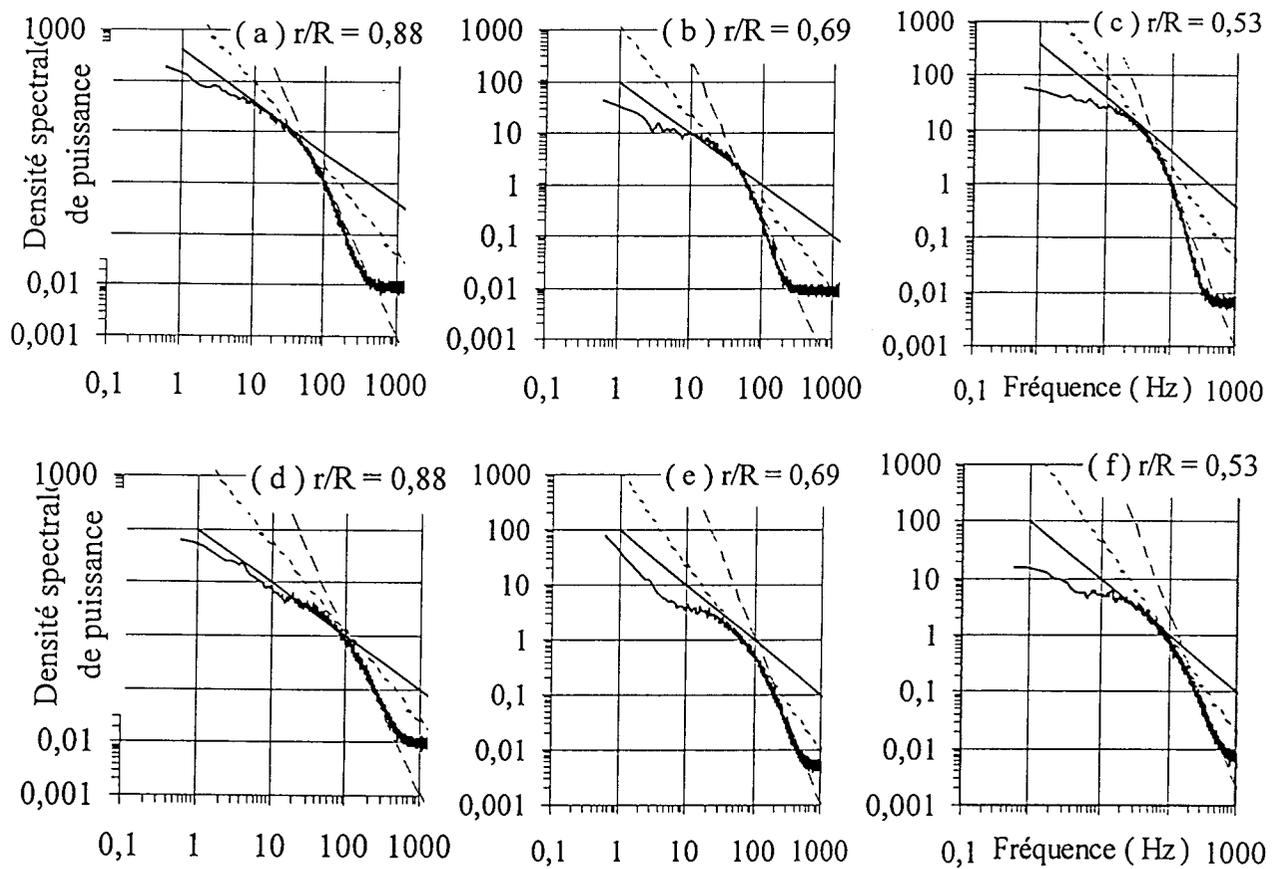
- Figure 3.15.a : Corrélations croisées de vitesse, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



- Figure 3.15.b : Corrélations croisées de vitesse, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



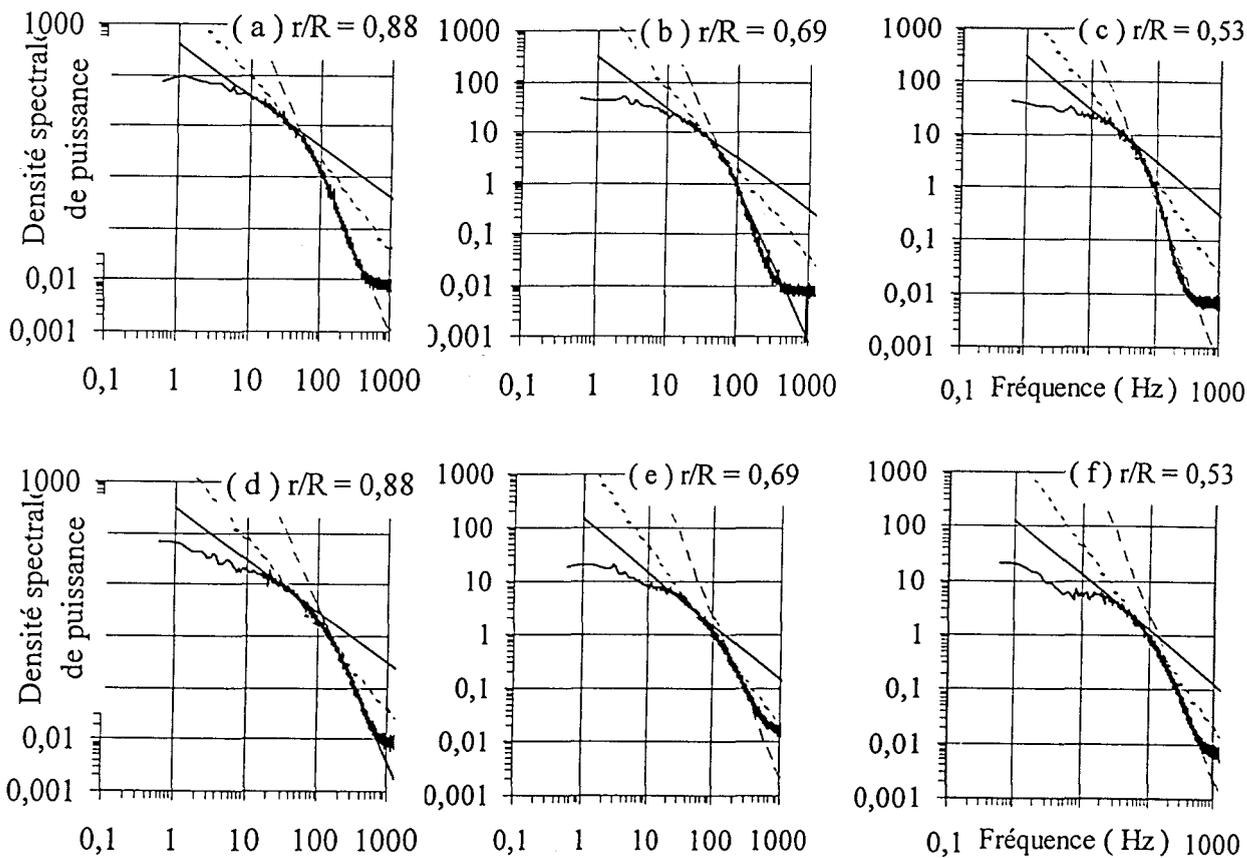
- Figure 3.16.a : Densités spectrales de puissance -

(a), (b), (c), mesurées dans la couche limite du stator à $Z/H = 0,96$

(d), (e), (f), mesurées dans le noyau central à $Z/H = 0,50$

$$Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$$

$$G = 0,08 ; Re = 1,55 \cdot 10^5 ; Ek = 1,01 \cdot 10^{-3} ; \sigma = 0,12 ; C = 1 ; \lambda = 0,27 ; \eta = 0,67 ; \eta' = 4,33$$



- Figure 3.16.b : Densités spectrales de puissance -

(a), (b), (c), mesurées dans la couche limite du stator à $Z/H = 0,96$

(d), (e), (f), mesurées dans le noyau central à $Z/H = 0,50$

$$Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$$

$$G = 0,08 ; Re = 1,55 \cdot 10^5 ; Ek = 1,01 \cdot 10^{-3} ; \sigma = 0,12 ; C = 1 ; \lambda = 0,27 ; \eta = 0,67 ; \eta' = 4,33$$

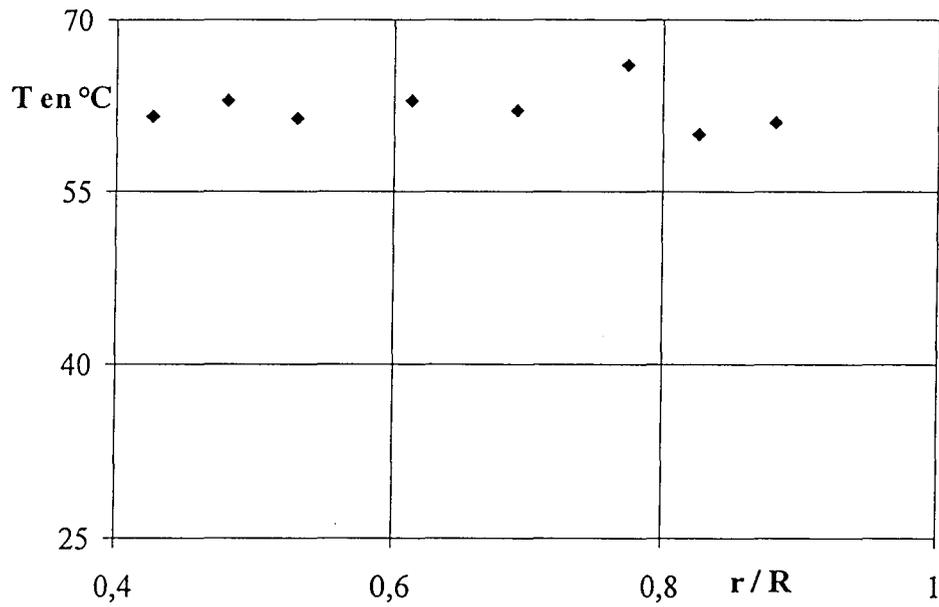
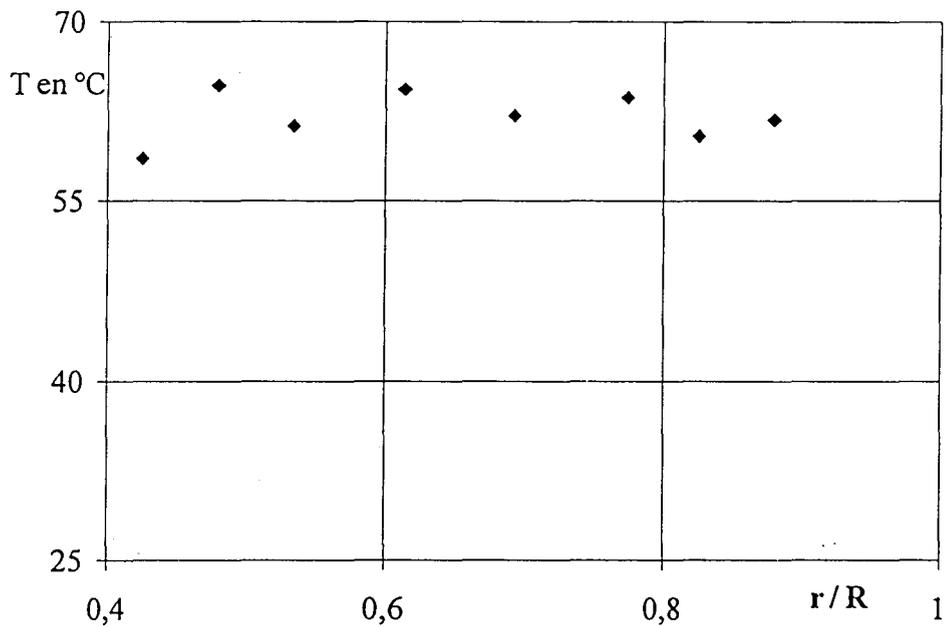
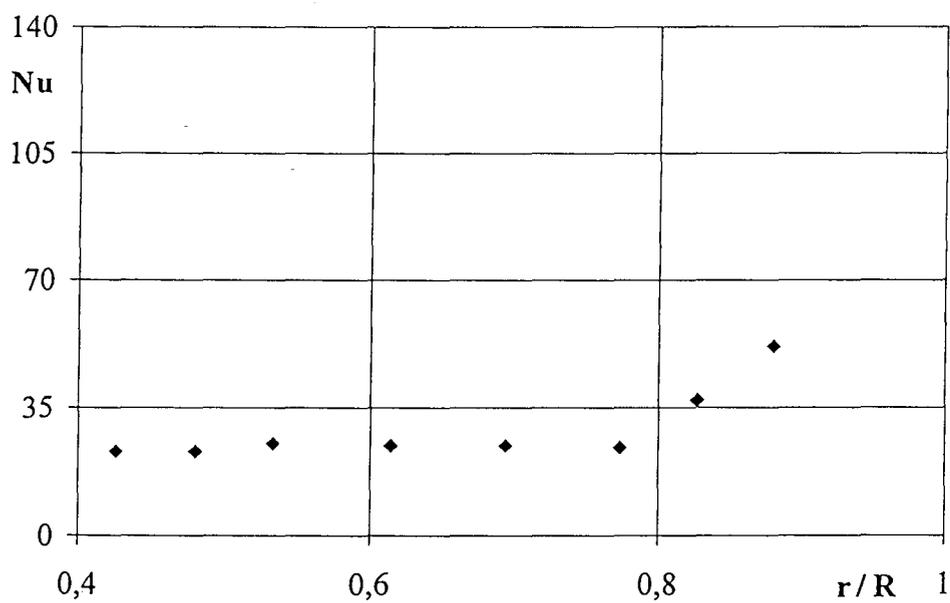


Figure 3.17.a : Températures sur le stator, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -

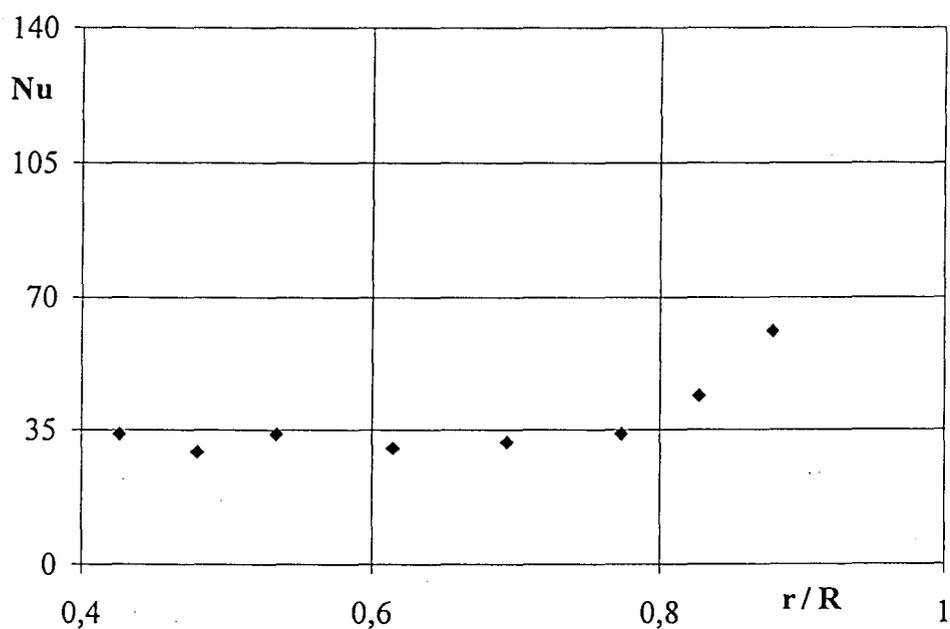


- Figure 3.17.b : Températures sur le stator, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

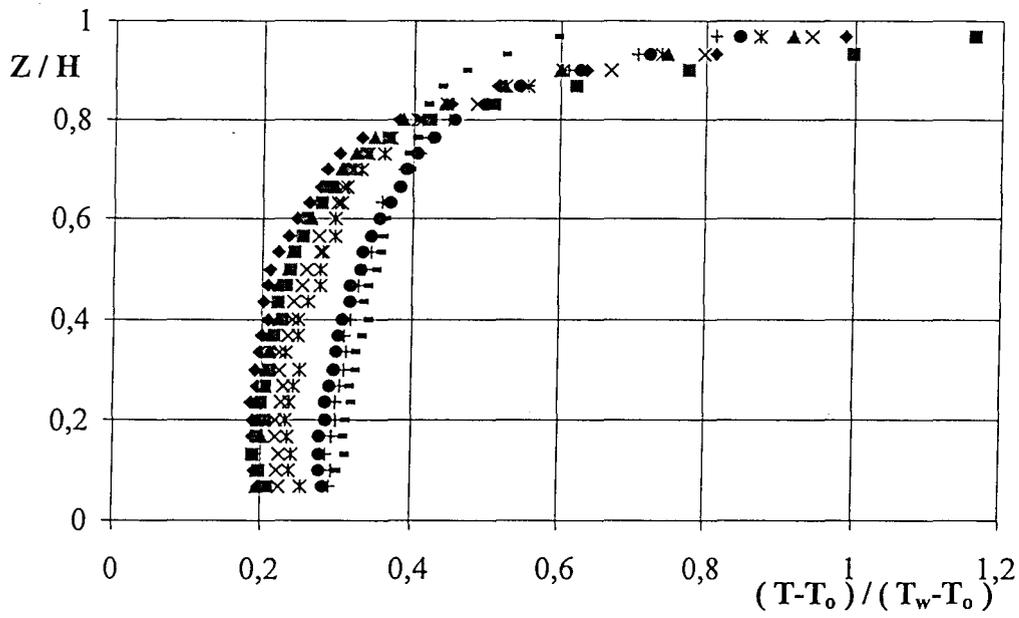


- Figure 3.18.a : Flux sur le stator, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -

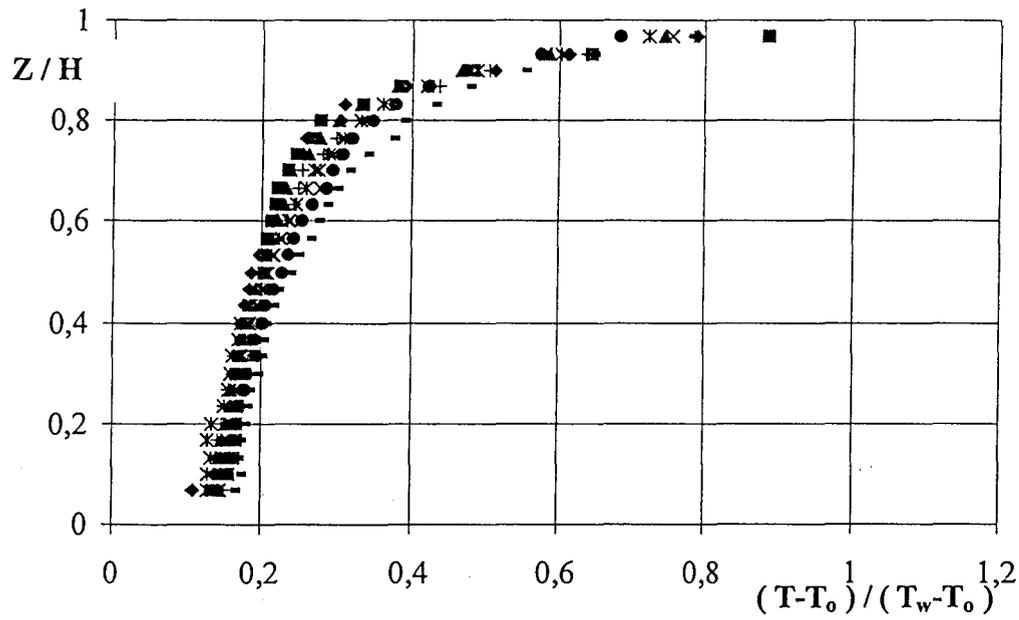


- Figure 3.18.b : Flux sur le stator, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



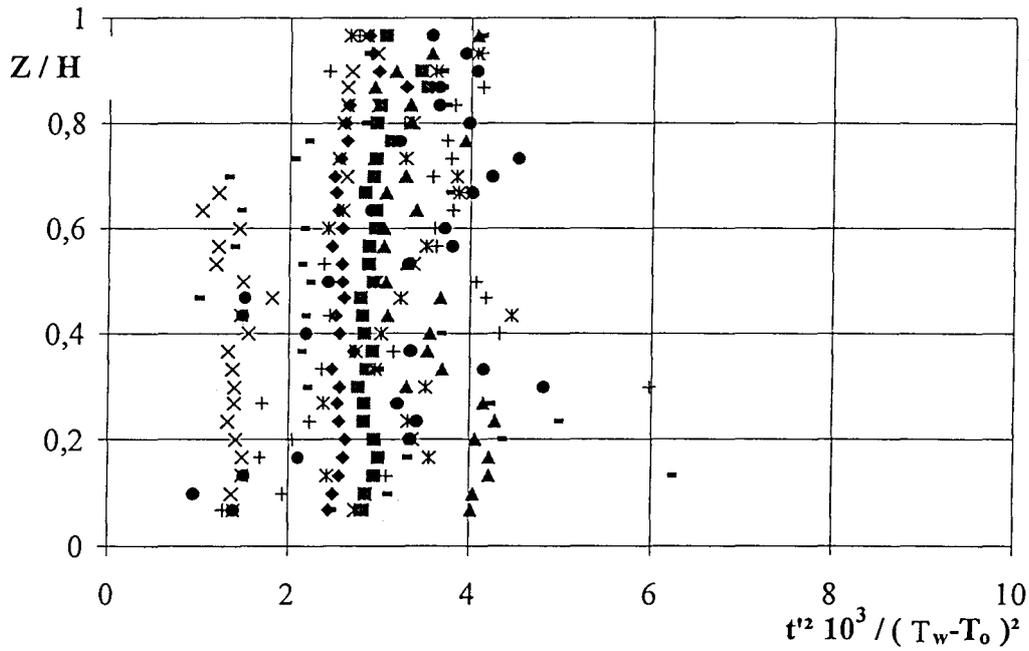
- Figure 3.19.a : Températures, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



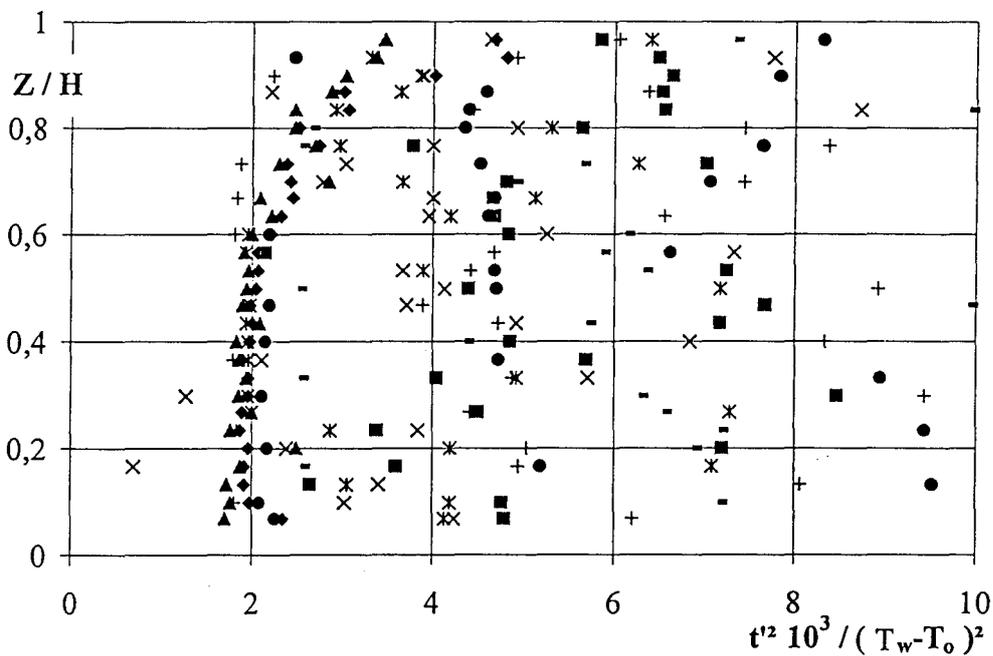
- Figure 3.19.b : Températures, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



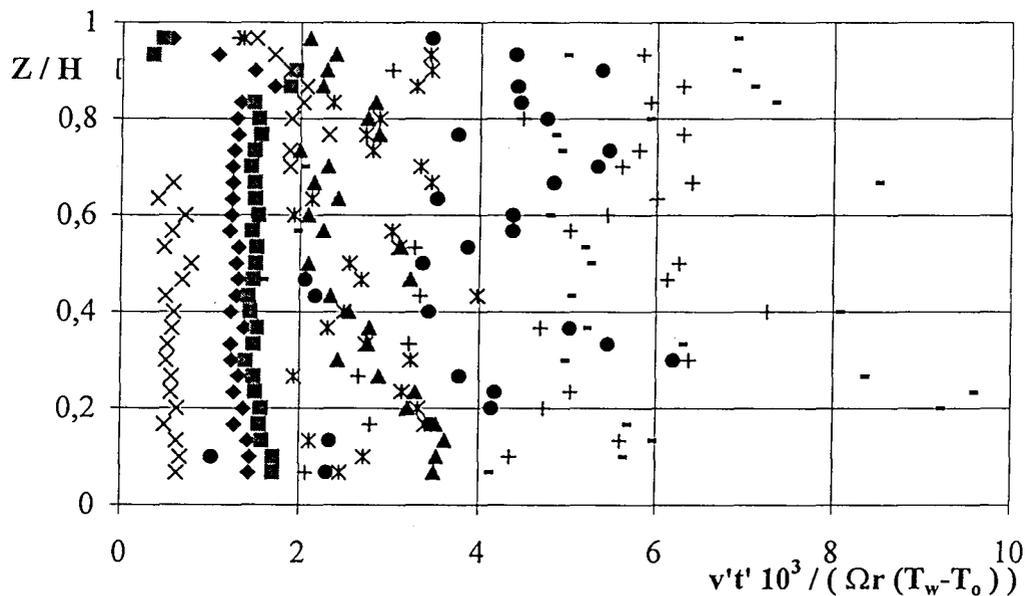
- Figure 3.20.a : Auto-corrélations de température, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



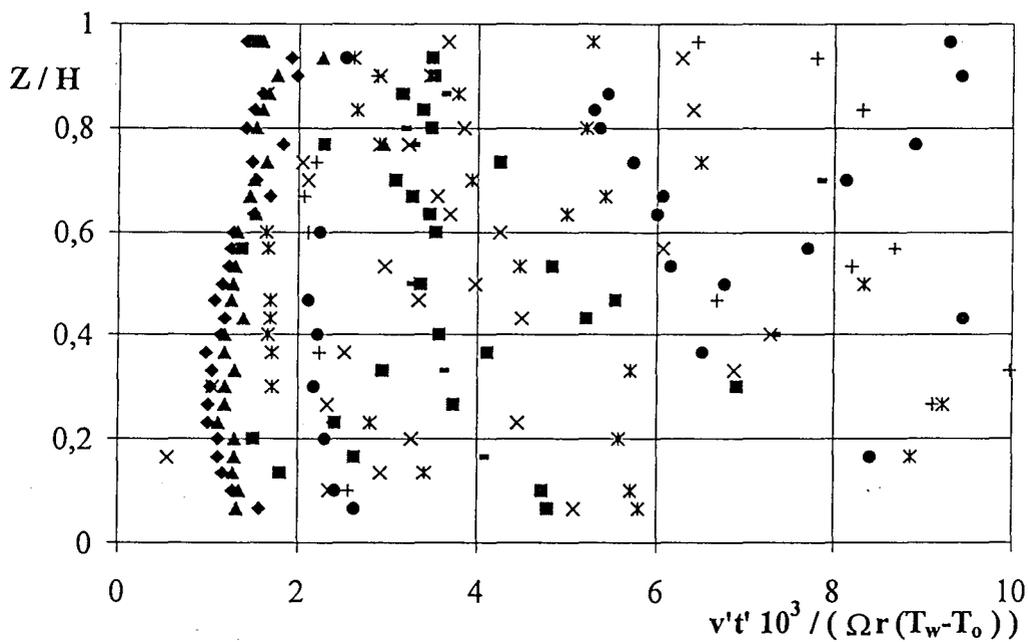
- Figure 3.20.b : Auto-corrélations de température, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



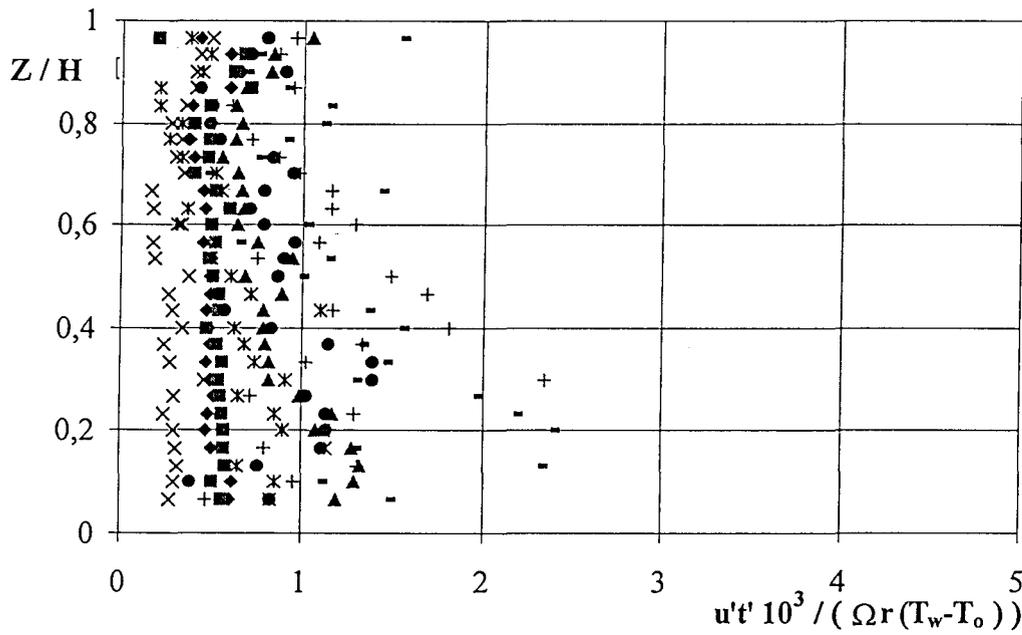
- Figure 3.21.a : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures,
 $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



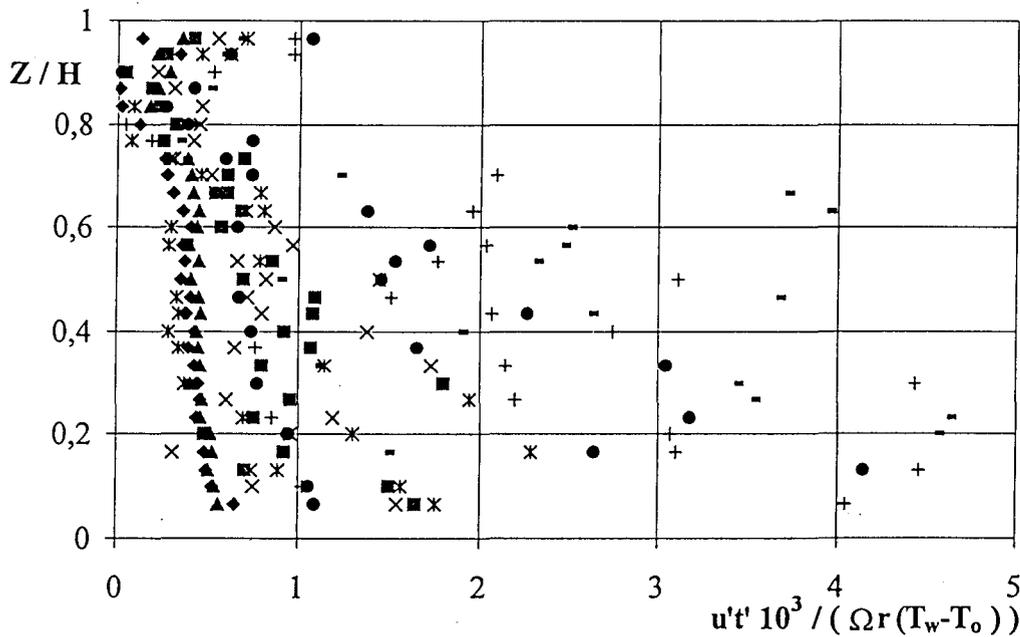
- Figure 3.21.b : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures,
 $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



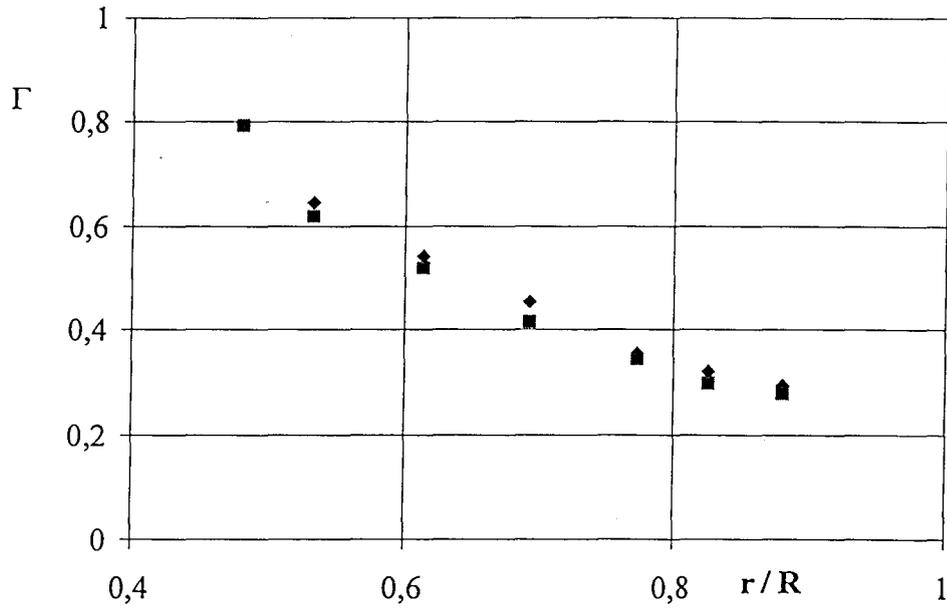
- Figure 3.22.a : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -



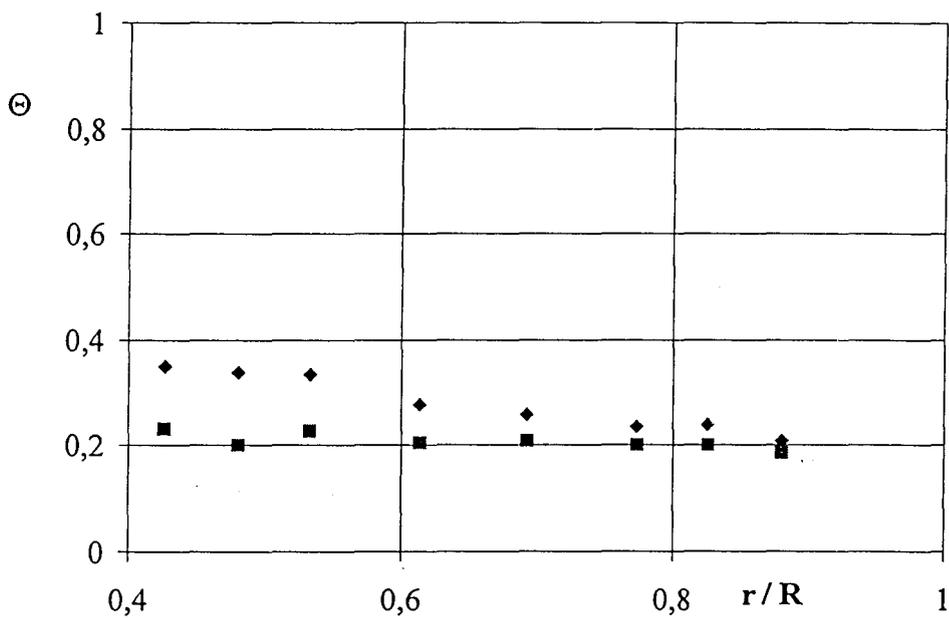
- Figure 3.22.b : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



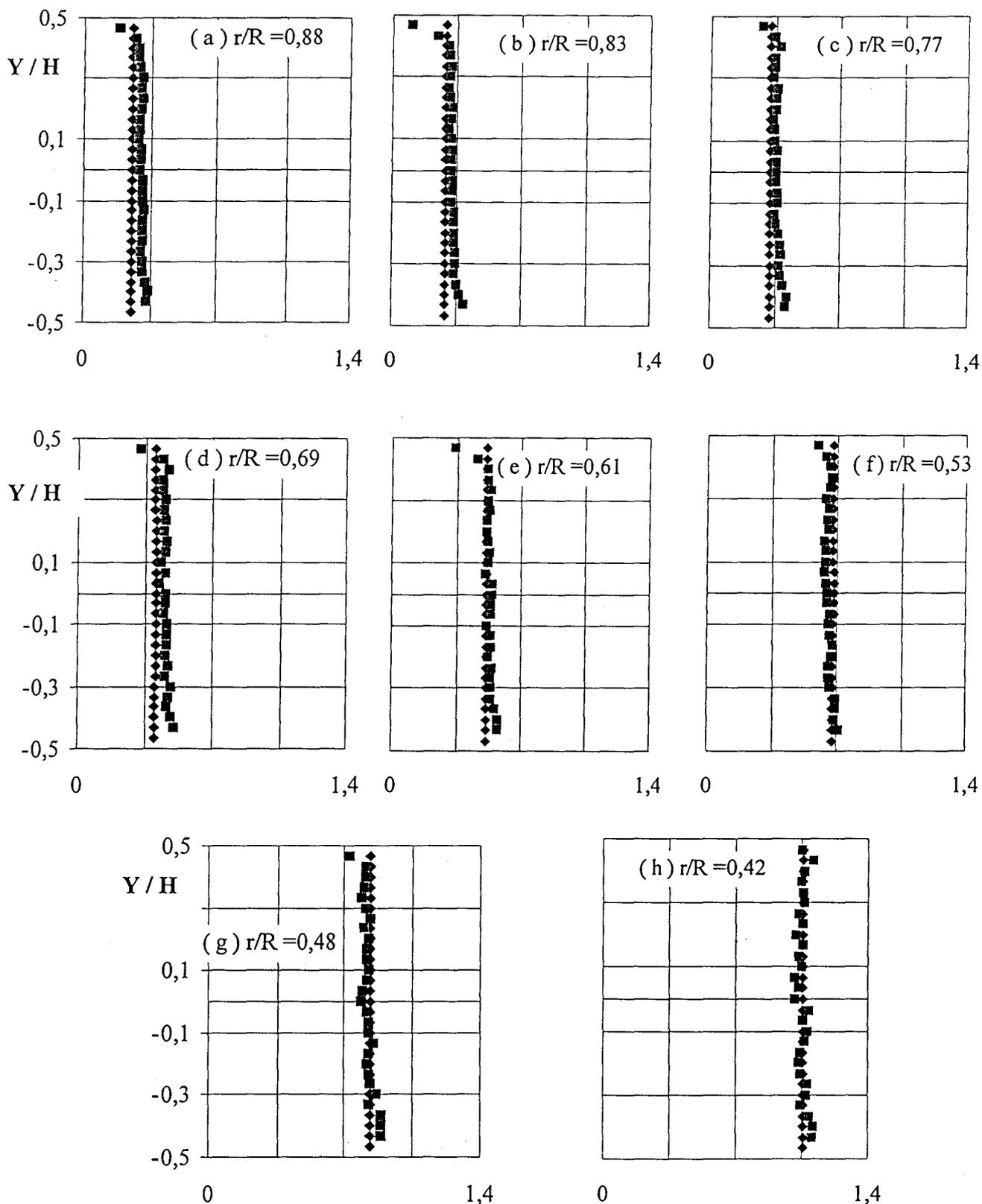
- Figure 3.23 : Vitesse circumférencielle en milieu de veine -



- Figure 3.24 : Température en milieu de veine -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

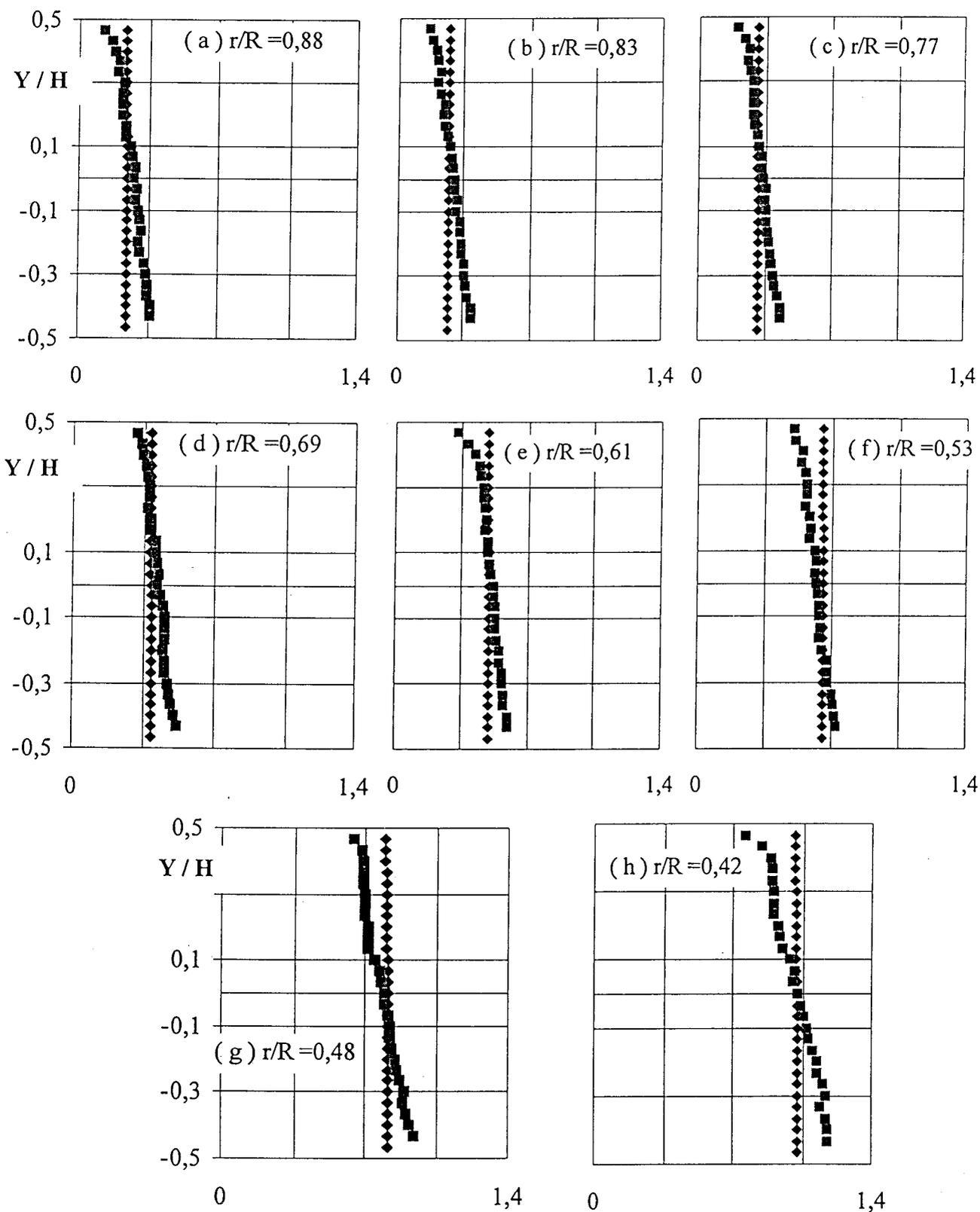
◆ $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$; ■ $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$;



- Figure 3.25.a : Vitesses circonférentielles, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

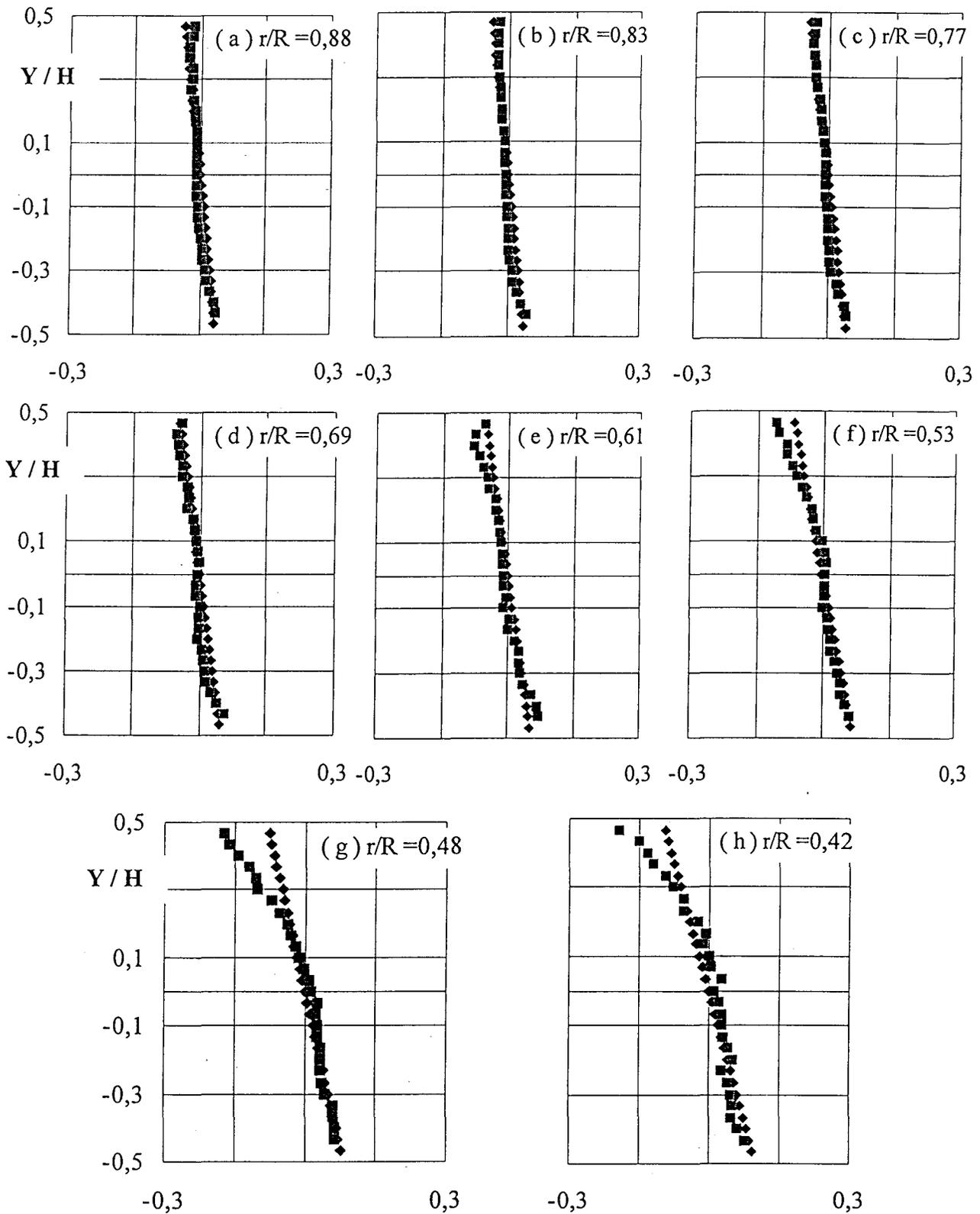
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.25.b : Vitesses circonférentielles, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

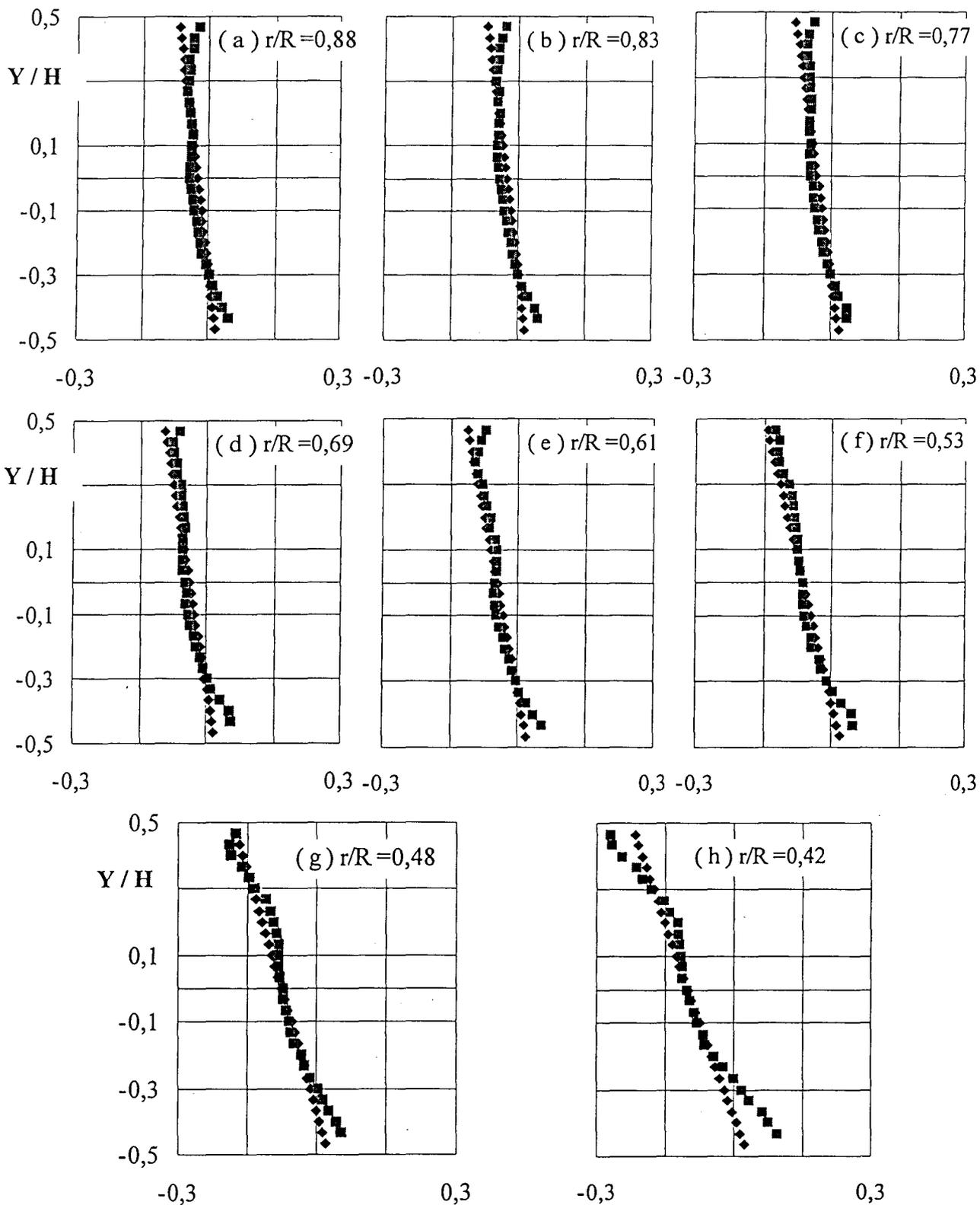
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.26.a : Vitesses radiales, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.26.b : Vitesses radiales, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences

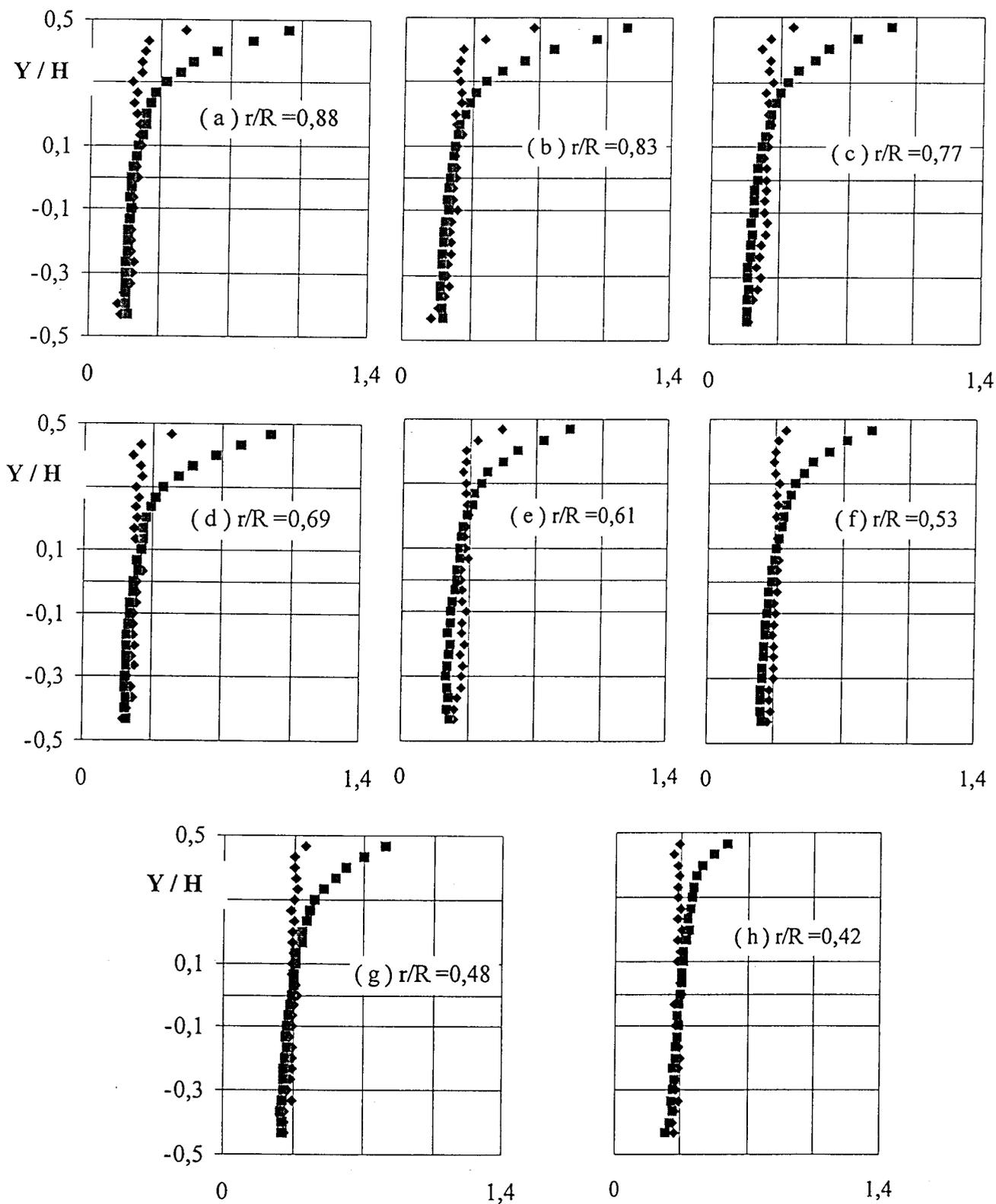
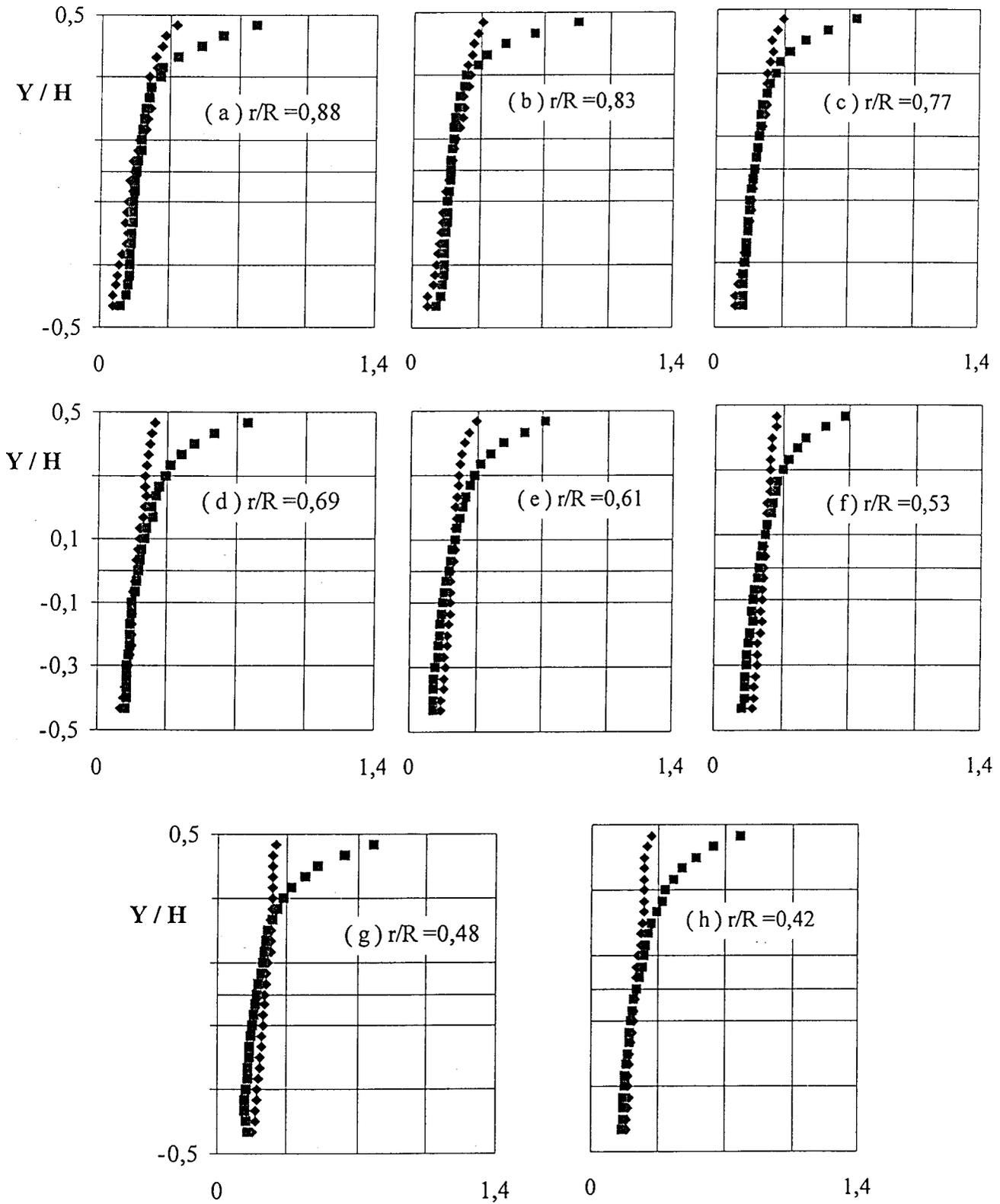


Figure 3.27.a : Températures, $Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

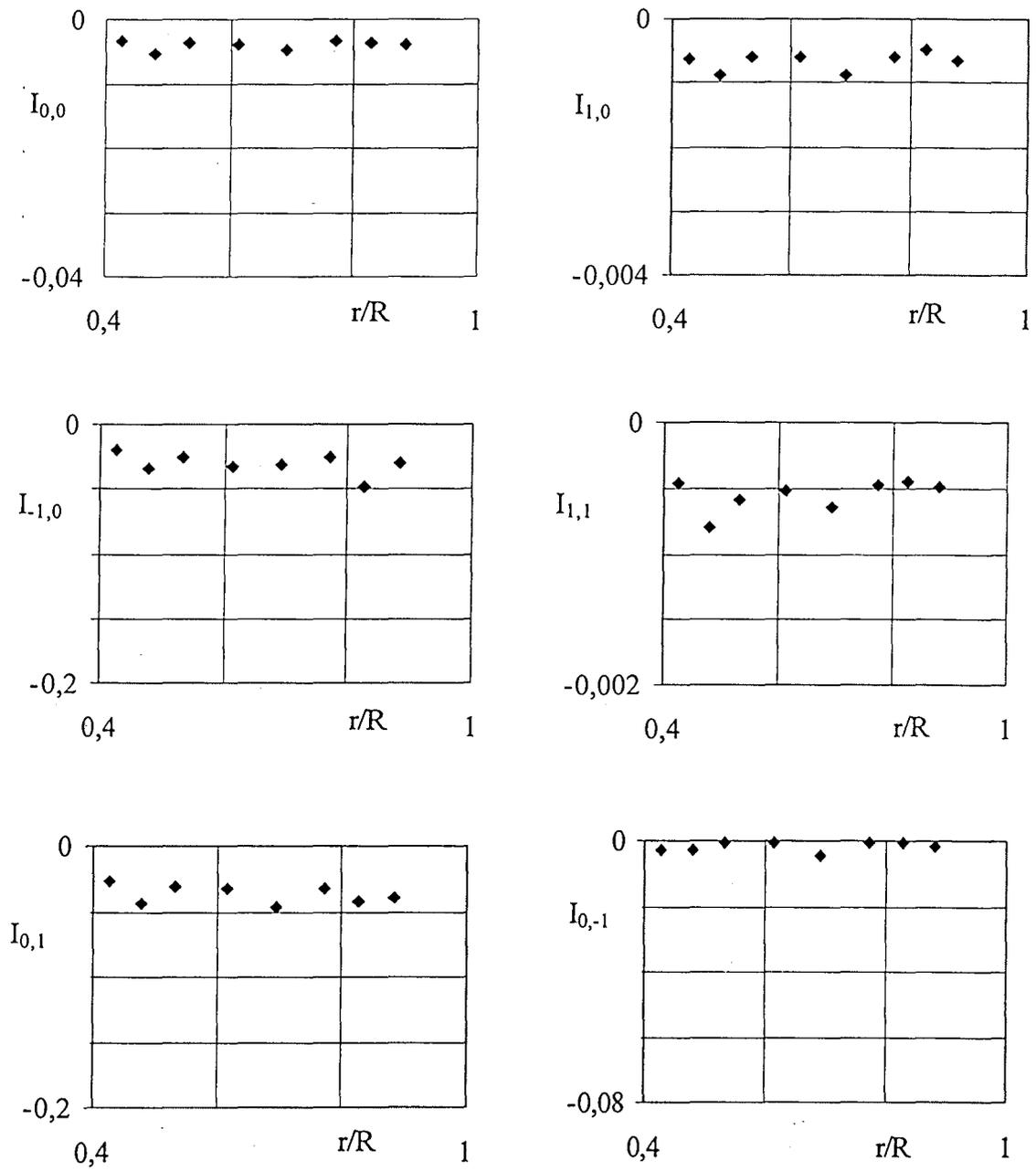
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.27.b : Températures, $Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$ -

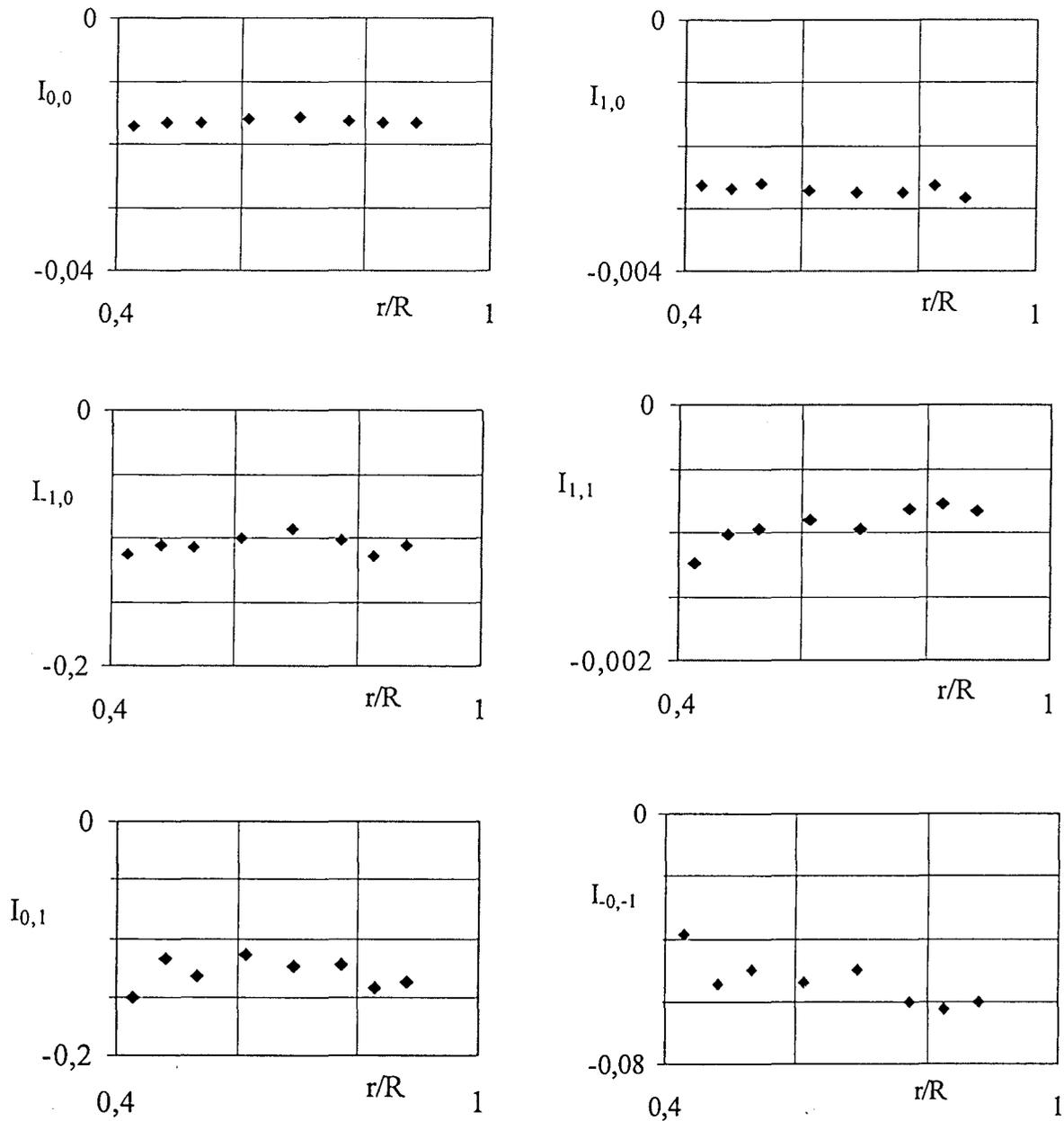
$G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.28.a : Calcul de l'intégrale : $I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$ -

$Ro = 4,9 \cdot 10^{-3}$
 $G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



- Figure 3.28.b : Calcul de l'intégrale : $I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$ -

$Ro = 16,8 \cdot 10^{-3}$
 $G = 0,08$; $Re = 1,55 \cdot 10^5$; $Ek = 1,01 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

ÉCOULEMENT A

Re = 1,44 10⁶

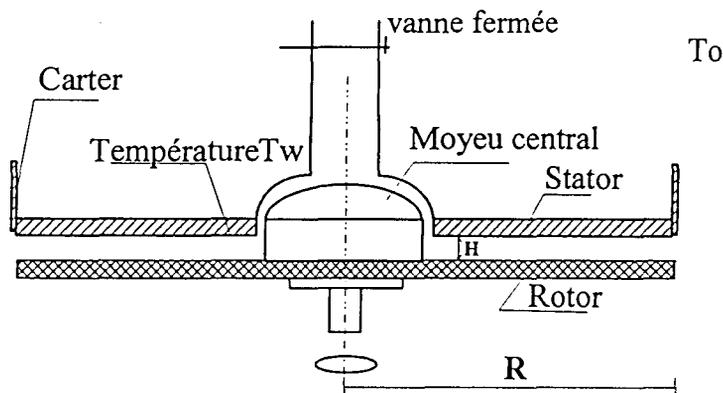
3.4 - ÉCOULEMENT A NOMBRE DE REYNOLDS 1,44

3.4.1. Position du problème.

Du point de vue des applications, il est intéressant de faire des essais à des nombres de Reynolds aussi grands que possible afin de se rapprocher des conditions de fonctionnement des turbomachines. C'est pourquoi, nous avons opéré au plus grand nombre de Reynolds possible sur notre banc d'essais : $Re = 1,44 \cdot 10^6$. Différents essais ont été effectués à ce nombre de Reynolds en satisfaisant aux conditions (3.1) et (3.2) :

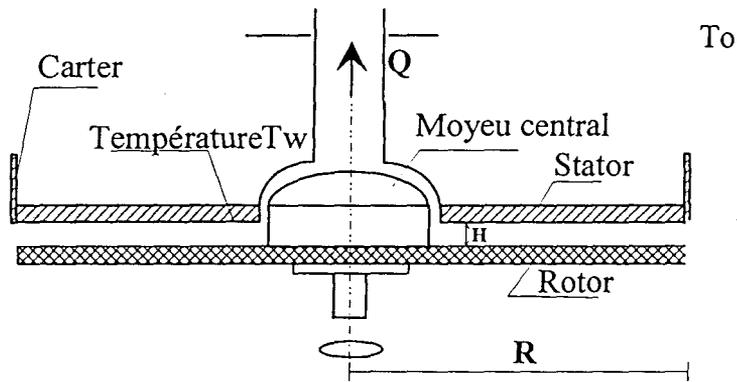
- un essai avec cavité ouverte, sans écoulement superposé, nommée cavité isolée (figure 3.29.a) :

$$C = 1 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; G = 0,08 ; Ro = 0 ; \sigma = 0,12$$



- Figure 3.29.a : cavité isolée -

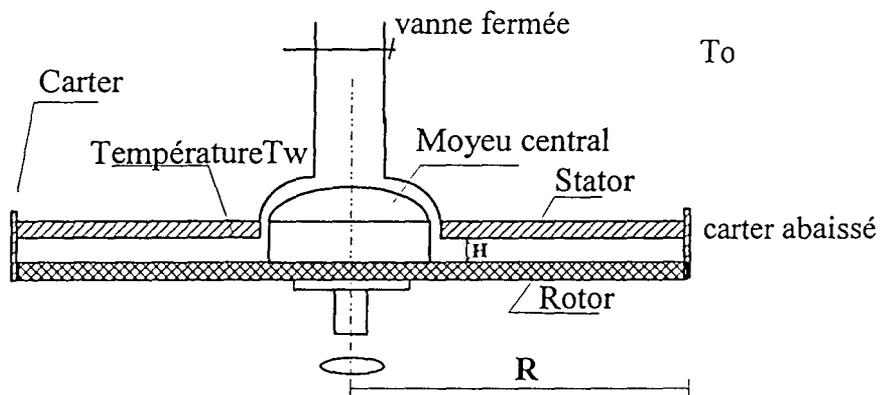
- trois essais avec cavité ouverte et écoulement superposé (figure 3.29.b) :
 - $Ro \approx 0 ; C = 1 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; G = 0,08 ; \sigma = 0,12$
 - $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3} ; C = 1 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; G = 0,08 ; \sigma = 0,12$
 - $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3} ; C = 1 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; G = 0,08 ; \sigma = 0,12$



- Figure 3.29.b : cavité ouverte avec écoulement superposé -

- un essai avec cavité obstruée (figure 3.29.c) :

$$C = 0 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; G = 0,08 ; Ro = 0 ; \sigma = 9,3 \cdot 10^{-2}$$



- Figure 3.29.c : cavité obstruée -

Dans une première partie, la plus importante, on traite les essais effectués avec cavité ouverte (sections 3.4.2 à 3.4.5). Une partie plus succincte comporte le cas particulier de la cavité fermée (section 3.4.).

3.4.2. Champ cinématique.

3.4.2.1 Vitesses moyennes.

La figure 3.30 montre les vitesses circonférencielles obtenues pour les quatre essais en différentes positions radiales et la figure 3.42 donne l'évolution du coefficient d'entraînement. L'allure générale des courbes des figures 3.30 est la même : dans le noyau central la vitesse reste sensiblement constante et dans les couches limites, le gradient de vitesse est important.

Pour la cavité isolée on observe une quasi-superposition des courbes suivant la position radiale et Γ reste constant suffisamment loin de la périphérie (figure 3.42) : on a alors dans le noyau central un mouvement de rotation en bloc correspondant à la solution de Batchelor. La moindre aspiration tend à briser ce phénomène : en comparant les figures 3.30.a et 3.30.b, ou sur la figure 3.42, on constate une augmentation du niveau de la vitesse, d'autant plus forte que l'on se rapproche de l'axe.

En ce qui concerne les vitesses radiales, présentées figure 3.31, l'allure générale est la suivante : une zone intermédiaire où la vitesse radiale est très faible, une zone située près du rotor où le fluide est éjecté et une zone à proximité du stator dans laquelle s'effectue l'aspiration. Les essais avec cavité isolée et cavité ouverte $Ro \approx 0$ fournissent des résultats relativement voisins (figures 3.31.a et 3.31.b). Par contre, pour une aspiration plus grande, la vitesse radiale augmente en valeur absolue, de plus en plus quand on s'approche de l'axe. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'aspiration est grande (figure 3.31.c et 3.31.d). On constate que l'influence du nombre de Rossby devient prépondérante lorsqu'on s'approche de l'axe, en particulier dans la zone d'aspiration.

3.4.2.2 Auto-corrélations et corrélations croisées de vitesse.

Pour les auto-corrélations de vitesse circonférencielle, représentées pour les auto-corrélations de vitesse radiale, représentées figure 3.33 c vitesse croisées, représentées figure 3.34, on observe la même allure gé

Il y a superposition des courbes pour les valeurs les plus grandes de r/R , puis une augmentation de niveau à mesure qu'on s'approche de l'axe, avec un maximum proche du stator. Une augmentation de Ro entraîne une augmentation de toutes les corrélations, surtout dans la couche limite du stator. L'aspiration apparaît donc comme une source d'amplification et de distorsion du champ turbulent, d'autant plus importante qu'on se trouve près de l'axe.

On peut aussi noter la différence de niveau entre les auto-corrélations de vitesses circumférencielles et les auto-corrélations de vitesses radiales ainsi qu'un niveau très faible des corrélations croisées de vitesse qui sont quasi nulles sauf près des parois.

En résumé, pour les corrélations de vitesse, on retrouve des propriétés analogues à celles observées pour les profils de vitesse moyenne : le niveau de turbulence est étroitement lié au nombre de Rossby et varie en fonction de la position radiale. De plus, la spectaculaire dispersion observée à $Re = 1,55 \cdot 10^5$ n'existe plus ici.

3.4.3 Densités spectrales de puissance.

Des densités spectrales de puissance, représentées figure 3.35, ont été calculées pour la cavité isolée, la cavité ouverte avec $Ro \approx 0$ et la cavité ouverte avec $Ro = 16,7 \cdot 10^3$. Les mesures sont effectuées dans le noyau central et dans la couche limite du stator. Les trois droites ajoutées sur les graphiques ont été définies dans la section 3.3.3.

Comme il n'apparaît pas de fréquence caractéristique on peut affirmer qu'il n'y a pas de perturbations instationnaires ordonnées de grande échelle, ce qui renforce l'hypothèse de mouvement axisymétrique et stationnaire. Cependant, le tracé de ces mêmes graphes en échelles cartésiennes (qui ne sont pas fournis ici, mais qui sont à disposition) permet de mettre en évidence un pic très étroit à 25 Hz qui apparaît seulement dans les couches limites du stator. Ce phénomène est lié à une légère dénivellation entre les parois du stator et l'embout du bouchon portant le fluxmètre. Comme ce pic présente peu d'énergie, il est peu décelable en échelle Log - Log.

Sur la figure 3.35, on peut constater que la production d'énergie se fait principalement près des parois alors qu'en milieu de veine la dissipation est prépondérante. La production est

plus importante en périphérie que près de l'axe. La comparaison entre les densités spectrales de la cavité isolée et celles avec un écoulement superposé montre que près de la périphérie le spectre d'énergie n'est pas affecté par l'aspiration radiale. Ceci est cohérent avec les résultats déterminés en cinématique où l'évolution des profils obtenus pour les composantes circumférencielle et radiale adimensionnelles fait apparaître l'existence d'un domaine voisin de l'entrée de la cavité peu sensible à l'aspiration de fluide.

Un autre phénomène intéressant est la décroissance très rapide du spectre d'énergie, correspondant à une pente -3 , à partir de 60Hz , et dans les couches limites près du stator, ce qui semble être représentatif d'une turbulence à deux dimensions. Ce phénomène, qui est associé à l'apparition de gros tourbillons, n'est plus présent en milieu de veine. Dans la référence [27] une visualisation faite par laser dans les mêmes conditions cinématiques pour le cas de la cavité isolée, mais sans moyeu central, a détecté la présence de gros tourbillons. Il y aurait donc possibilité de formation de gros tourbillon à partir de la couche limite du stator.

3.4.4. Champ thermique.

3.4.4.1 Températures et flux thermiques sur le stator.

Les figures 3.36a à d représentent les conditions en température obtenues sur le stator pour les différents cas avec cavité ouverte. La température locale sur le stator est en moyenne de 60°C à $\pm 3^\circ\text{C}$ au maximum.

Les flux thermiques sur le stator, donnés figures 3.37, montrent des évolutions différentes suivant les configurations. Pour la cavité isolée, Nu croit très rapidement lorsqu'on s'approche de la périphérie. Pour $Ro \approx 0$, il y a une augmentation des valeurs de Nu par rapport à la cavité isolée, cette augmentation étant d'autant plus grande près du moyeu où se produit l'aspiration. Quand l'aspiration est plus forte, on observe une stagnation des valeurs de Nu proches de la périphérie et une augmentation en allant vers l'axe. Pour les deux plus grandes valeurs de Ro le nombre de Nusselt devient à peu près constant (figures 3.37.c et 3.37.d).

On observe donc deux phénomènes distincts : le premier correspondant à la cavité isolée et la cavité ouverte avec $Ro \approx 0$ où la croissance de Nu quand on s'approche de la périphérie, peut s'expliquer par un refroidissement plus important dû à l'entrée d'air à température ambiante. Le second phénomène correspondant aux deux essais faits à $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ et $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$, où on observe une uniformisation de Nu vraisemblablement provoquée par l'écoulement superposé. L'aspiration provoque donc un refroidissement tendant à homogénéiser les flux et dont les effets se font sentir sur tout le stator.

3.4.4.2 Températures moyennes.

En ce qui concerne les températures moyennes (figures 3.38 et 3.43), l'allure générale est la même que celle décrite dans la section 3.3.4.2 : une zone relativement constante dans le noyau central et une zone à proximité du stator où la température croît très rapidement, la couche limite thermique à proximité du rotor étant inaccessible aux mesures. Dans tous les cas la température du noyau central augmente quand r diminue. Cette augmentation est d'autant moins intense que Ro est grand.

Pour la cavité isolée, on peut distinguer deux régions : on peut penser que cela est dû aux effets de bord. Pour $r / R \leq 0,61$, le niveau des températures moyennes est élevé et les courbes sont relativement proches les unes des autres. Pour $r / R \geq 0,69$, les températures moyennes sont plus faibles et elles diminuent à mesure qu'on s'approche de la périphérie. La moindre apparition d'un écoulement superposé fait disparaître cet écart de température entre les deux régions, les valeurs de température diminuent progressivement de l'axe vers la périphérie. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'aspiration devient forte (figures 3.38 et 3.43). Pour le nombre de Rossby le plus élevé on arrive même à un regroupement de

toutes les courbes sur une petite différence : $0,1 \leq \frac{T - T_o}{T_w - T_o} \leq 0,35$. On peut encore constater

que l'épaisseur de la couche limite thermique est nettement plus grande que celle de la couche limite dynamique.

3.4.4.3 Auto-corrélations de température et corrélations croisées de vitesse- température.

Pour les auto-corrélations de température (figure 3.39) et les corrélations croisées de vitesse – température (figures 3.40 et 3.41), l'allure générale des courbes est la suivante : une zone où les valeurs très faibles restent constantes dans le noyau central et deux régions, dans les couches limites où elles varient.

On constate encore que le niveau des corrélations croisées vitesse circumférentielle – température est plus élevé que pour les corrélations croisées vitesse radiale - température.

Les plus grandes fluctuations sont obtenues pour l'essai effectué avec cavité isolée. La moindre aspiration tend à diminuer ces fluctuations. De même, l'augmentation du nombre de Rossby entraîne une diminution du niveau des auto-corrélations et corrélations croisées.

3.4.5 Confrontation entre expérience et modèle.

Comme pour le plus petit nombre de Reynolds nous allons procéder à une confrontation entre l'expérience et le modèle présenté dans le chapitre 1. Les arguments qui rendent cette confrontation réaliste ont été avancés dans la section 3.3.5 : ils demeurent valables ici.

3.4.5.1 Champs de vitesse et de température

Les comparaisons avec les résultats théoriques, sont représentées sur les figures 3.44 à 3.47 en ce qui concerne le champ de vitesse, et sur la figure 3.46 en ce qui concerne la température.

Pour la détermination du champ de vitesse, les constantes b , c , α et β sont choisies à l'aide des résultats expérimentaux. L'ajustement de ces constantes est difficile pour les mêmes raisons que celles développées en section 3.3.4.1 (Ro est petit et la distribution de pression sur le stator n'est pas connue). En conséquence, les constantes ont été déterminées

uniquement à l'aide des vitesses circonférentielles et radiales, et ce dans le noyau central. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.3 .

$10^3 Ro$	0	7,2	16,7	cavité isolée
b	0,143	0,15	0,19	
c	0,04	0,04	0,04	
α (rad)	0,0067	0,056	0,1128	
β (rad)	0,0082	0,03	0,06	
g				0,3

- Tableau 3.3 : Valeur des constantes du modèle cinématique pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$ -

Dans le cas de la cavité isolée (figure 3.44.a), le modèle des vitesses circonférentielles correspond bien à l'expérience. Dès l'apparition d'une aspiration forcée (figures 3.44.b à 3.44.d) il y a accord du modèle avec les résultats expérimentaux, et cela d'autant mieux que l'aspiration est grande.

Pour la vitesse radiale, la comparaison est satisfaisante (figure 3.45). Il y a superposition des courbes théoriques avec les résultats expérimentaux et ce indépendamment du nombre de Rossby et de la position radiale.

On sait que la comparaison avec le modèle théorique de température ne peut être faite que lorsqu'il y a débit radial. Les constantes a et d sont ajustées à l'aide des mesures. Les résultats sont consignés dans le tableau 3.4.

$10^3 Ro$	0	7,2	16,7
a	9,18	3,8	4,41
d	2,04	0,95	1,13

- Tableau 3.4 : Valeur des constantes du modèle thermique pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$ -

Pour $Ro \approx 0$, il existe des écarts entre le modèle de température et les résultats expérimentaux, notamment près de la périphérie. Pour une aspiration plus grande ces écarts disparaissent et il y a superposition des courbes dans le noyau central.

3.4.5.2 Relations intégrales

Les intégrales de la relation 1.17 sont calculées pour différentes valeurs des exposants m et n . Les résultats sont donnés figure 3.47.

L'invariance des intégrales à l'égard de r est relativement bien vérifiée, les résultats étant d'autant meilleurs que Ro est grand. Pour $Ro \approx 0$, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ et $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ on trouve respectivement : $I_{0,0} = 3,3 \cdot 10^{-3}$, $I_{0,0} = 7,4 \cdot 10^{-3}$ et $I_{0,0} = 14,9 \cdot 10^{-3}$ en moyenne (d'après la loi de conservation de la masse on doit avoir $I_{0,0} = Ro$) : on peut donc considérer que les résultats sont satisfaisants. Par contre, dans le cas de la cavité isolée, les écarts relatifs sont plus importants. On obtient par exemple $I_{0,0} = 1,3 \cdot 10^{-3}$ en moyenne mais avec un écart type égal à $6 \cdot 10^{-4}$, soit une erreur relative égale à 47% !

3.4.6 Cas particulier de la cavité obstruée.

Le cas de la cavité fermée est relativement répandu dans la littérature sur les systèmes rotor – stator. C'est un cas de référence du point de vue fondamental et numérique car il présente des conditions aux frontières bien identifiées. Nous avons voulu profiter de cette situation pour nous livrer à une comparaison entre nos résultats expérimentaux et les informations disponibles dans la littérature. Il faut toutefois préciser que notre cavité n'est pas complètement fermée puisqu'il demeure un très petit espace entre le carter et le rotor pour permettre à ce dernier de tourner sans frottement. Il existe donc une communication par une fuite circulaire au travers de laquelle il y a un faible échange d'air entre la cavité et l'extérieur. C'est pour cette raison que la cavité est dite obstruée et non fermée.

Les résultats cinématiques sont représentés sur les figures 3.48 à 3.52. L'allure générale des courbes obtenues est classique, avec une totale indépendance à l'égard de la position radiale.

On peut noter le niveau plus élevé des vitesses circonférencielles de la cavité obstruée ($V/\Omega r \approx 0,4$) par rapport à ceux de la cavité isolée. Cela peut s'expliquer par le fait que carter ouvert il y a des échanges avec l'extérieur, et l'air entrant sans prérotation diminue les valeurs de la vitesse. On peut aussi observer que les corrélations sont très petites.

Les résultats thermiques représentés sur les figures 3.54 à 3.58 sont obtenus à partir d'une température du stator de 50°C en moyenne, d'où $\sigma = 0,09$. L'imposition d'une température de 60°C engendrait des températures supérieures à celle du stator, or pour des raisons d'étalonnage de la sonde, il a paru plus opportun de baisser cette température à 50°C (figure 3.53).

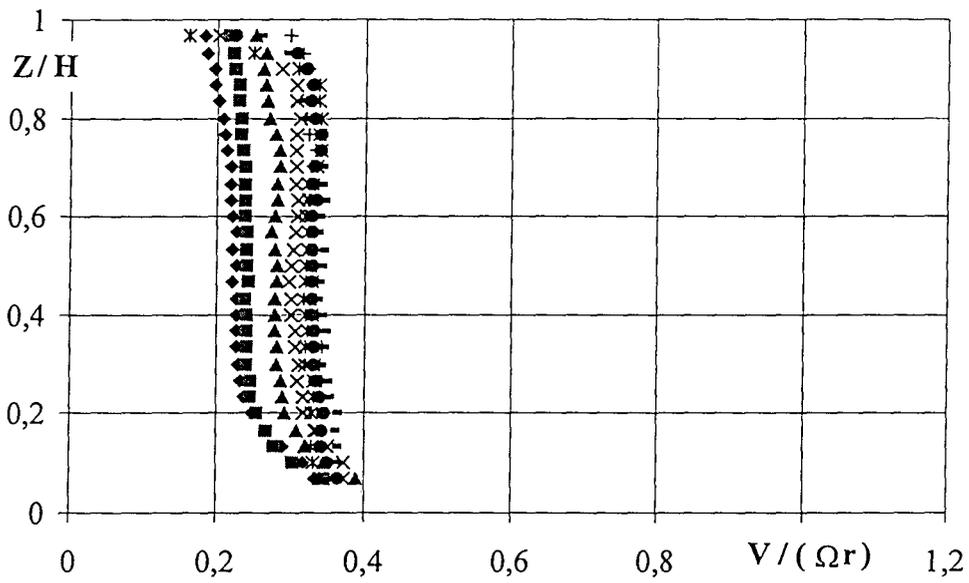
On peut constater sur la figure 3.54 que les valeurs de Nu obtenues sont petites mais légèrement plus élevées vers la périphérie où réside le débit de fuite. L'allure générale des résultats thermiques ressemble à la description faite en section 3.4.4. Les températures moyennes, figure 3.55, diminuent avec r, sauf à proximité du moyeu central ($\frac{r}{R} \leq 0,53$). On peut noter, comme pour la cavité isolée, que ces courbes sont séparées en deux faisceaux. On aurait ainsi une démarcation en deux faisceaux pour les cas cavité isolée et obstruée tandis qu'avec la cavité ouverte avec écoulement superposé, les courbes de température ont tendance à diminuer et à se rejoindre.

Le fait que les températures dans la cavité dépassent T_w pour les faibles valeurs de r (figure 3.55) semble être dû à l'isolement de la cavité qui empêche tout renouvellement d'air à l'intérieur de la cavité et engendre ainsi une augmentation de la température par échauffement mécanique. Il est également probable que la température de l'air situé dans la portion de conduite axiale, entre la cavité et la vanne, augmente du fait de l'isolation thermique (voir figure 3.29.c). En absence d'évacuation de l'air ainsi chauffé, il y a contamination thermique dans le voisinage du moyeu.

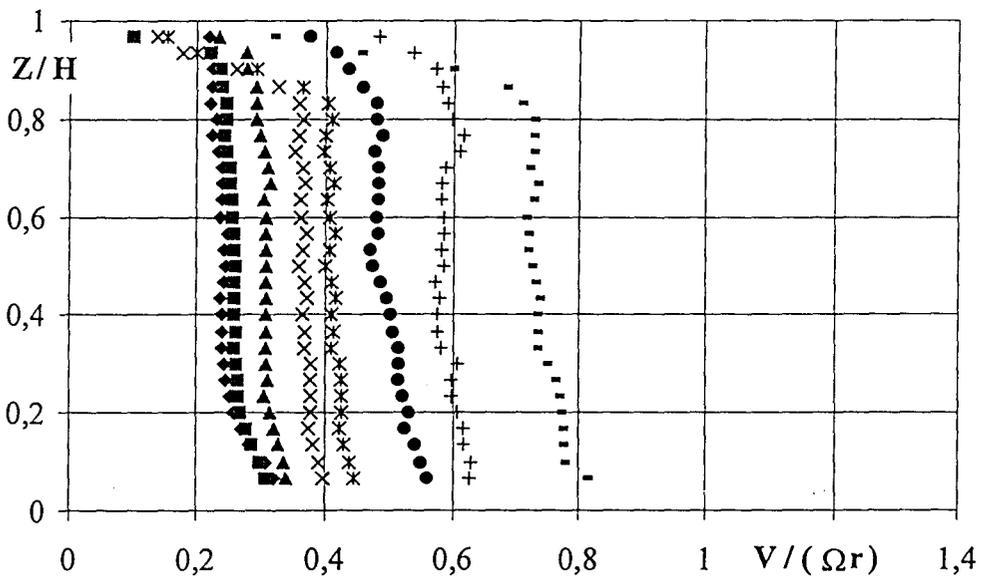
En ce qui concerne les auto-corrélations et corrélations croisées, il y a peu de dispersion et les fluctuations sont faibles.

Les résultats précédents ($C \approx 0$) sont comparés à ceux obtenus en écoulement isotherme par Itoh et al [20] avec cavité fermée ($C = 0$) et par Debuchy [8] avec cavité fermée aux trois quarts ($C = 0,25$), et ce sensiblement dans les mêmes conditions expérimentales. Ces comparaisons sont présentées figures 3.59 et 3.60 en ce qui concerne les vitesses moyennes. Pour la vitesse circumférencielle, il y a superposition des résultats dans le noyau central, seul un léger écart existe dans la couche limite. On peut supposer qu'il provient de la différence entre les degrés de fermeture des trois cas comparés. Pour la vitesse radiale, il

y a bien superposition dans le noyau central ; seul un léger décalage existe avec Debuchy. Les auto-corrélations de vitesse circumférencielle ont été comparées en figure 3.61 avec les résultats expérimentaux de Debuchy [8] et ceux de Cheah et al [5] obtenus avec $C = 0$. On peut constater un bon accord. Nous avons donc confirmation de l'indépendance entre la cinématique et la thermique et ce aussi bien sur les valeurs moyennes que sur les corrélations.



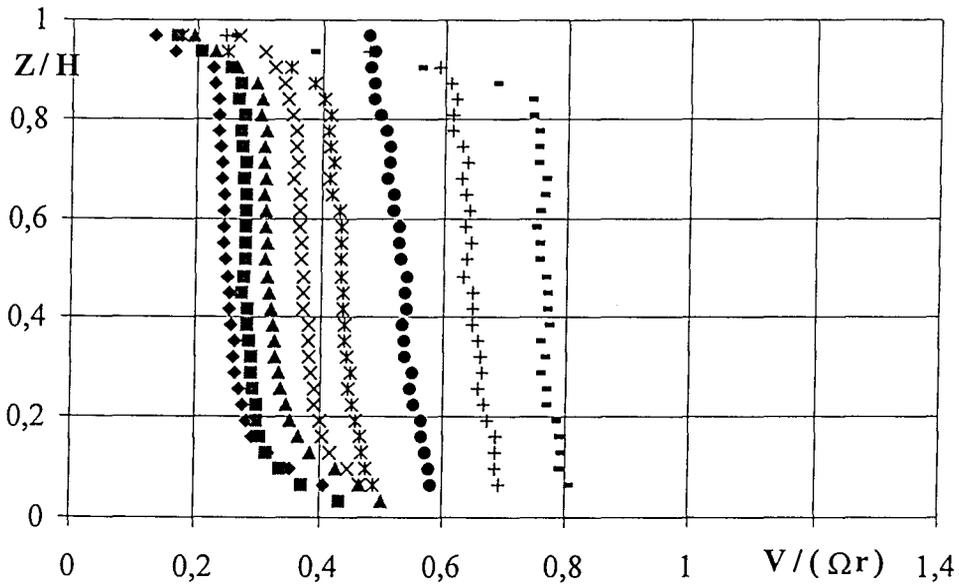
- Figure 3.30.a : Vitesses circonférencielles, cavité isolée -



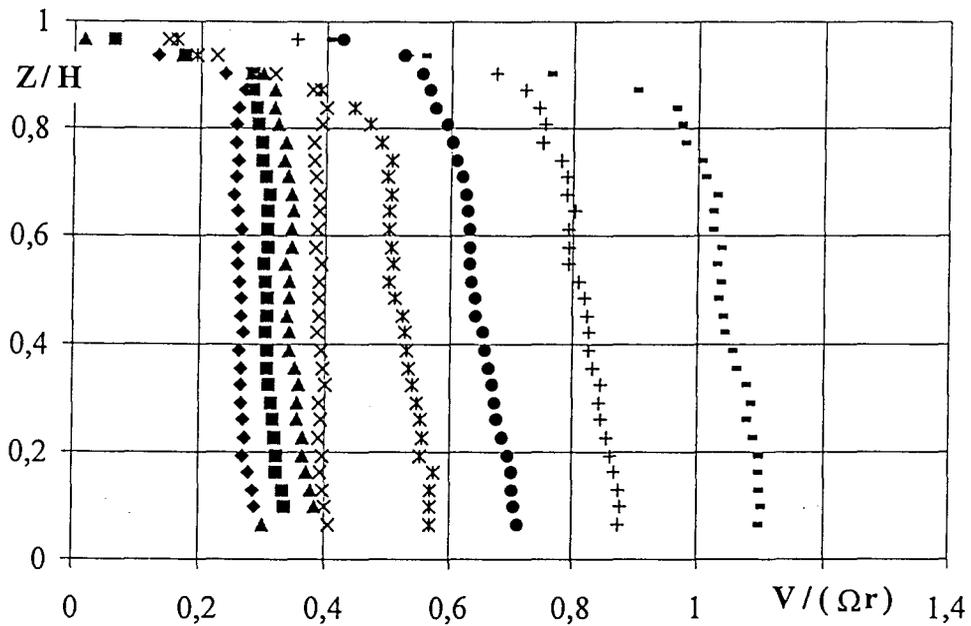
- Figure 3.30.b : Vitesses circonférencielles, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



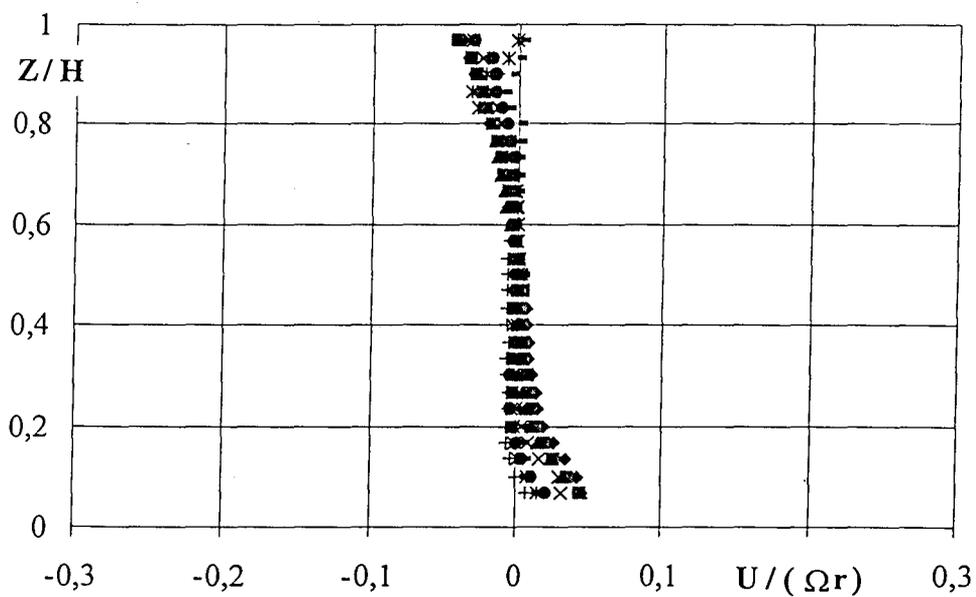
- Figure 3.30.c : Vitesses circulatoires, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



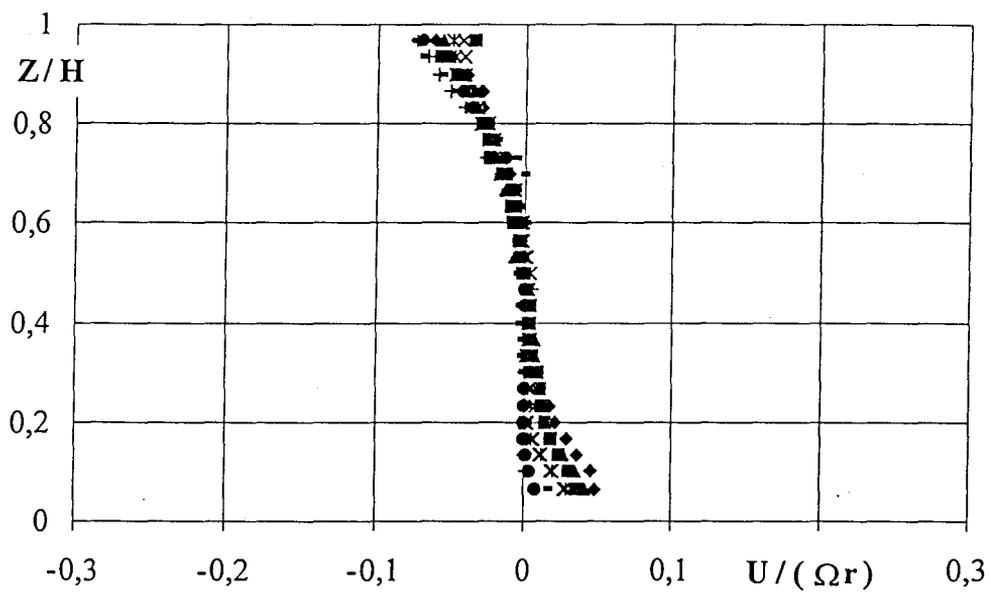
- Figure 3.30.d : Vitesses circulatoires, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



- Figure 3.31.a : Vitesses radiales, cavité isolée -

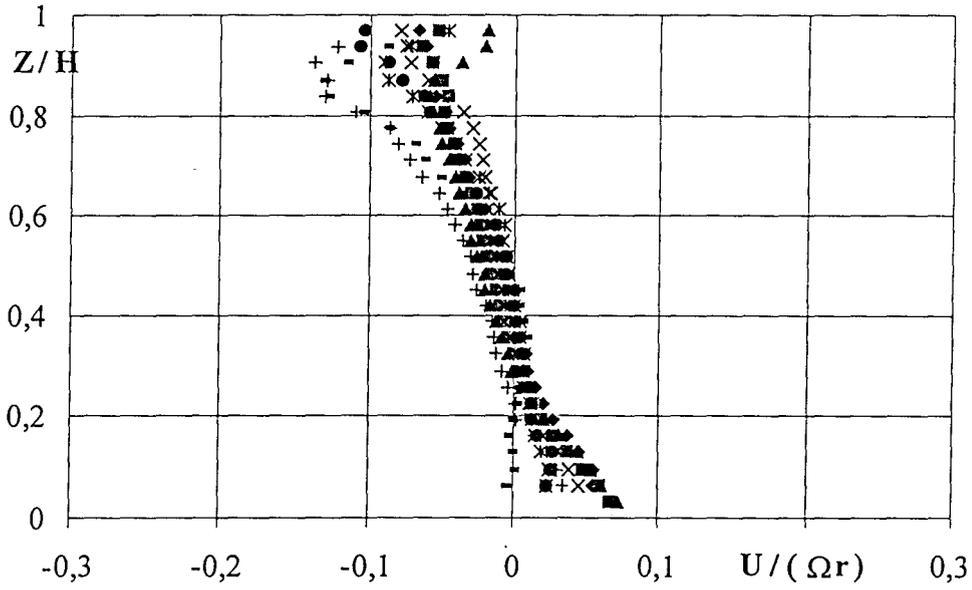


- Figure 3.31.b : Vitesses radiales, $Ro \approx 0$ -

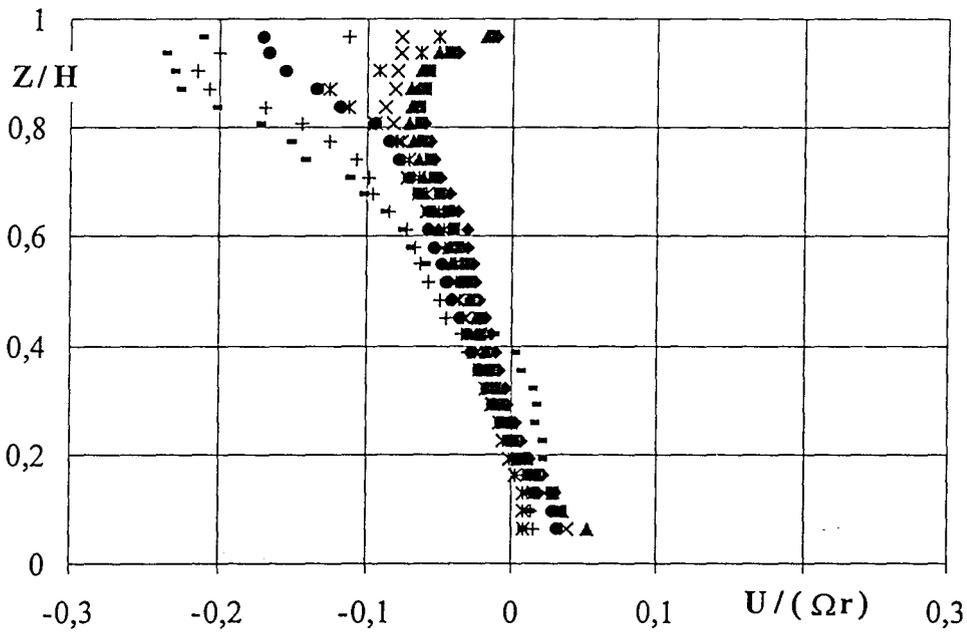
$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^4$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;

* $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



- Figure 3.31.c : Vitesses radiales, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



- Figure 3.31.d : Vitesses radiales, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

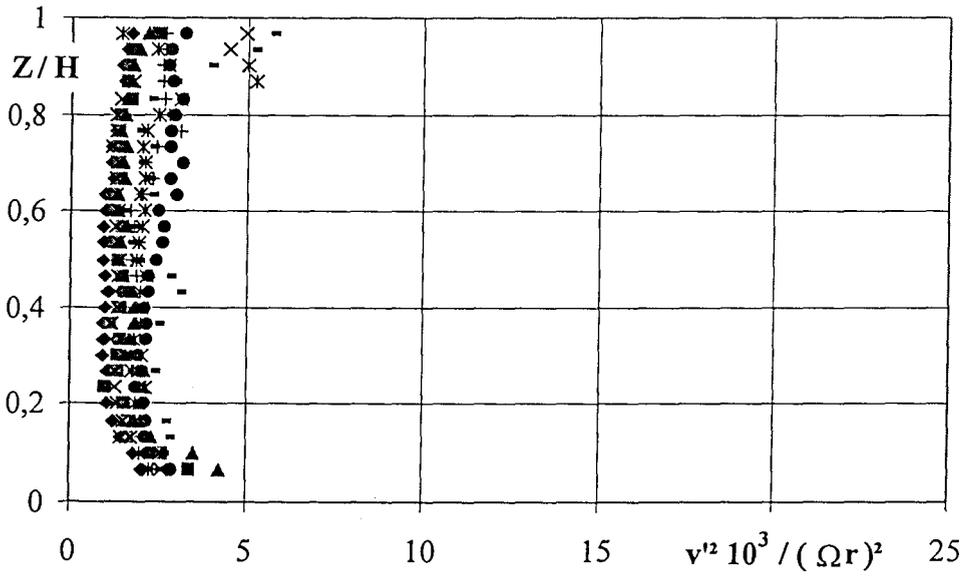
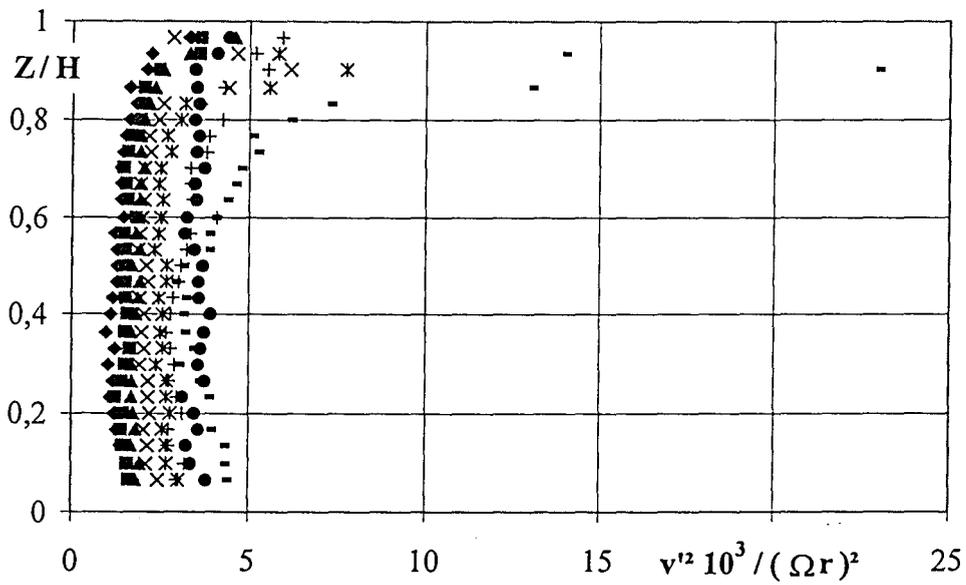


Figure 3.32.a : Auto-corrélations de vitesses circonférencielles, cavité isolée -



- Figure 3.32.b : Auto-corrélations de vitesses circonférencielles, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

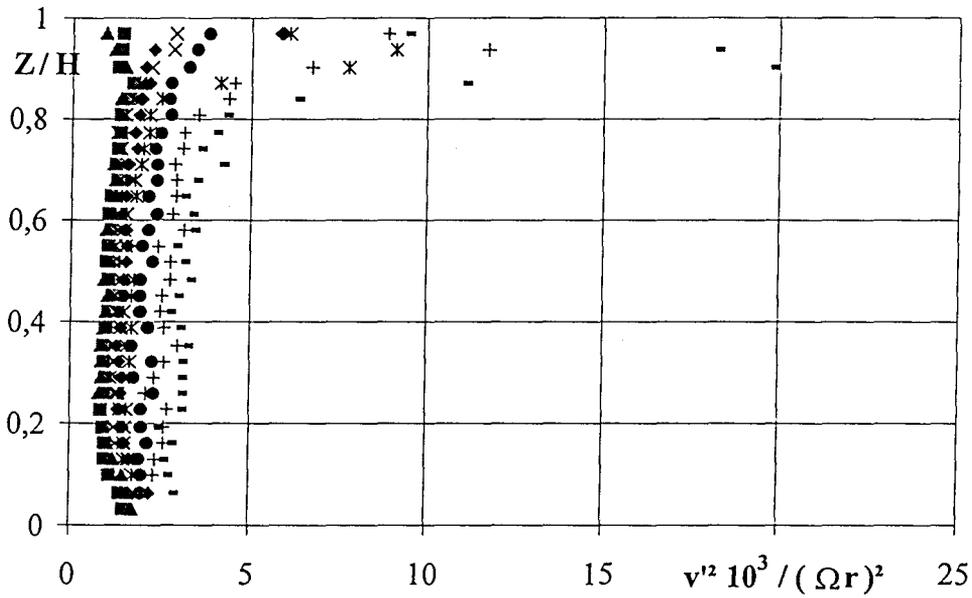
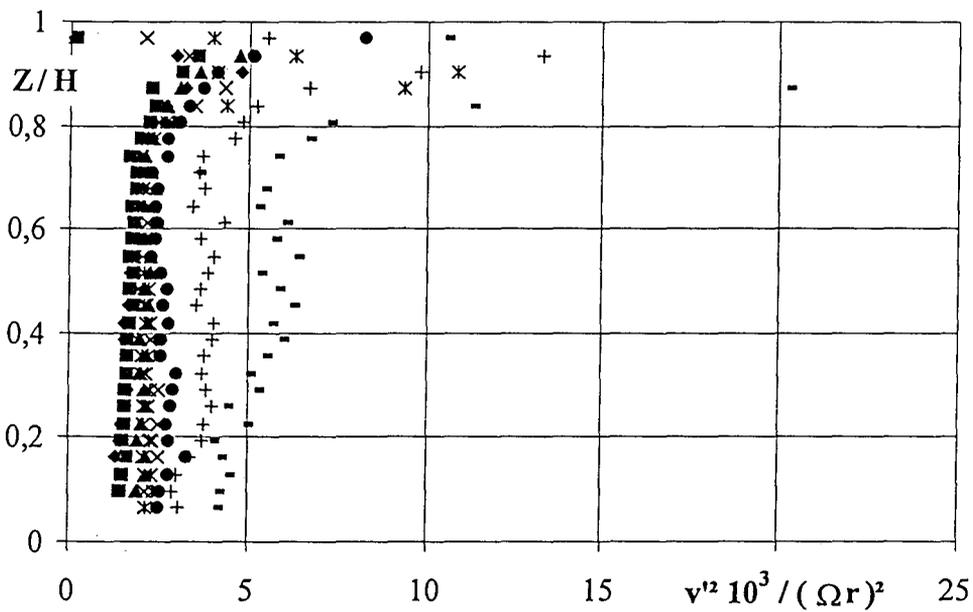


Figure 3.32.c : Auto-corrélations de vitesses circonférencielles, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



- Figure 3.32.d : Auto-corrélations de vitesses circonférencielles, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

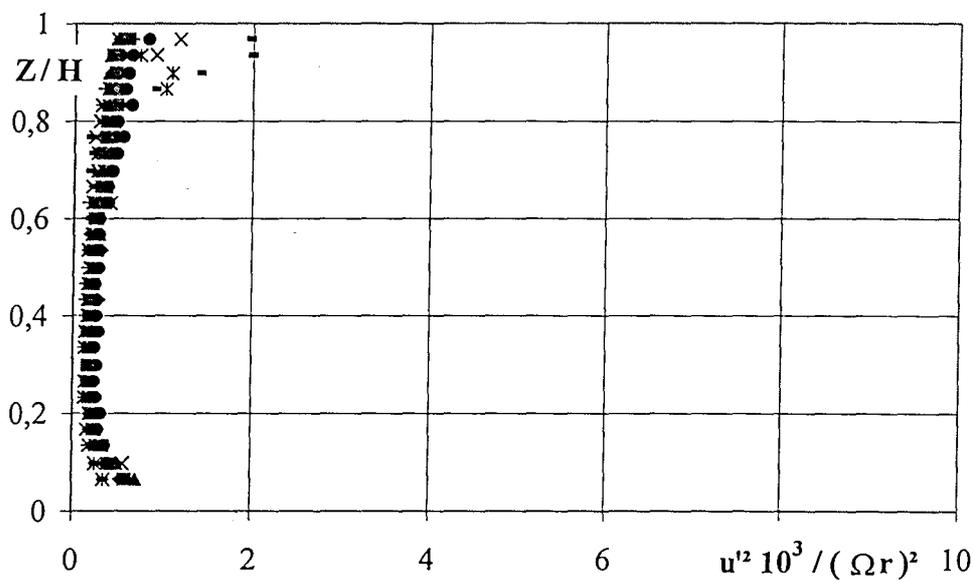
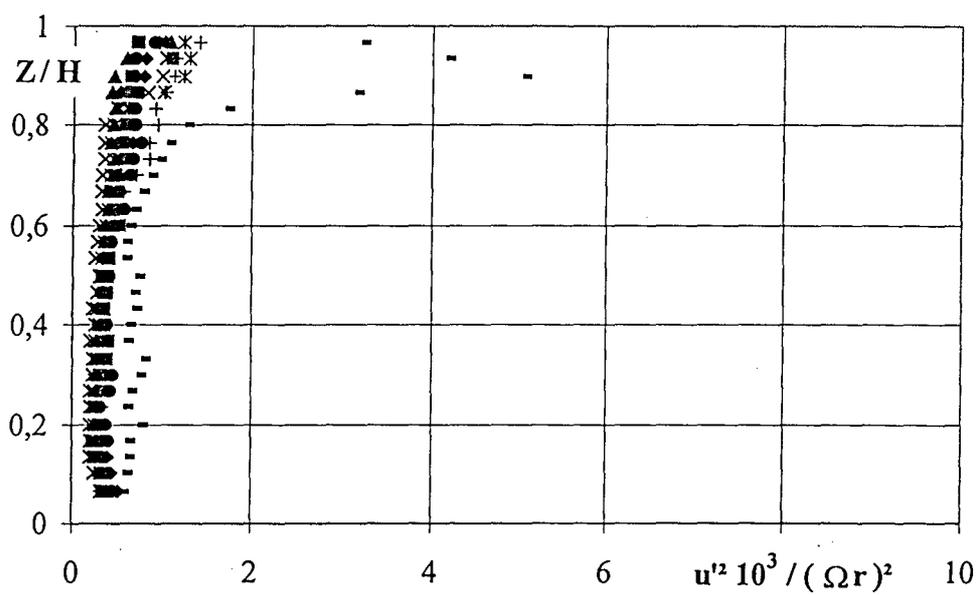


Figure 3.33.a : Auto-corrélations de vitesses radiales, cavité isolée -



- Figure 3.33.b : Auto-corrélations de vitesses radiales, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

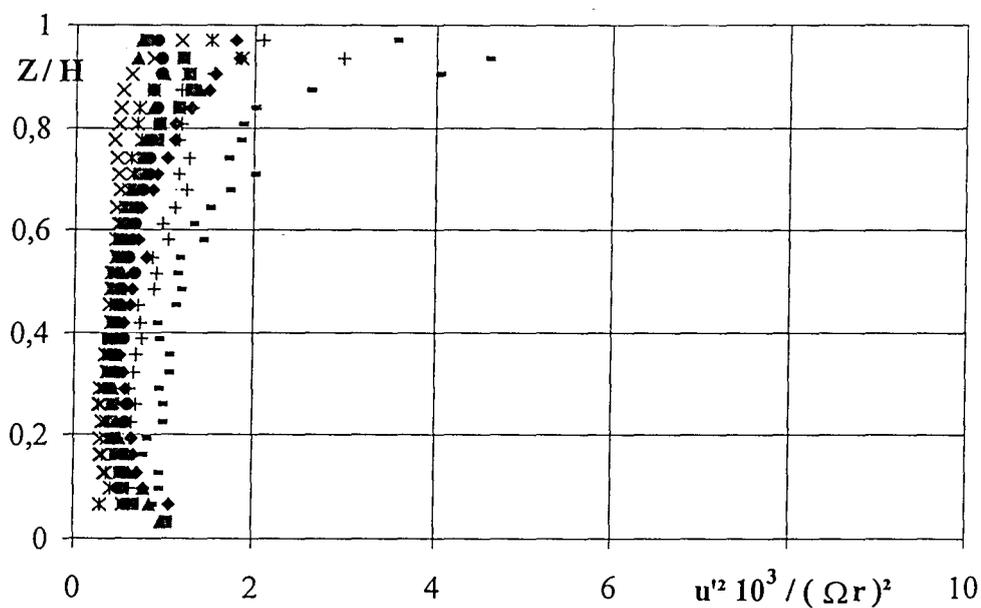
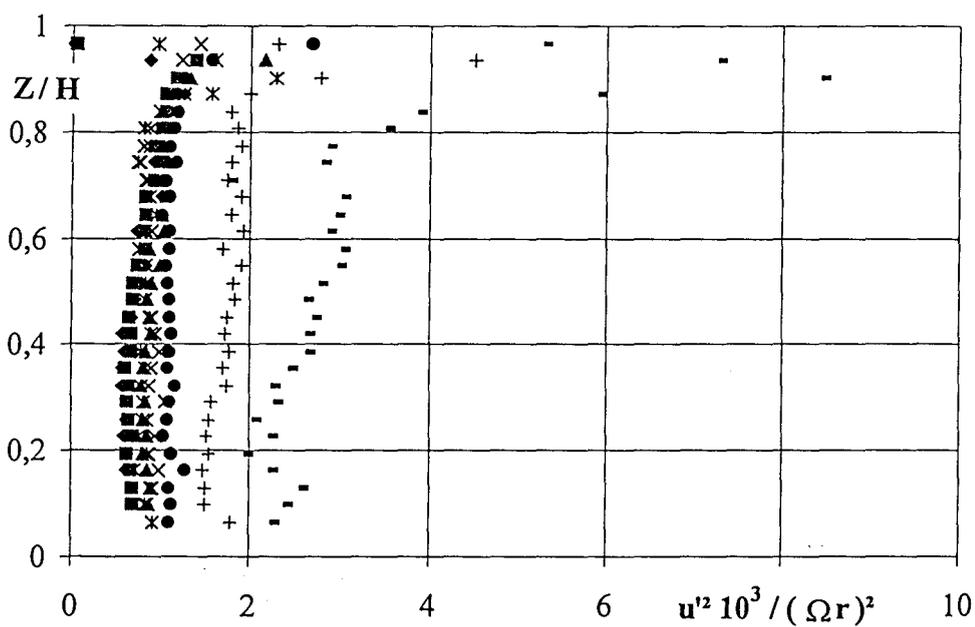


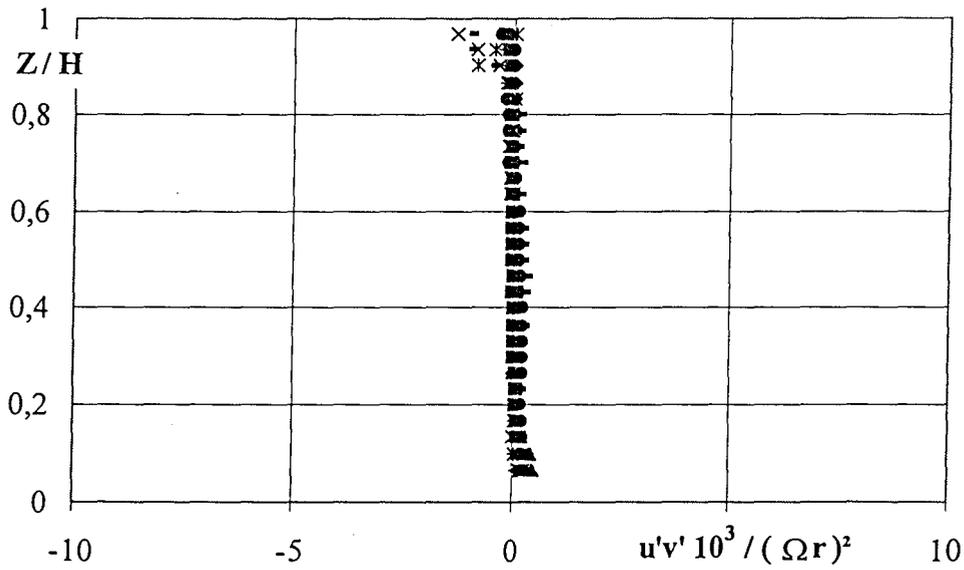
Figure 3.33.c : Auto-corrélations de vitesses radiales, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



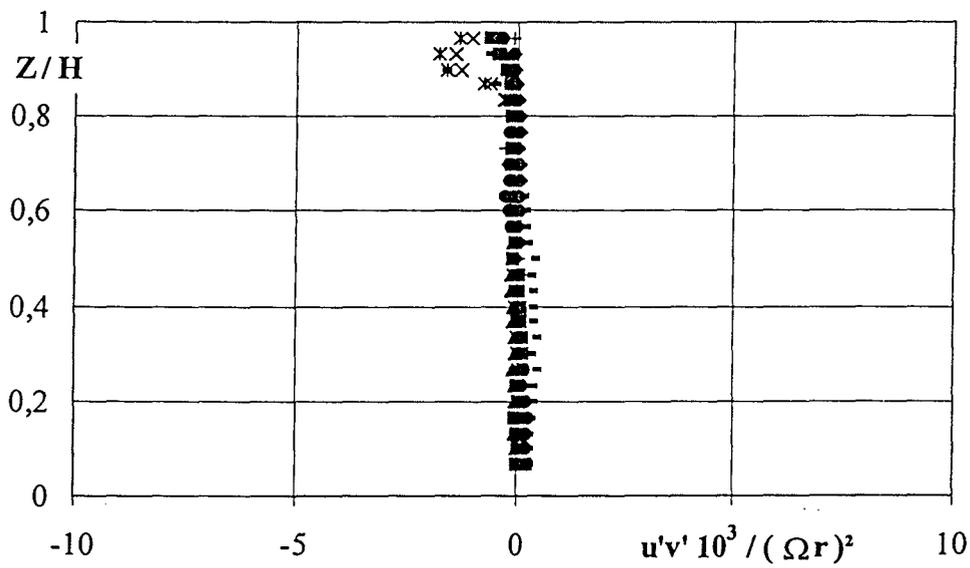
- Figure 3.33.d : Auto-corrélations de vitesses radiales, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



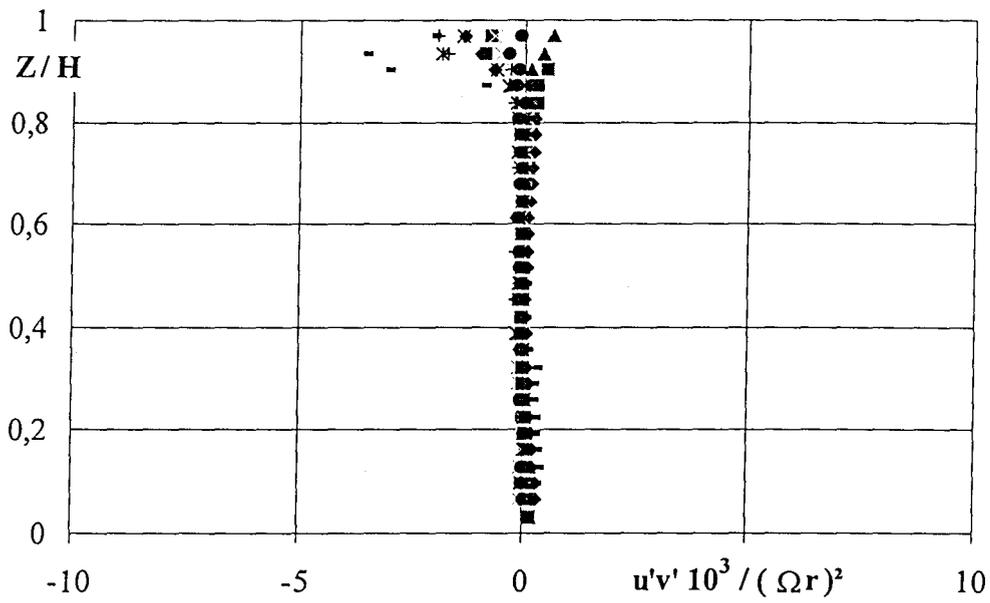
- Figure 3.34.a : Corrélations croisées de vitesses, cavité isolée -



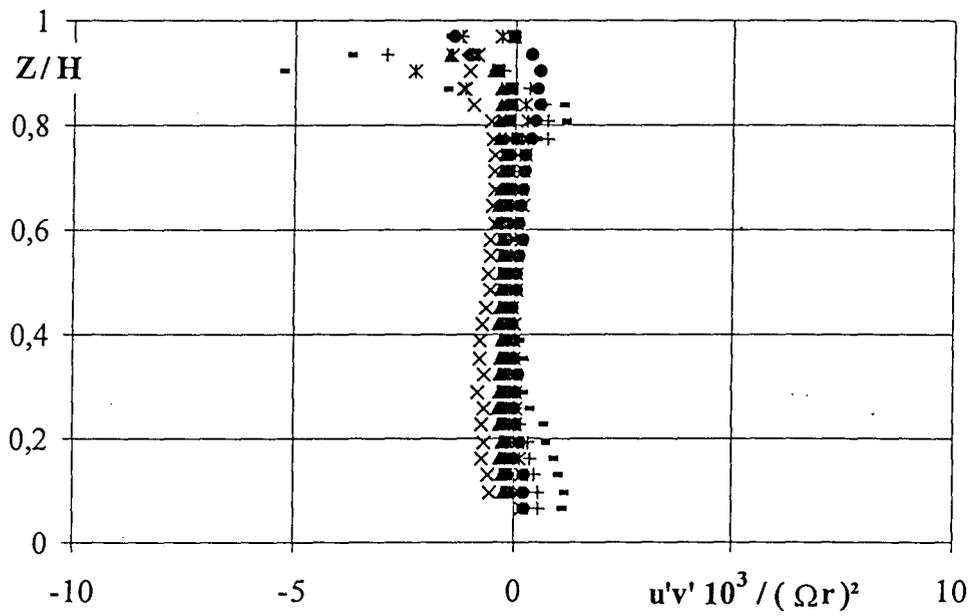
- Figure 3.34.b : Corrélations croisées de vitesses, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



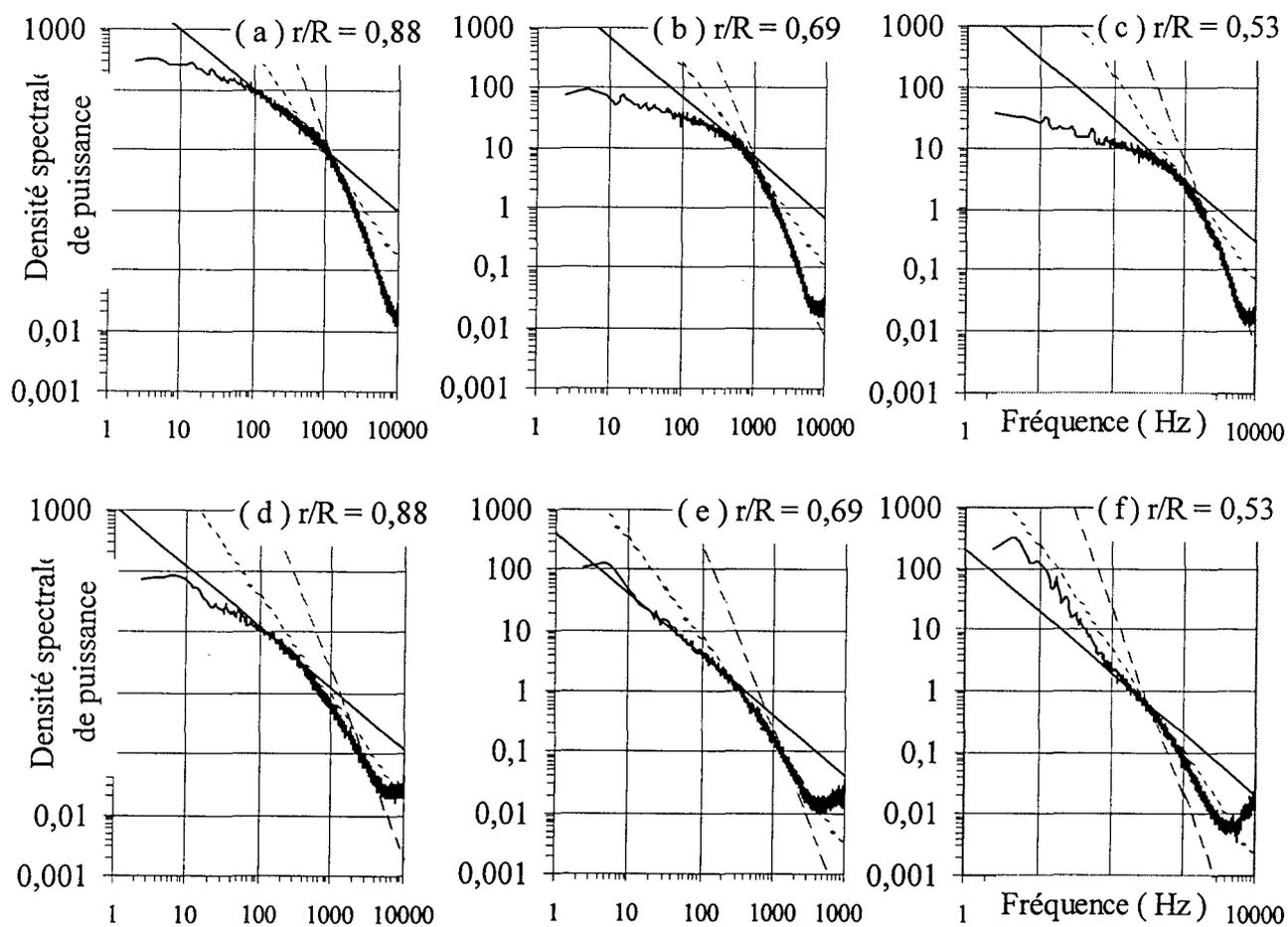
- Figure 3.34.c : Corrélations croisées de vitesses, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



- Figure 3.34.d : Corrélations croisées de vitesses, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



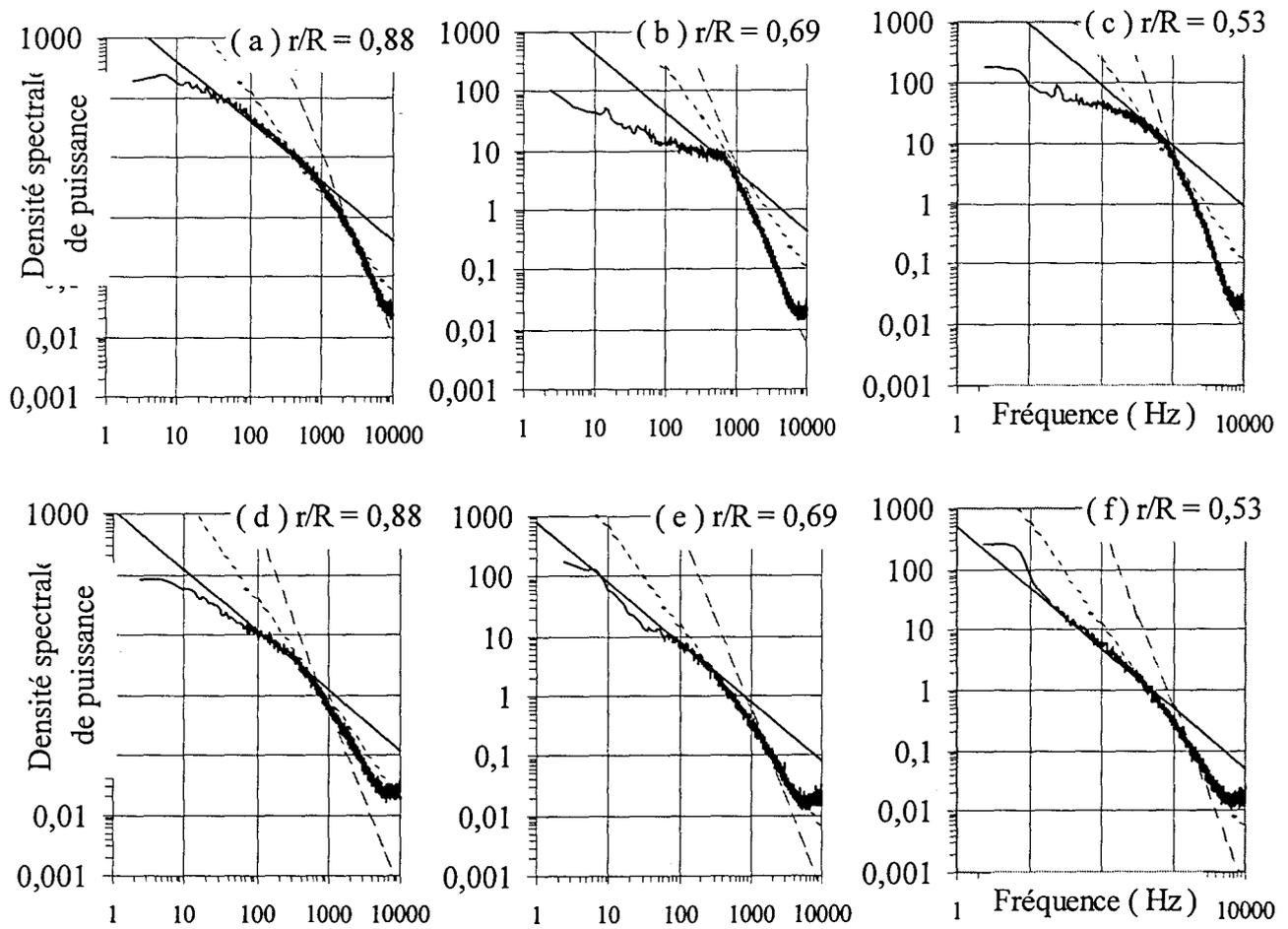
- Figure 3.35.a : Densités spectrales de puissance -

(a), (b), (c), mesurées dans la couche limite du stator à $z/H = 0,96$

(d), (e), (f), mesurées dans le noyau central à $z/H = 0,50$

cavité isolée

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



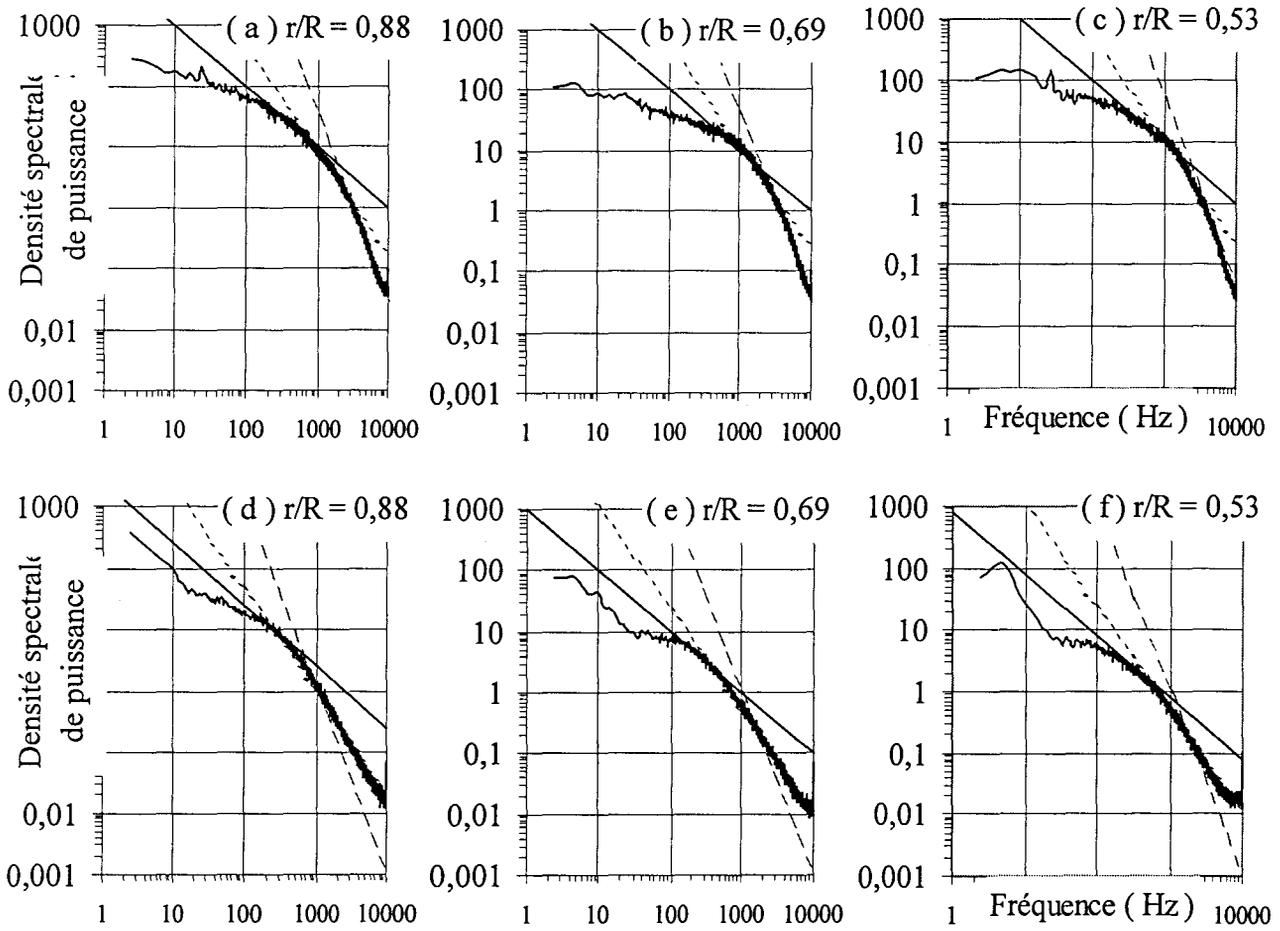
- Figure 3.35.b : Densités spectrales de puissance -

(a), (b), (c), mesurées dans la couche limite du stator à $z/H = 0,96$

(d), (e), (f), mesurées dans le noyau central à $z/H = 0,50$

$$Ro \approx 0$$

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,12 ; C = 1 ; \lambda = 0,27 ; \eta = 0,67 ; \eta' = 4,33$$



- Figure 3.35.c : Densités spectrales de puissance -

(a), (b), (c), mesurées dans la couche limite du stator à $z/H = 0,96$

(d), (e), (f), mesurées dans le noyau central à $z/H = 0,50$

$$Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$$

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,12 ; C = 1 ; \lambda = 0,27 ; \eta = 0,67 ; \eta' = 4,33$$

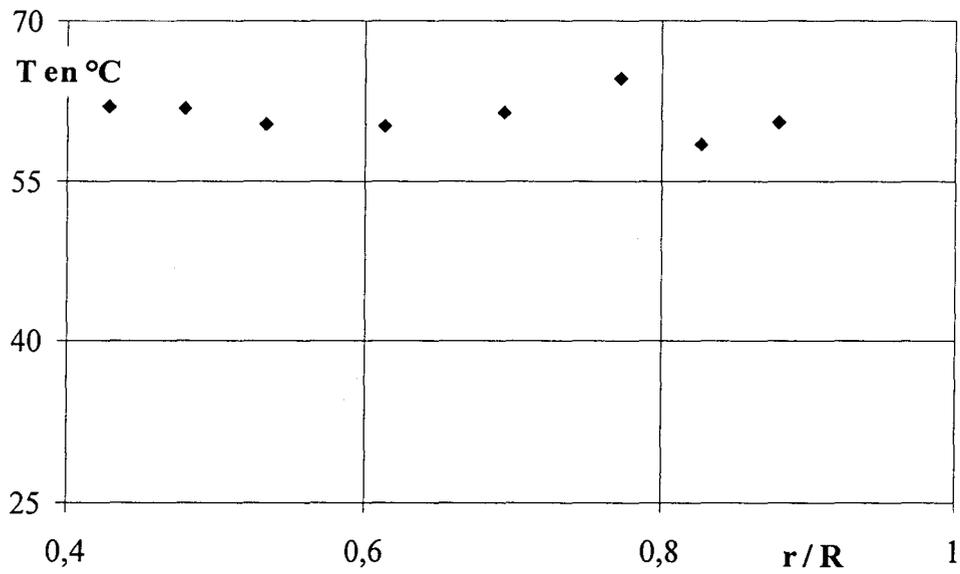
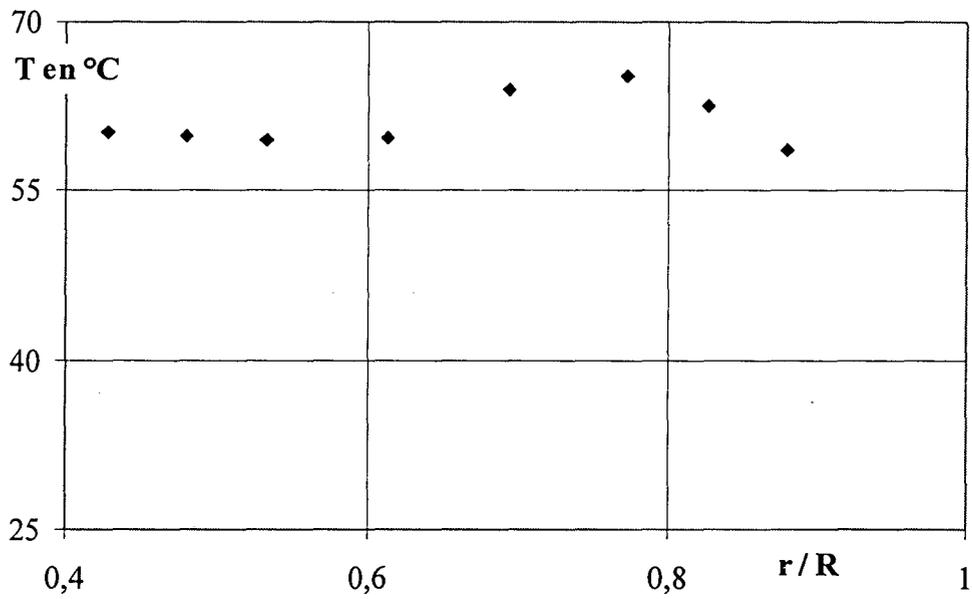


Figure 3.36.a : Températures sur le stator, cavité isolée –



- Figure 3.36.b : Températures sur le stator, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

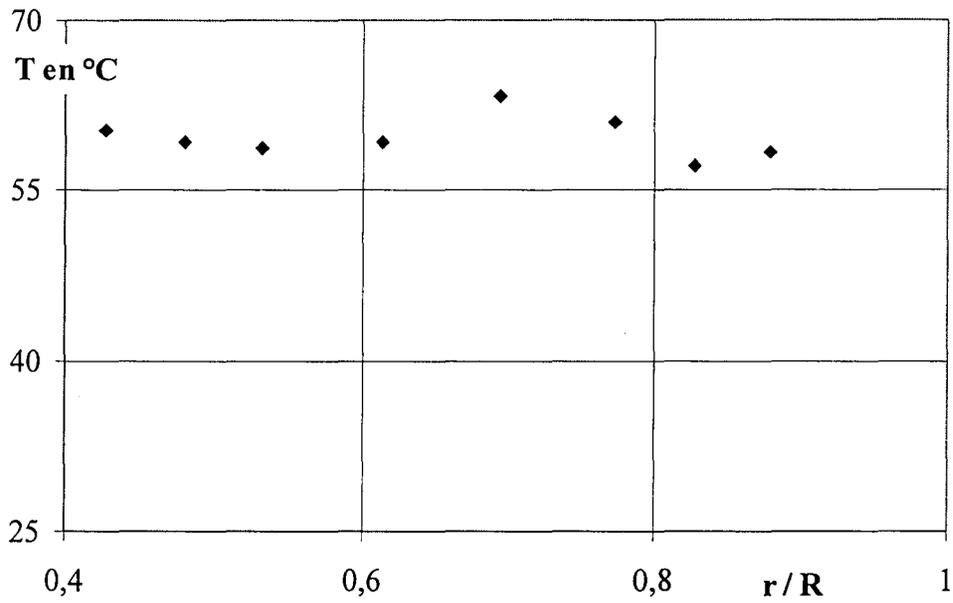
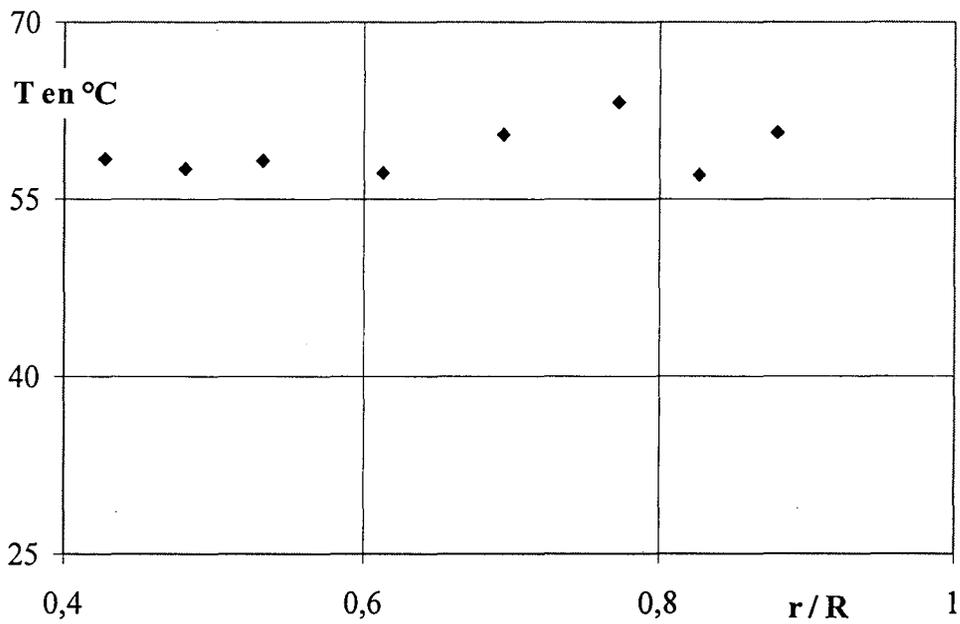
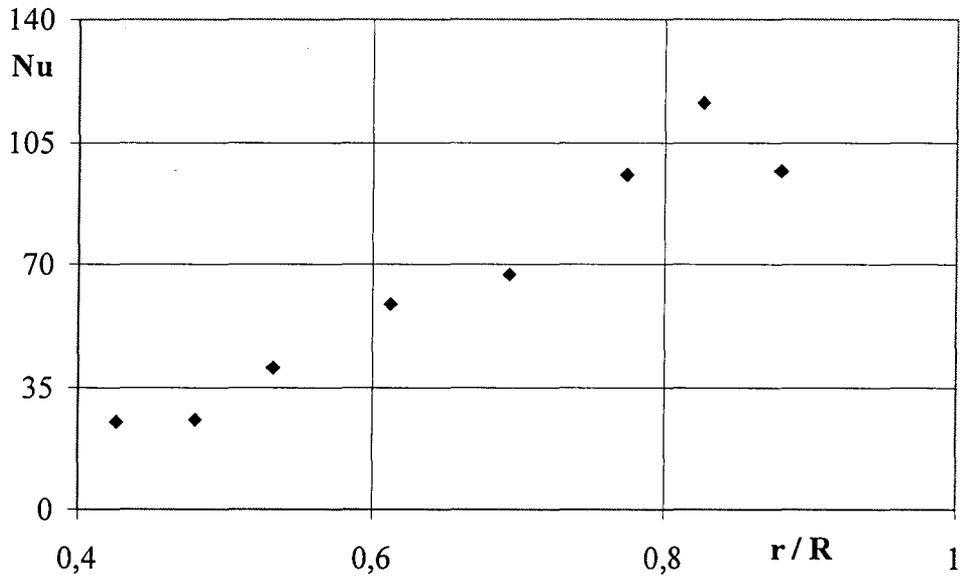


Figure 3.36.c : Températures sur le stator, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -

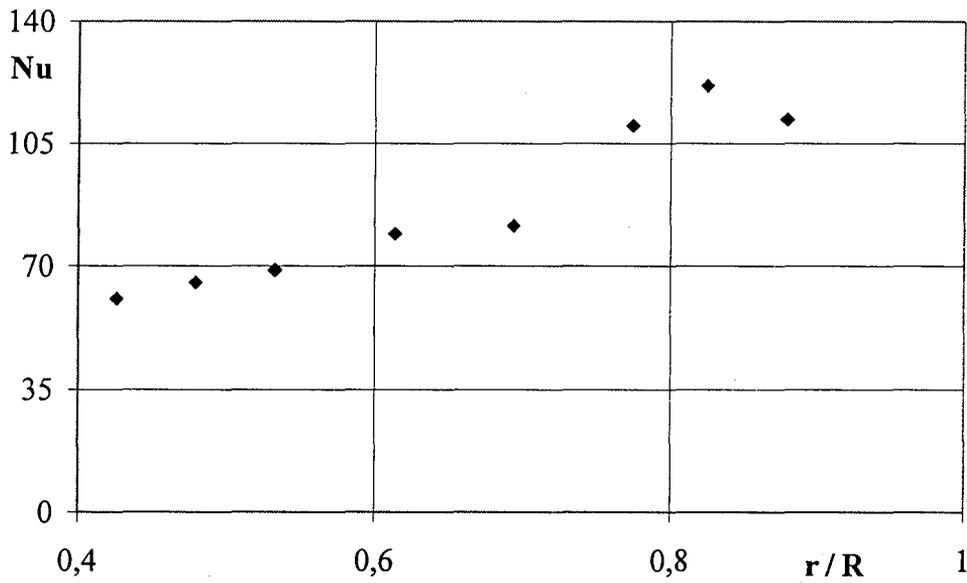


- Figure 3.36.d : Températures sur le stator, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

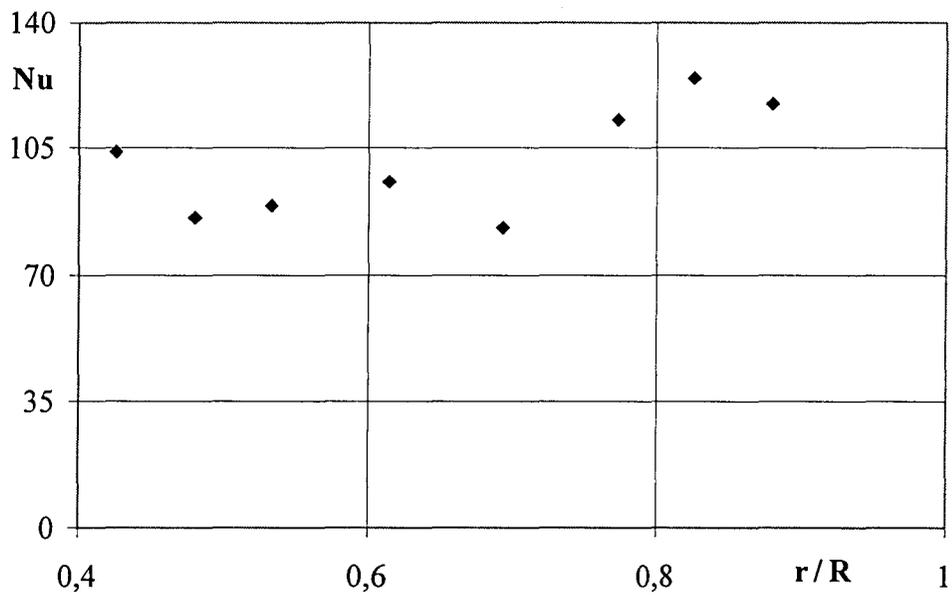


- Figure 3.37.a : Flux sur le stator, cavité isolée -



- Figure 3.37.b : Flux sur le stator, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



- Figure 3.37.c : Flux sur le stator, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -

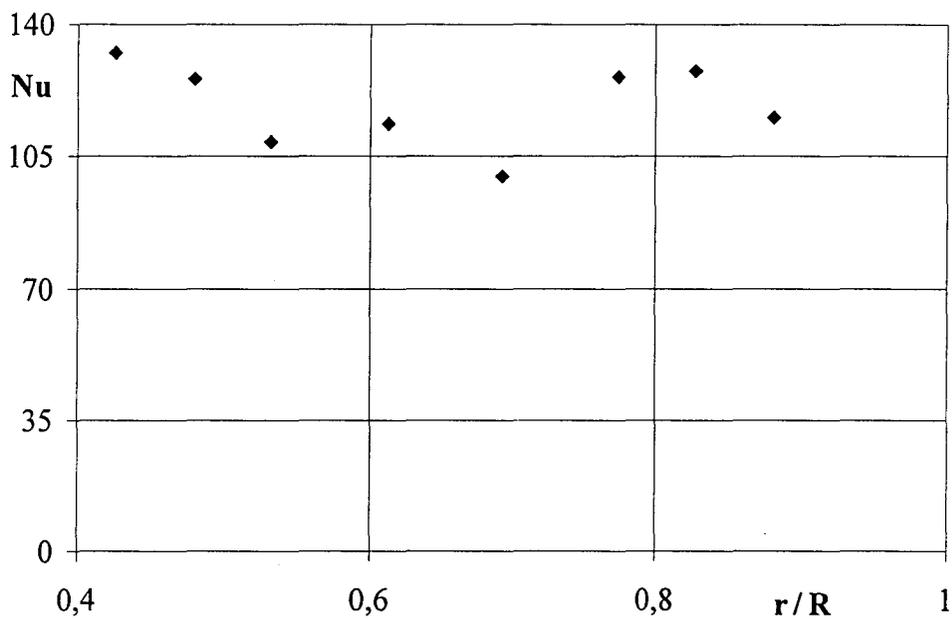
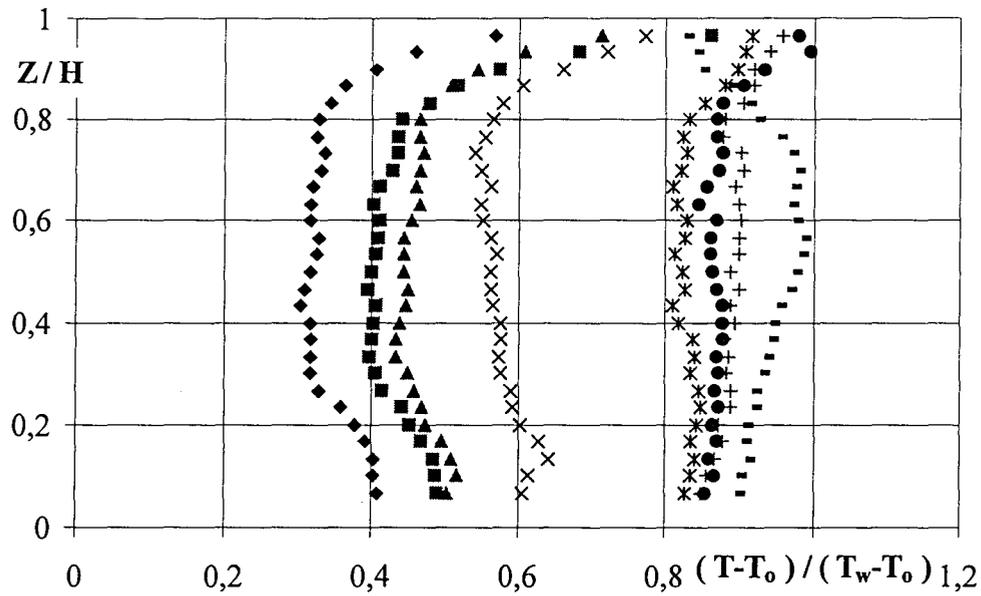
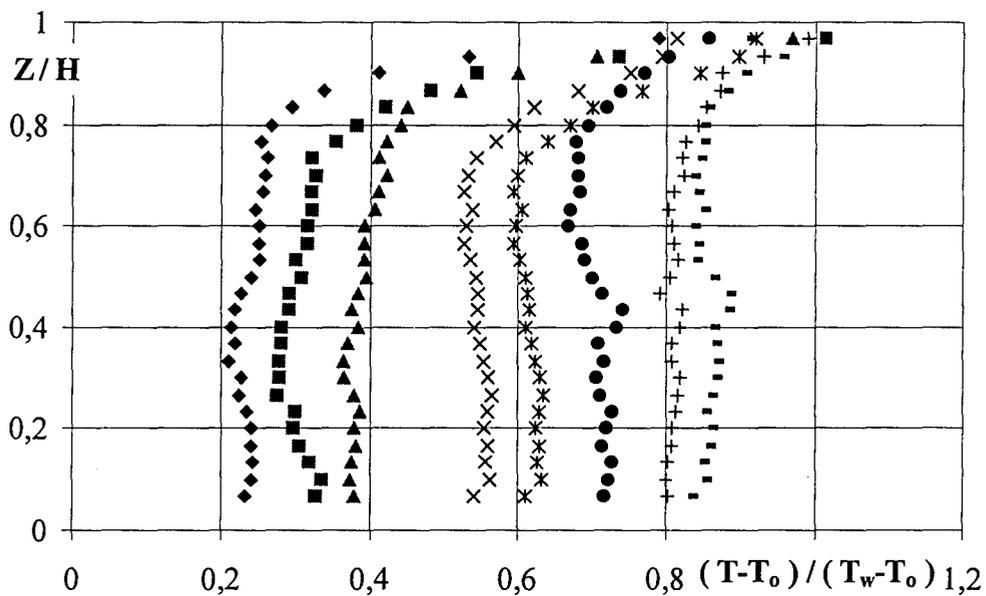


Figure 3.37.d : Flux sur le stator, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



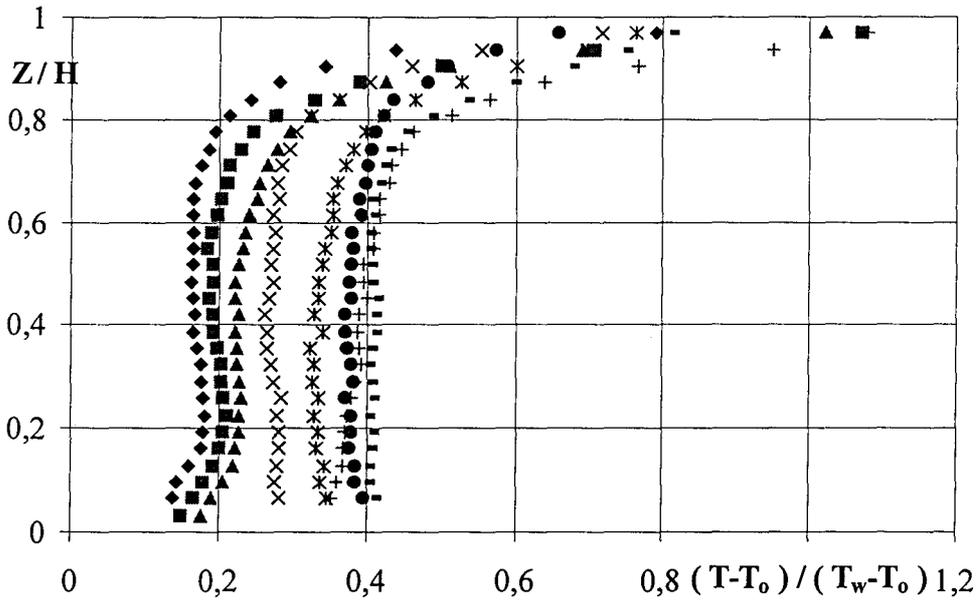
- Figure 3.38.a : Températures, cavité isolée -



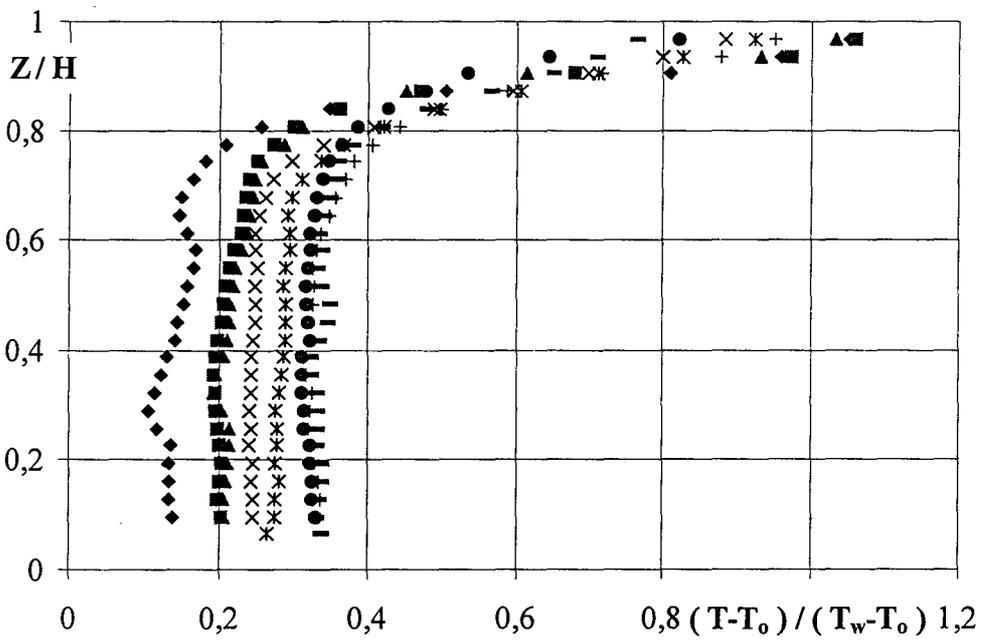
- Figure 3.38.b : Températures, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



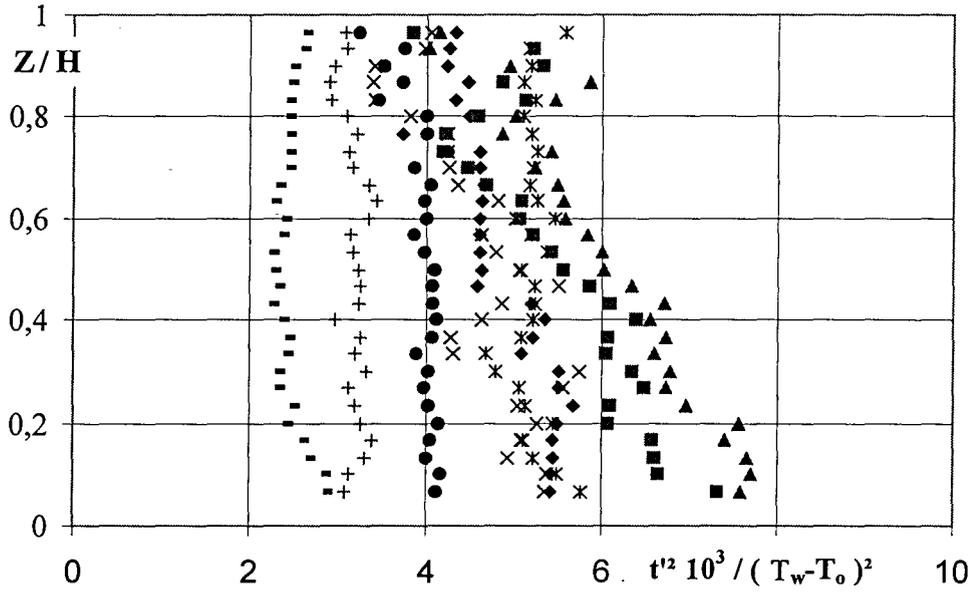
- Figure 3.38.c : Températures, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



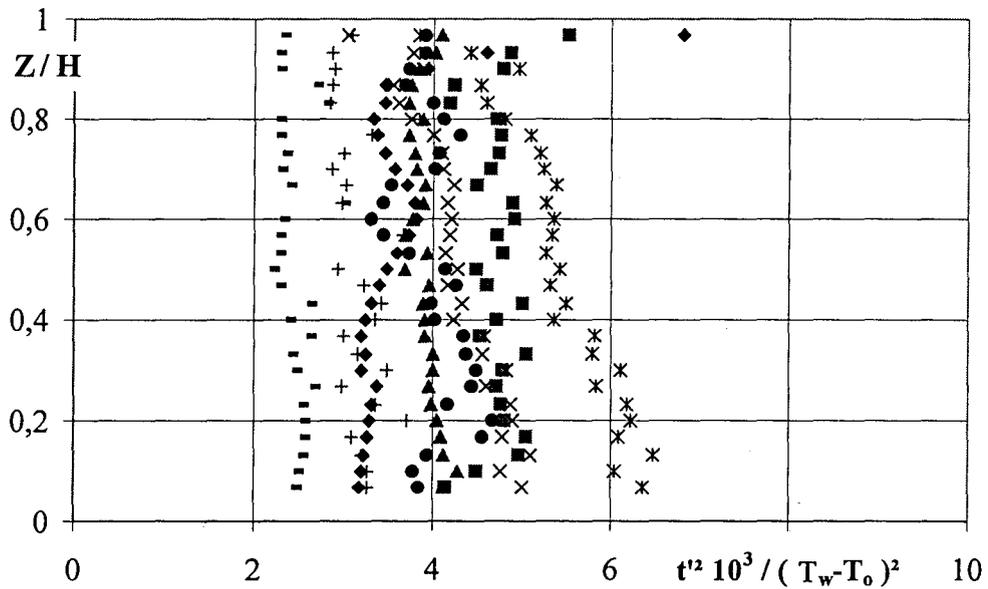
- Figure 3.38.d : Températures, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



- Figure 3.39.a : Auto-corrélations de températures, cavité isolée -



- Figure 3.39.b : Auto-corrélations de températures, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

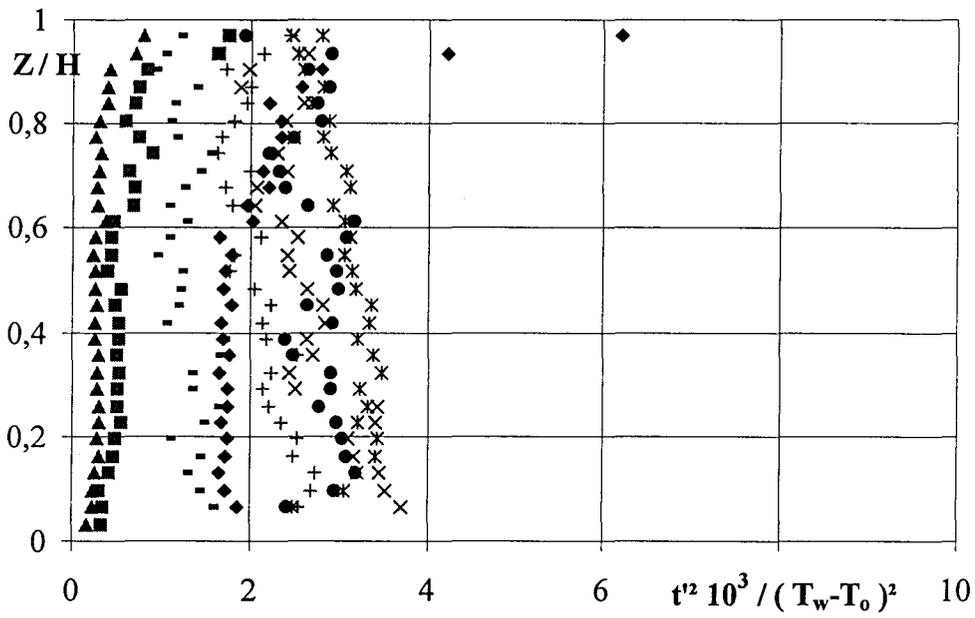
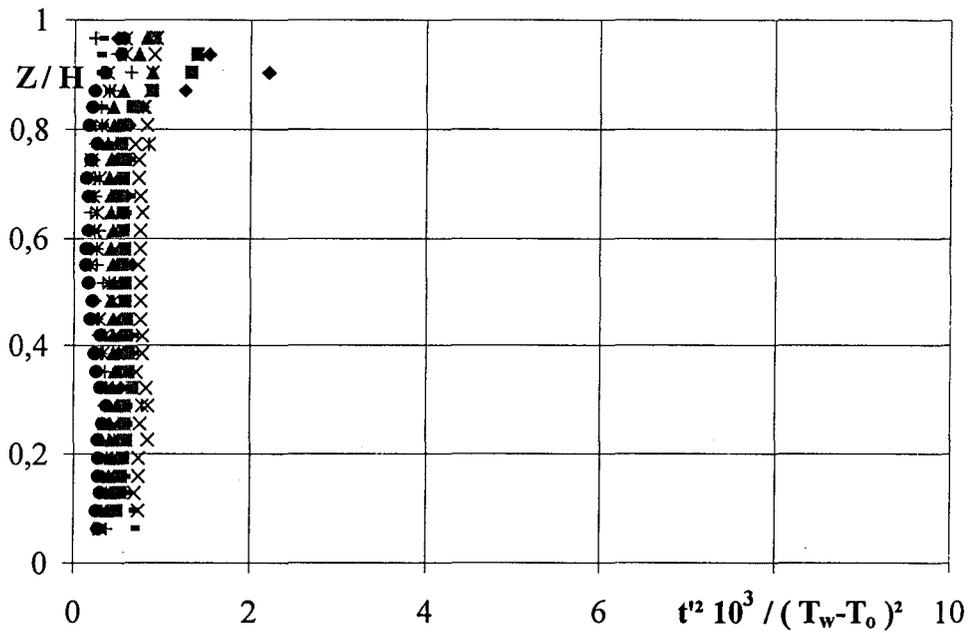


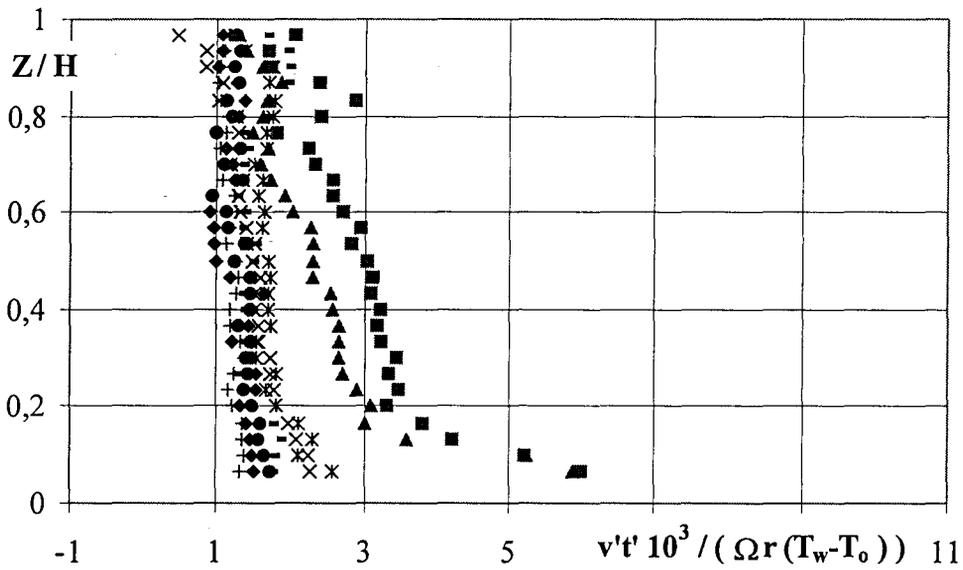
Figure 3.39.c : Auto-corrélations de températures, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



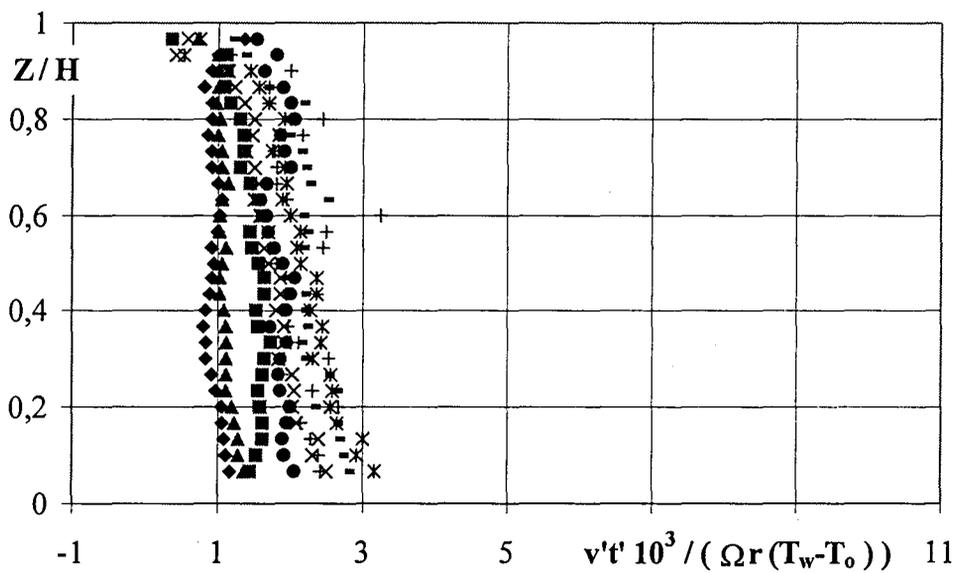
- Figure 3.39.d : Auto-corrélations de températures, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



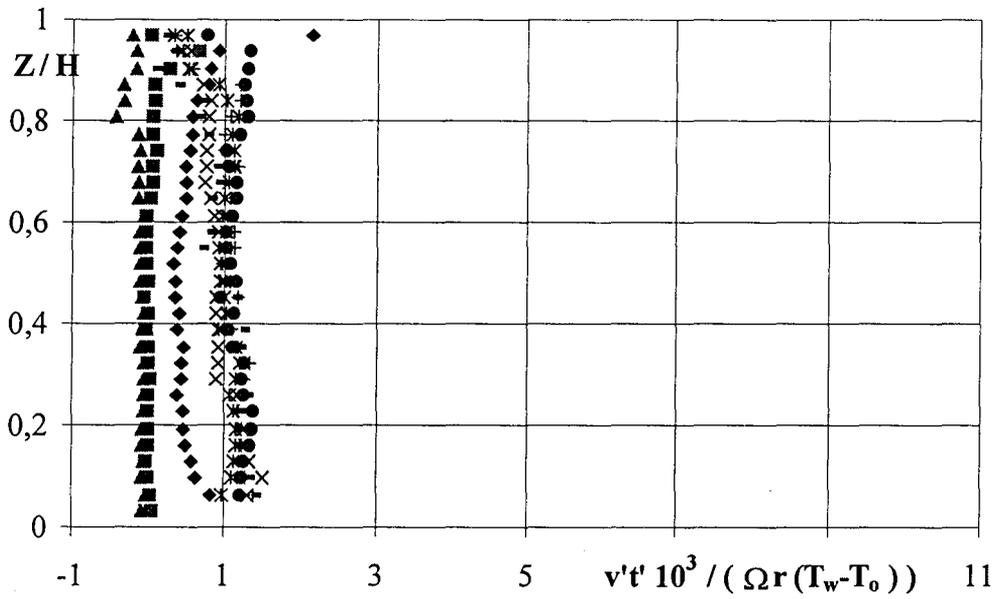
- Figure 3.40.a : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures,
cavité isolée -



- Figure 3.40.b : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures,
 $Ro \approx 0$ -

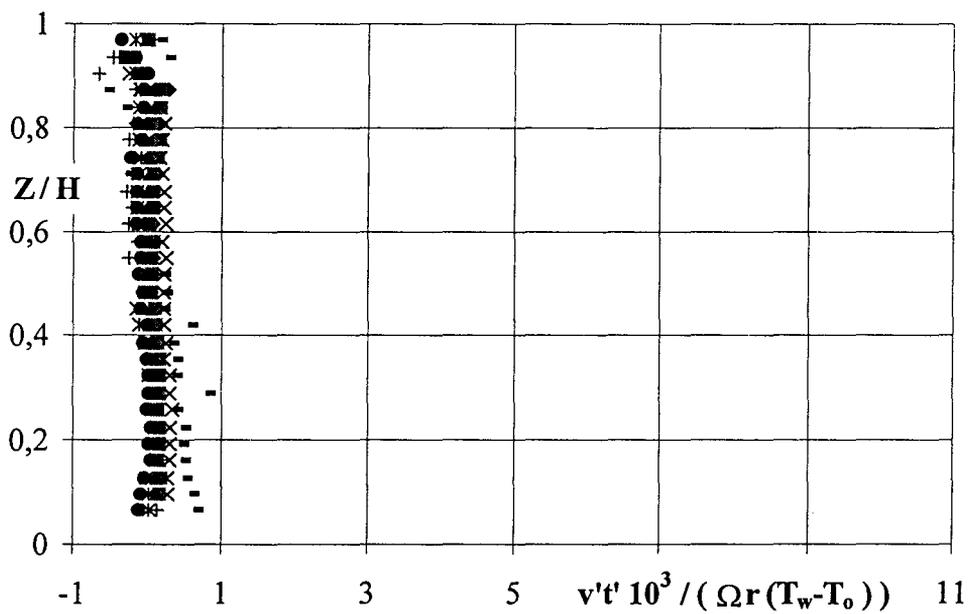
$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
* $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



- Figure 3.40.c : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures,

$$Ro = 7,2 \cdot 10^{-3} -$$

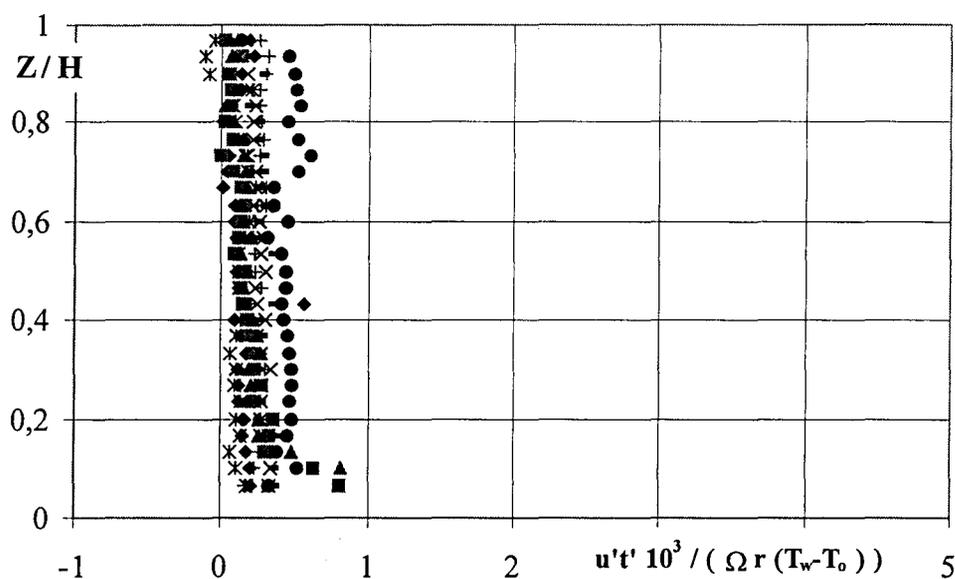


- Figure 3.40.d : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures,

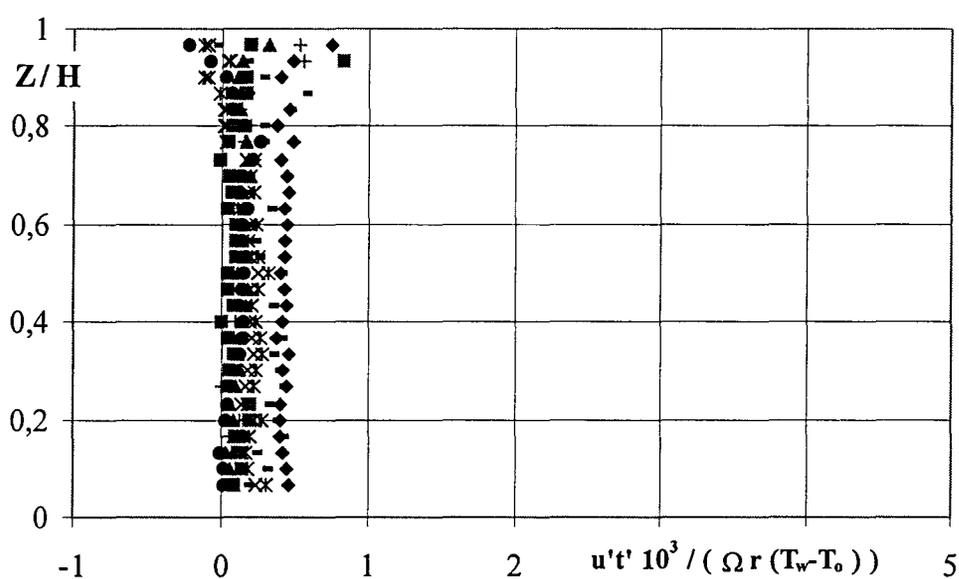
$$Ro = 16,7 \cdot 10^{-3} -$$

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,12 ; C = 1 ; \lambda = 0,27 ; \eta = 0,67 ; \eta' = 4,33$$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



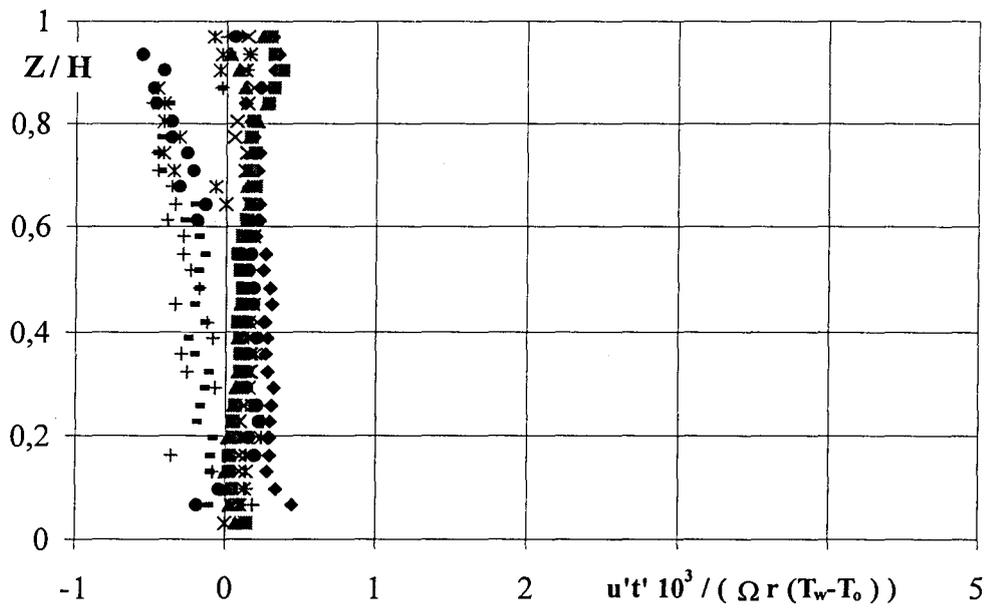
- Figure 3.41.a : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, cavité isolée -



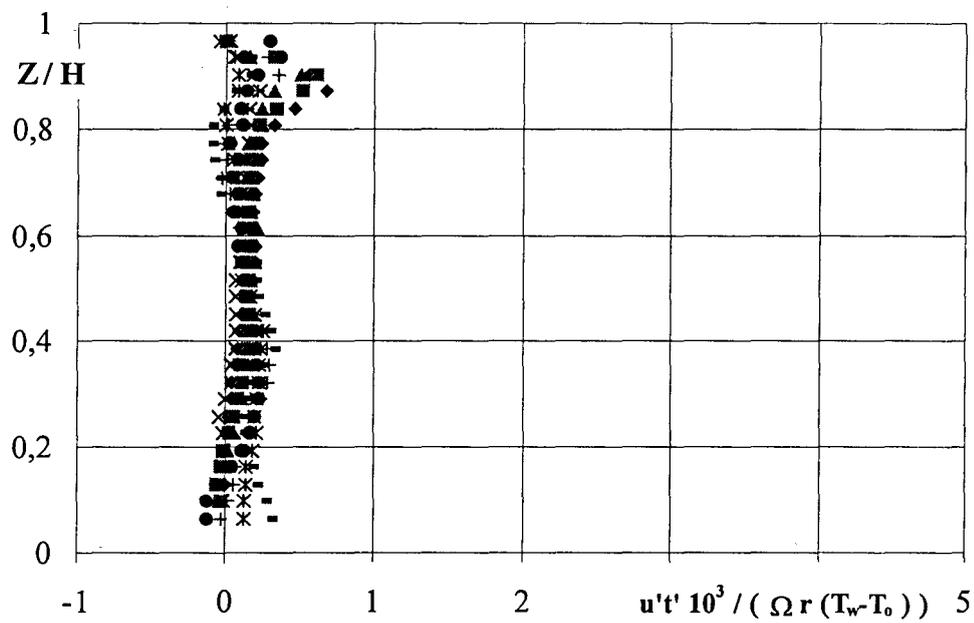
- Figure 3.41.b : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



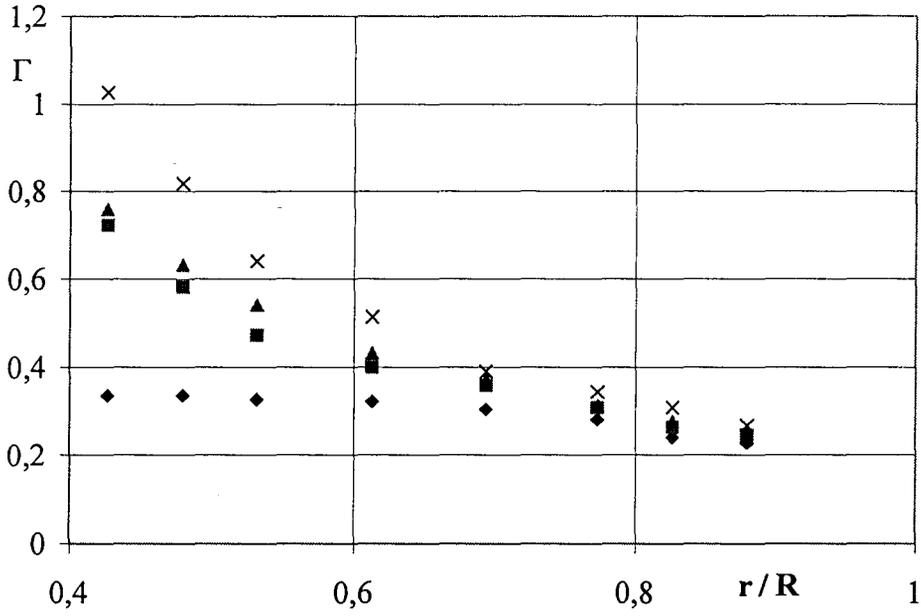
- Figure 3.41.c : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -



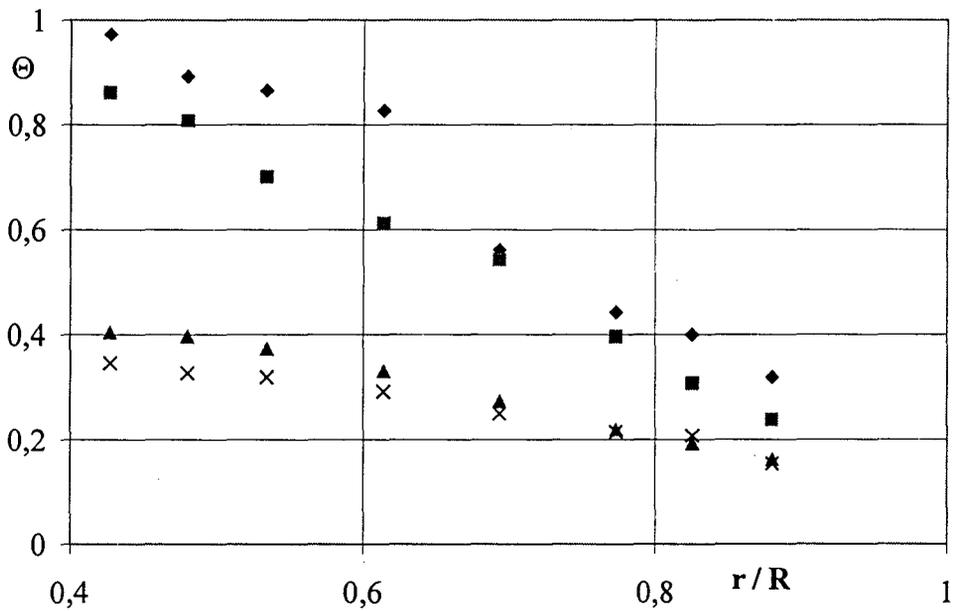
- Figure 3.41.d : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



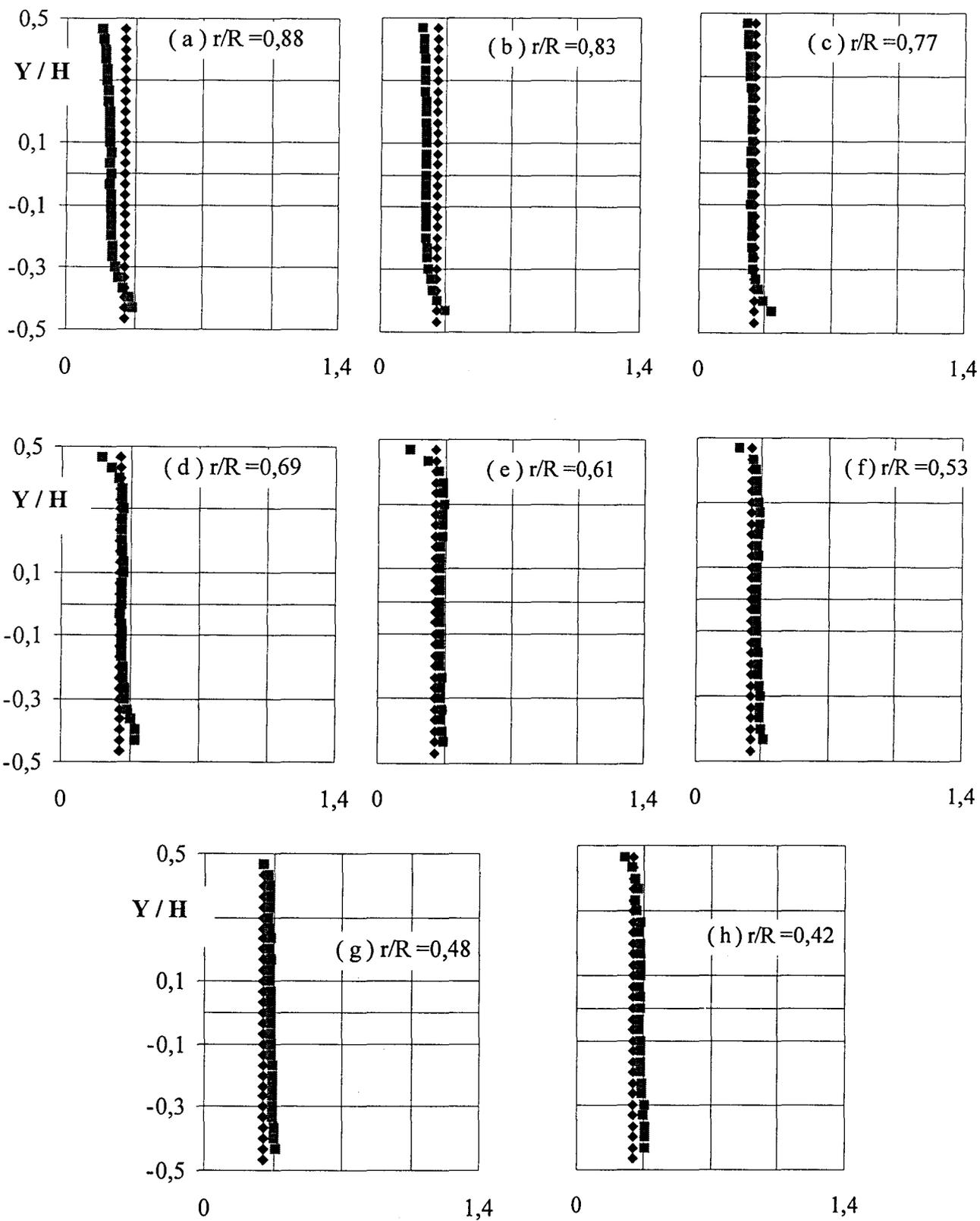
- Figure 3.42 : Vitesse circonférencielle en milieu de veine -



- Figure 3.43 : Température en milieu de veine -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

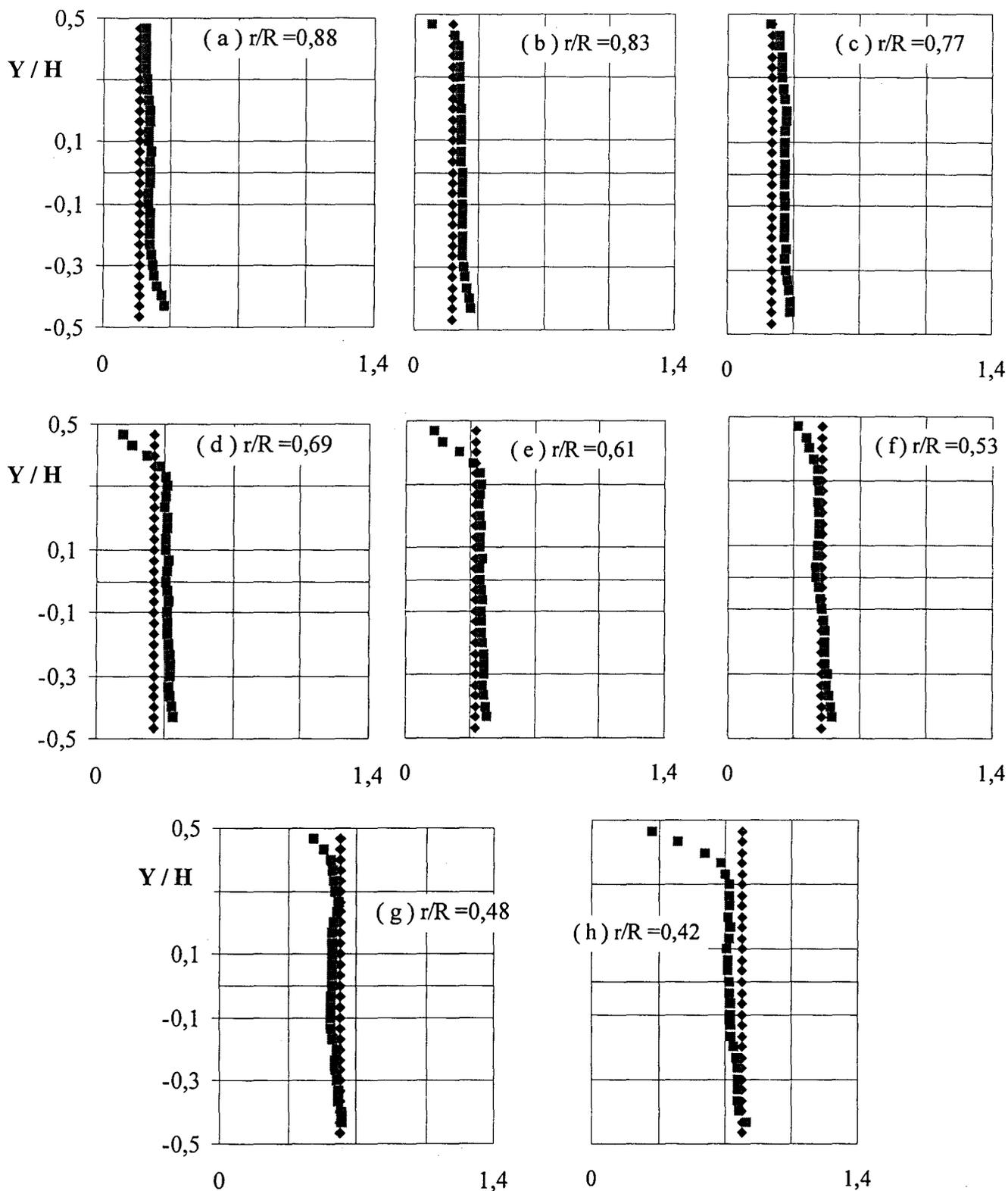
◆ cavité isolée ; ■ $Ro \approx 0$; ▲ $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$; × $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$;



- Figure 3.44.a : Vitesses circonférentielles, cavité isolée -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

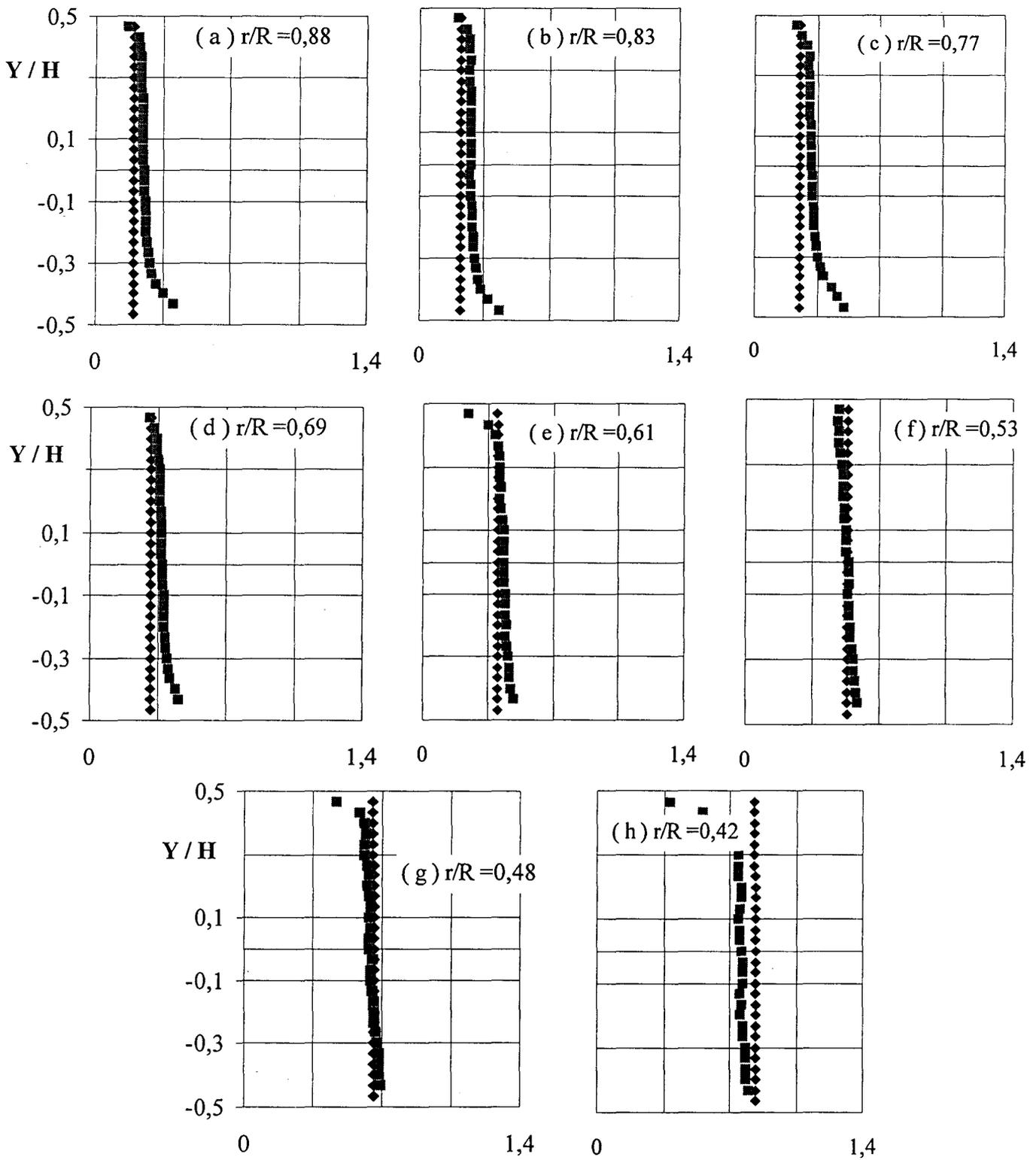
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.44.b : Vitesses circonférentielles, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

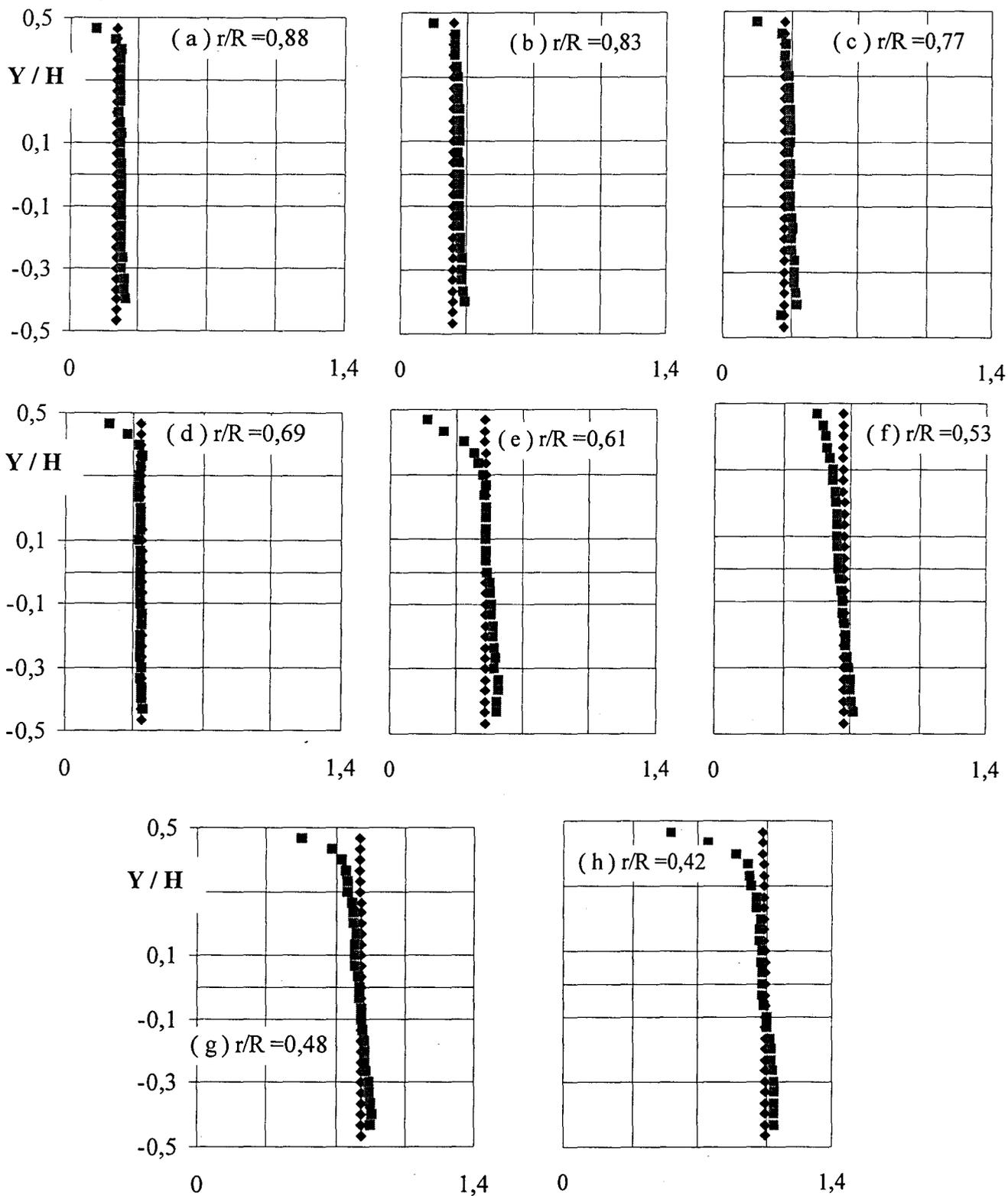
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.44.c : Vitesses circonférentielles, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

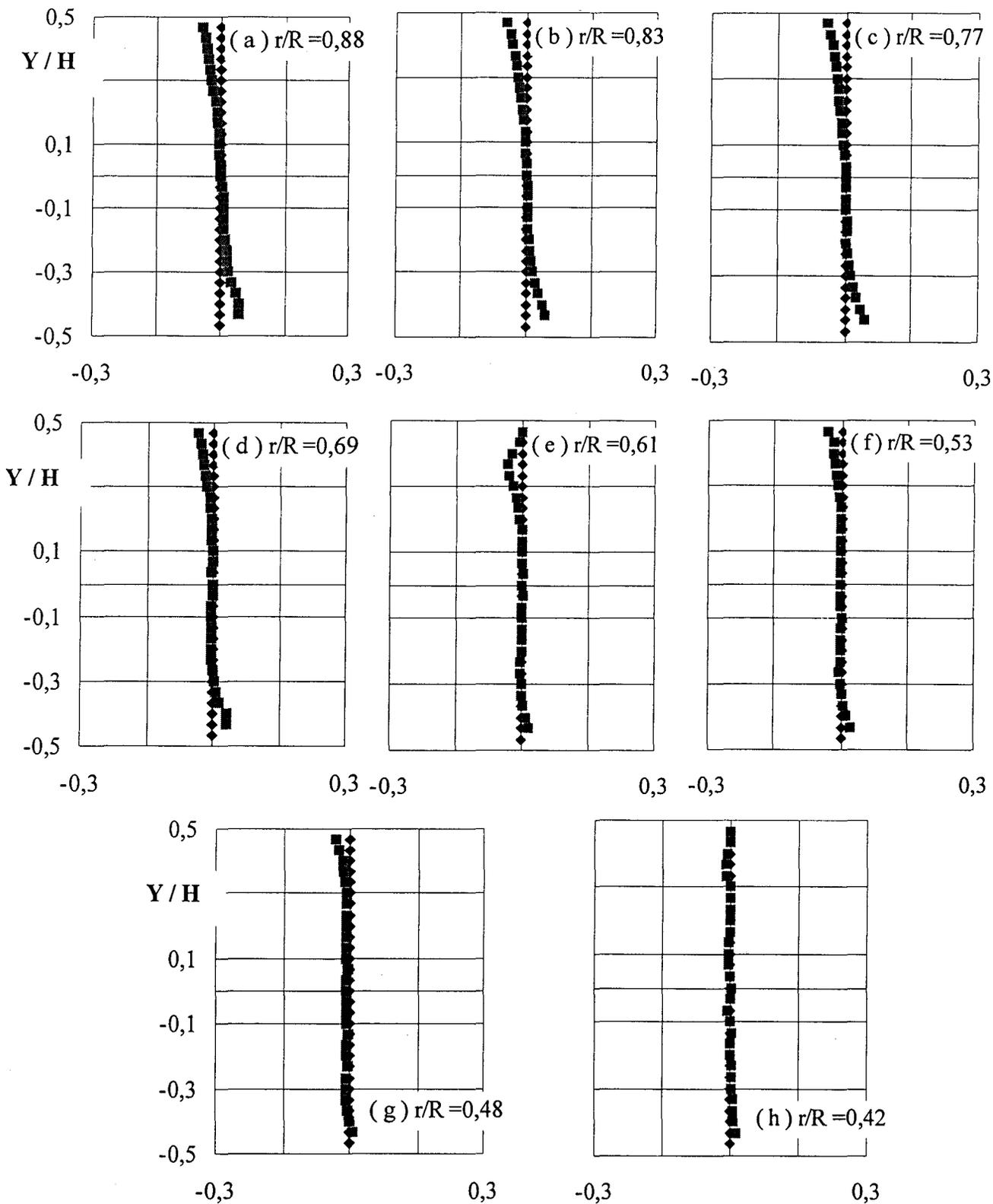
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.44.d : Vitesses circonférentielles, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

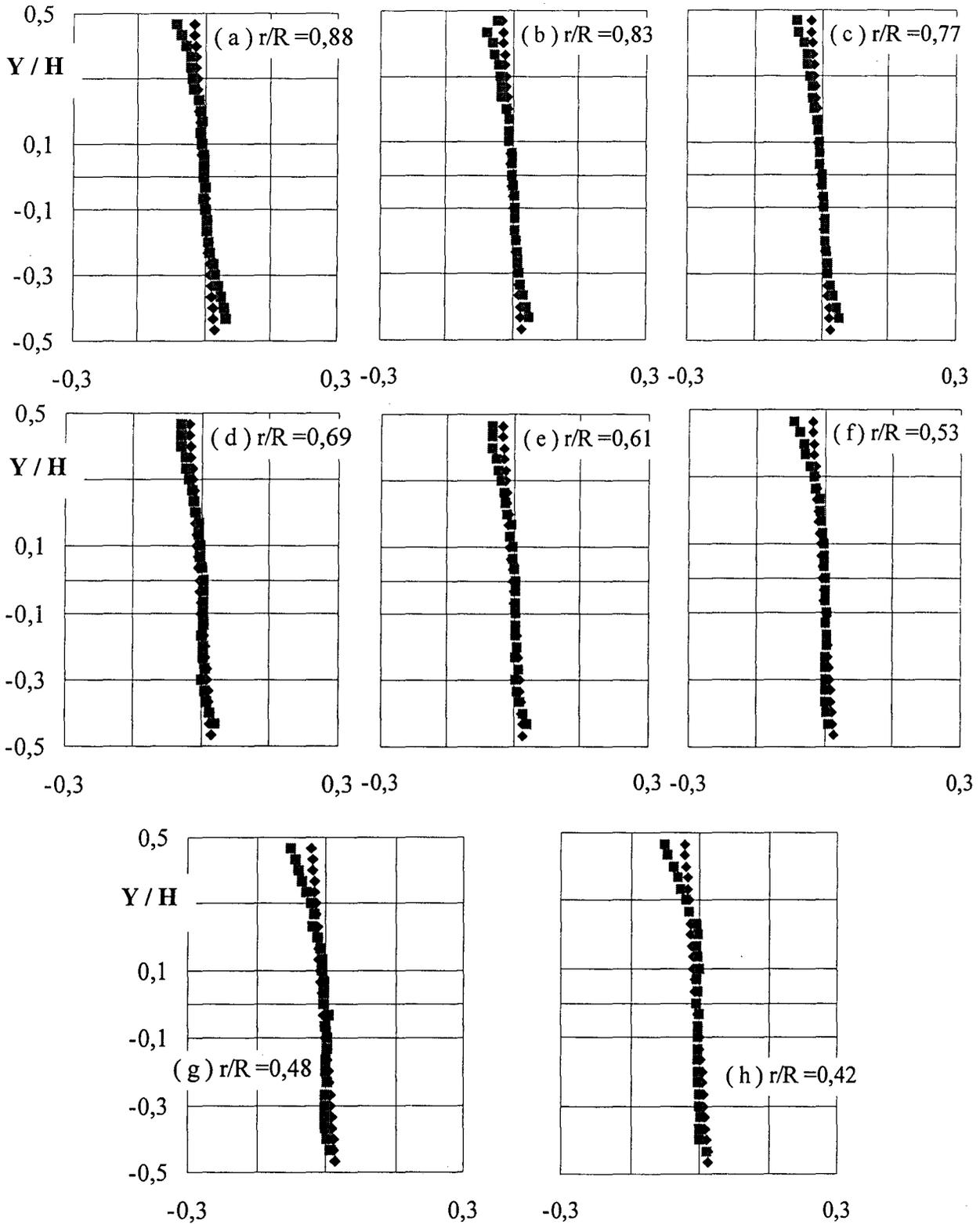
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.45.a : Vitesses radiales, cavité isolée -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.45.b : Vitesses radiales, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences

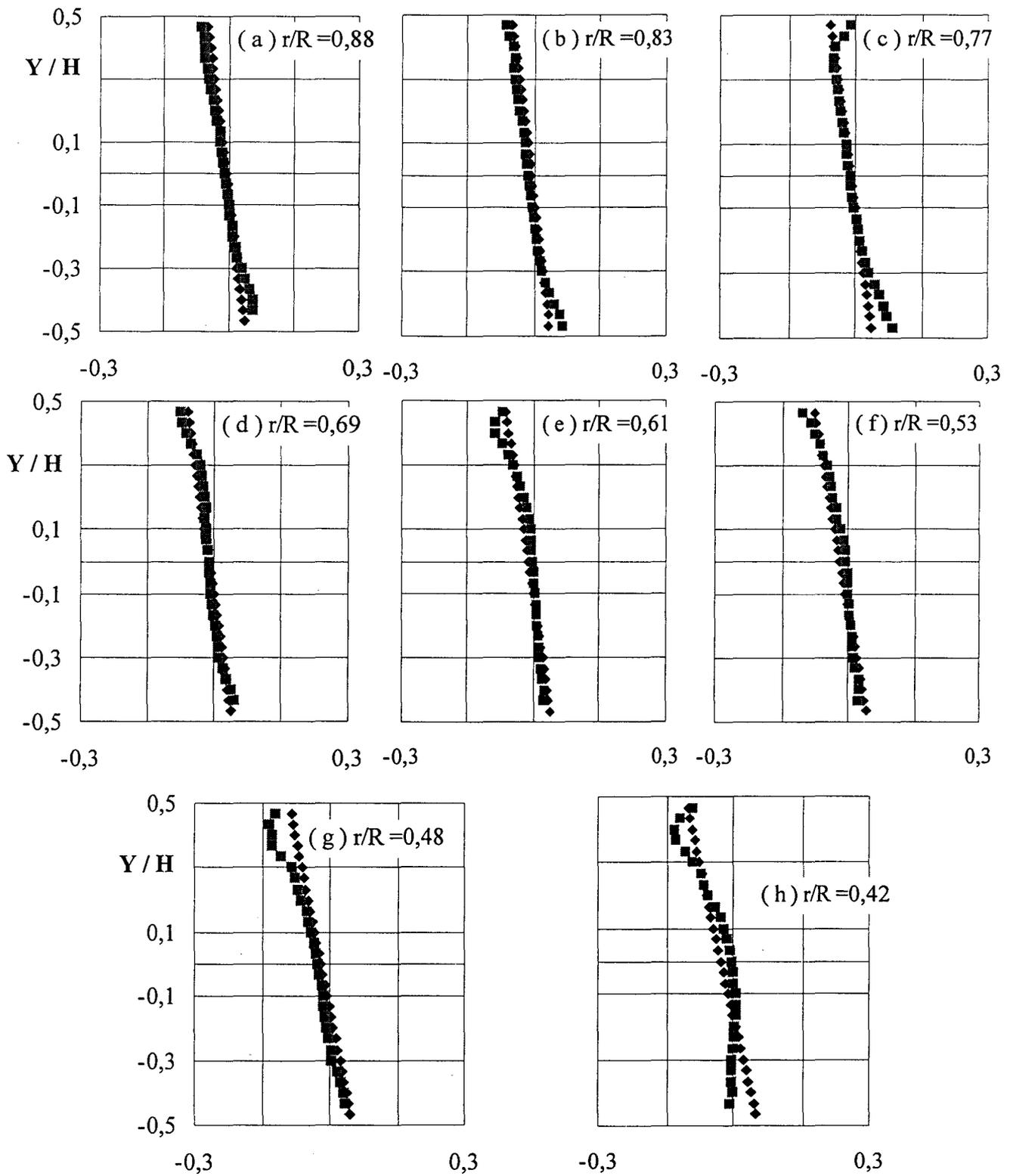
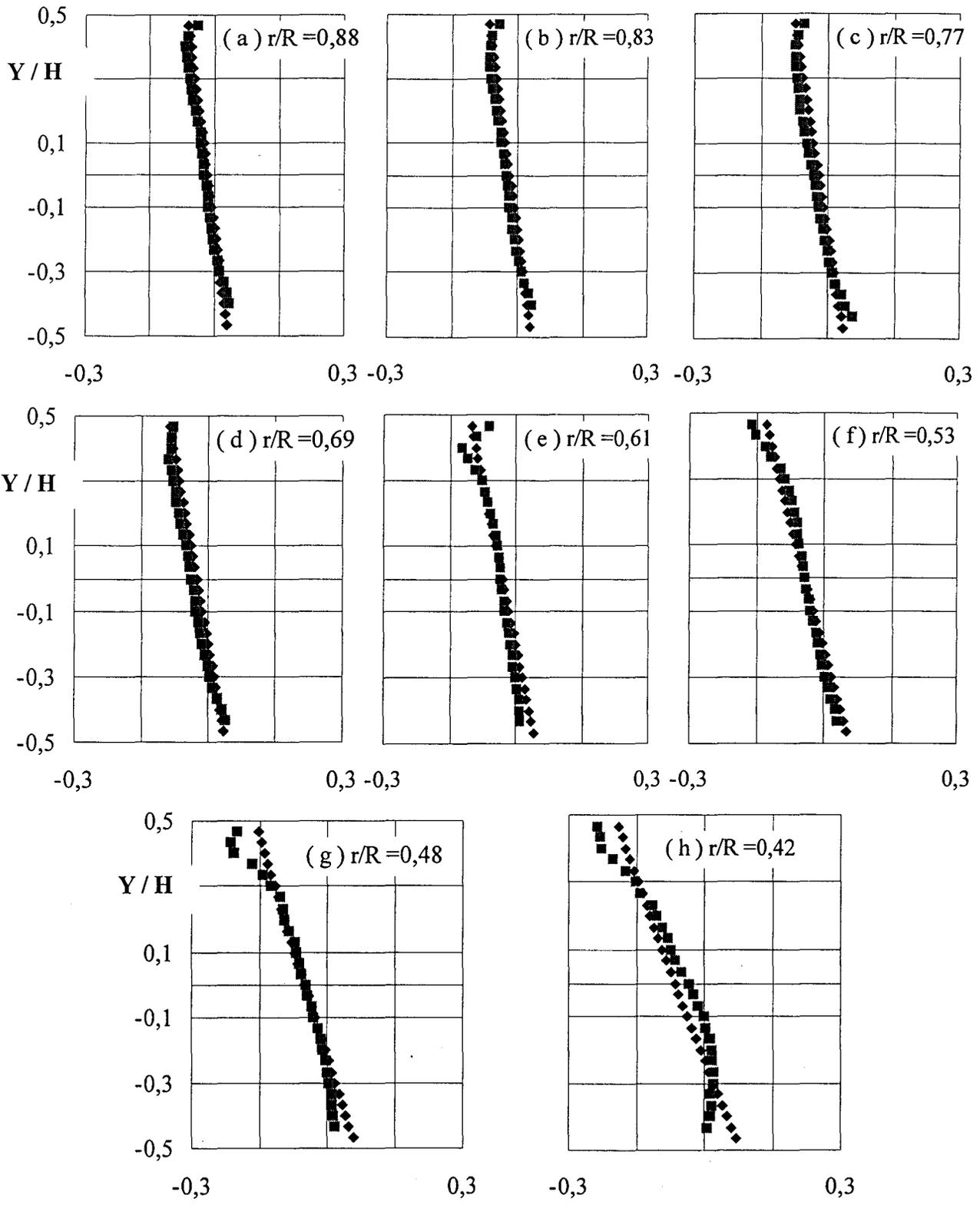


Figure 3.45.c : Vitesses radiales, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

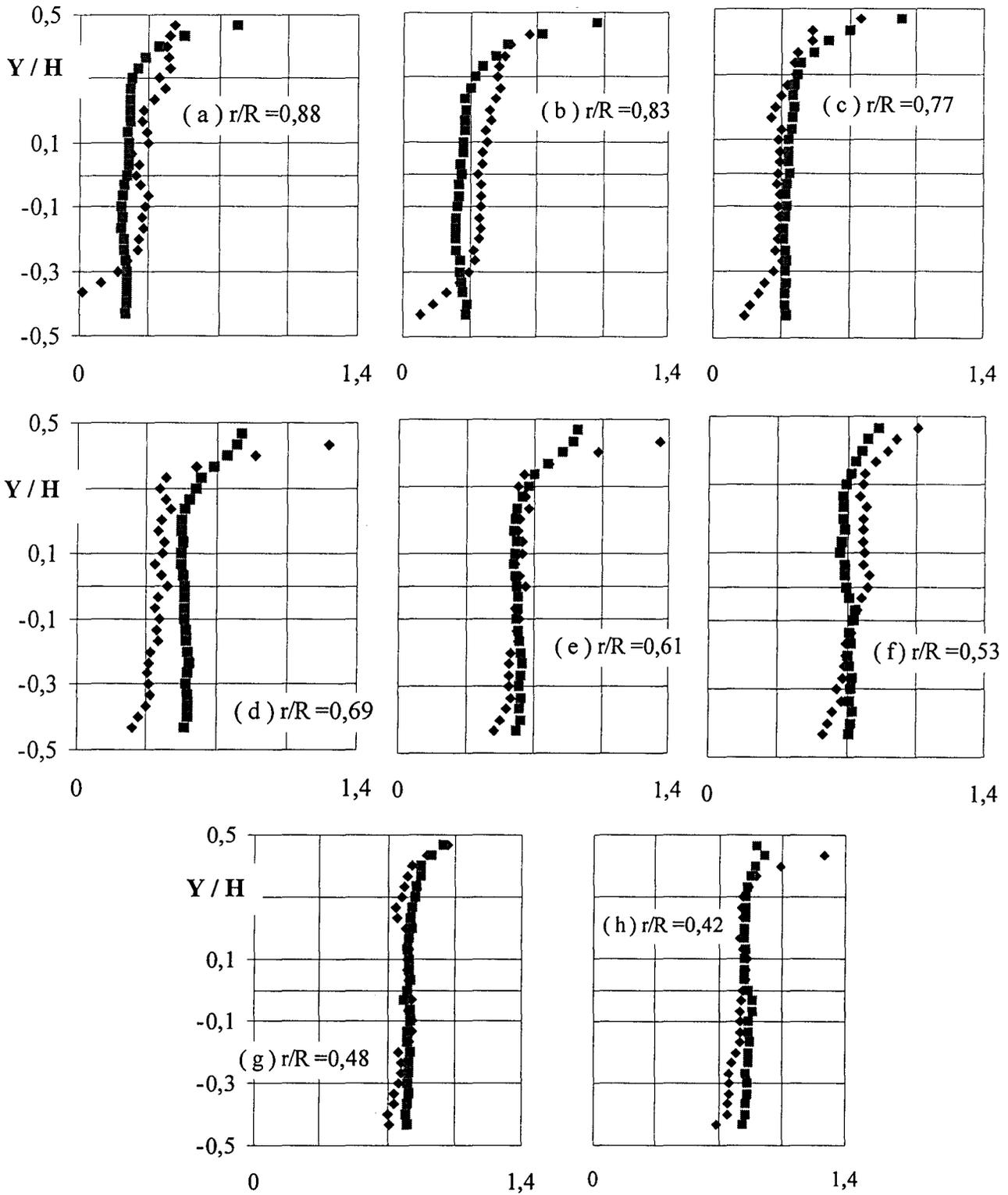
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.45.d : Vitesses radiales, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.46.a : Températures, $Ro \approx 0$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

◆ modèle théorique ; ■ expériences

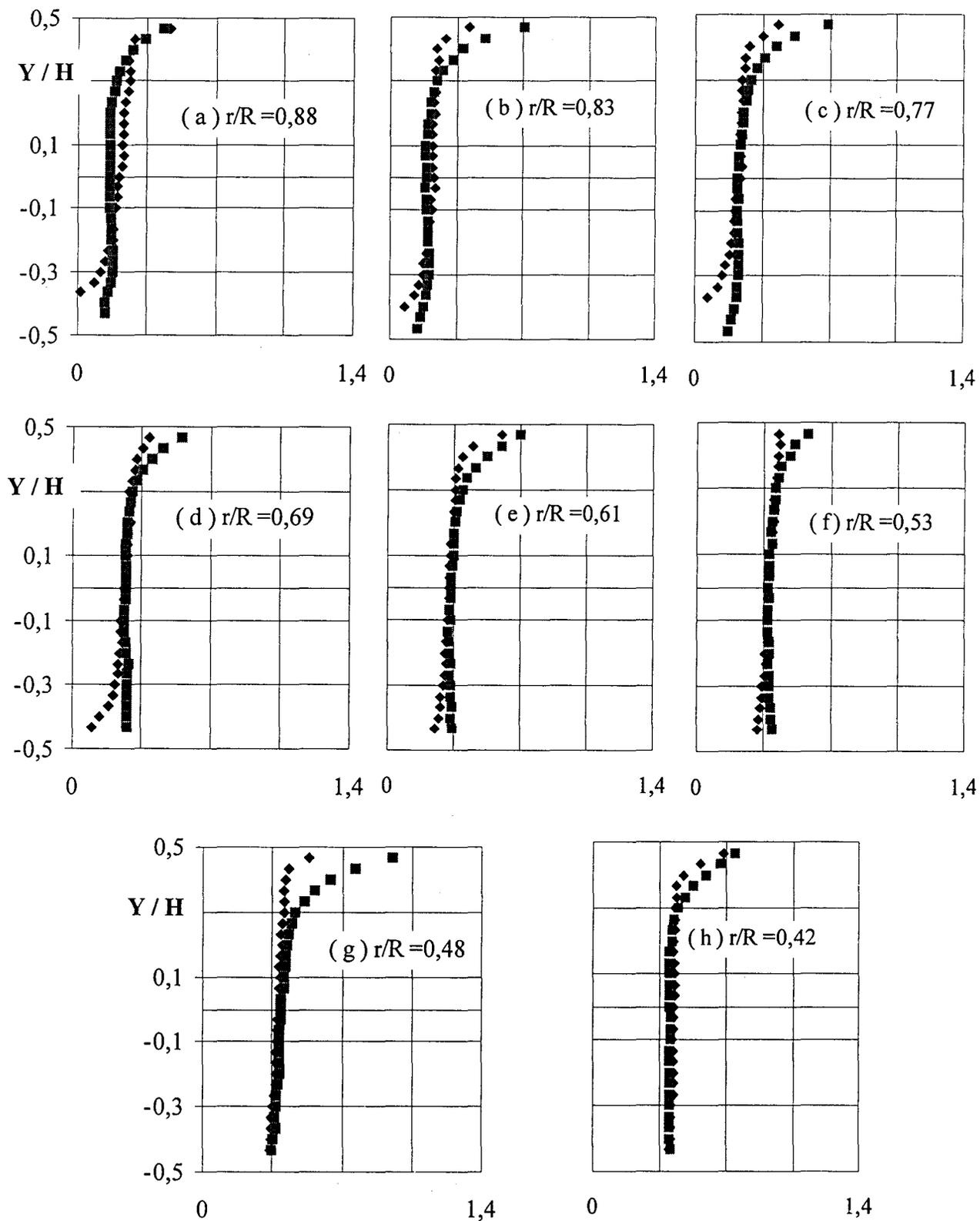
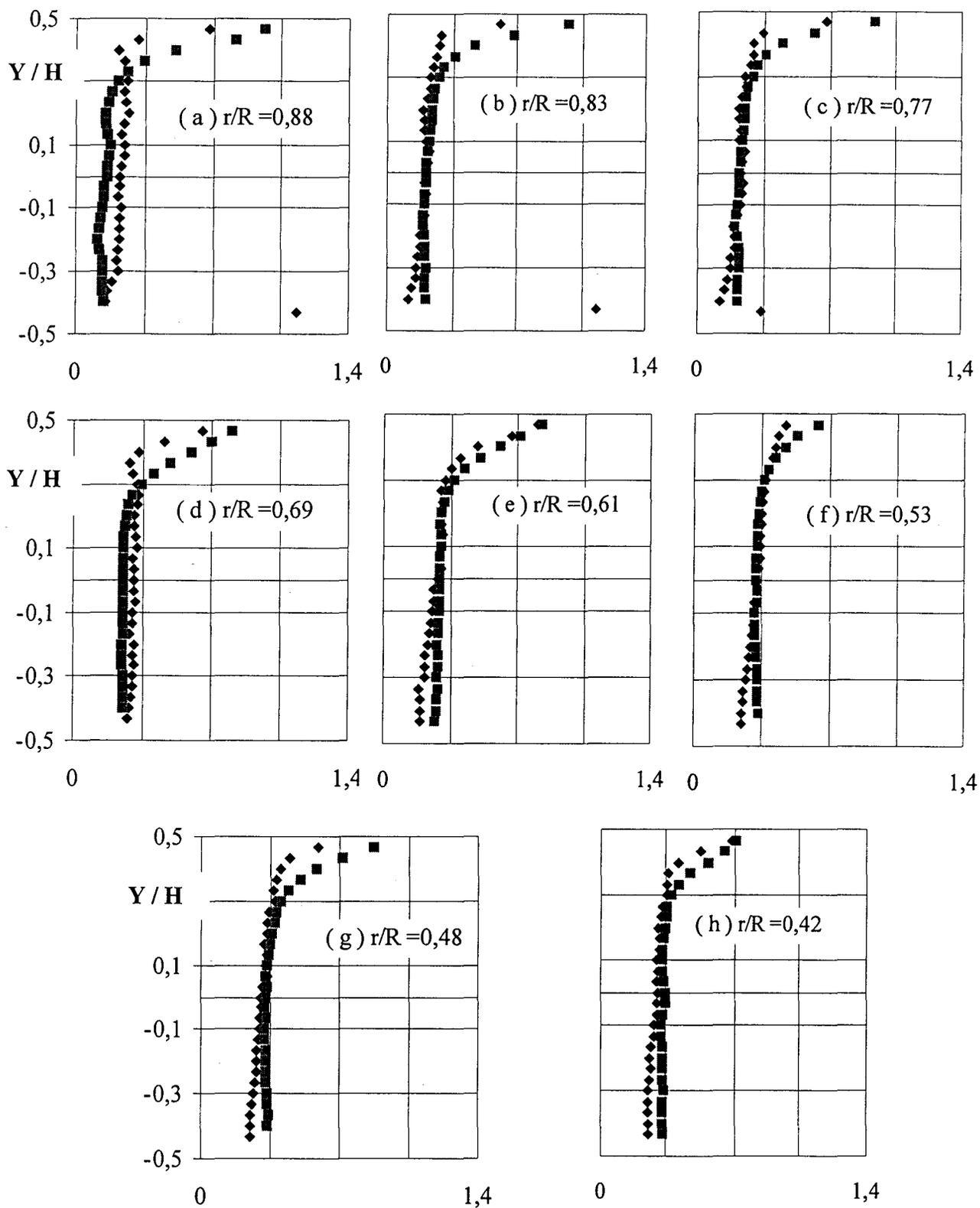


Figure 3.46.b : Températures, $Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

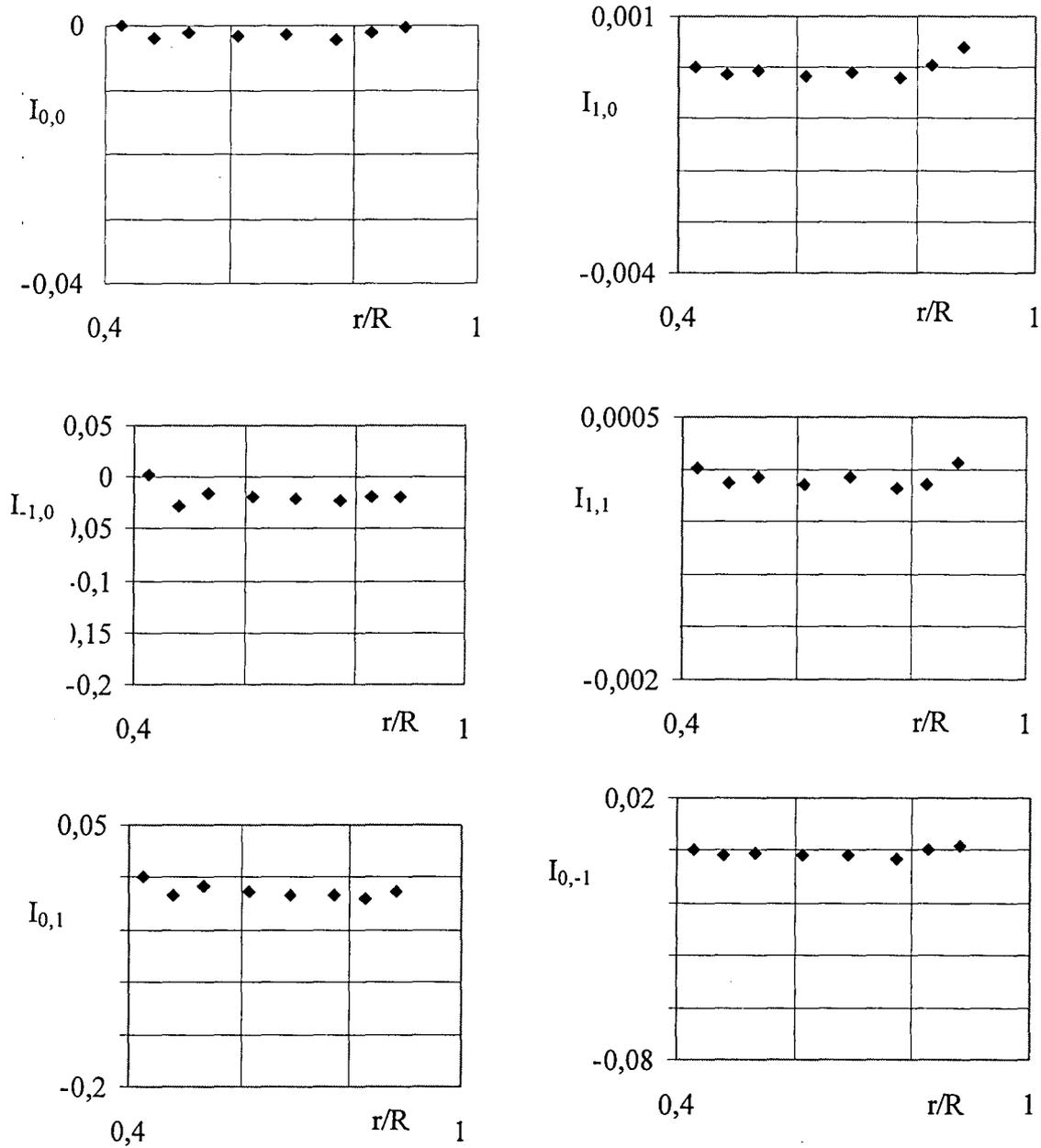
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.46.c : Températures, $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$

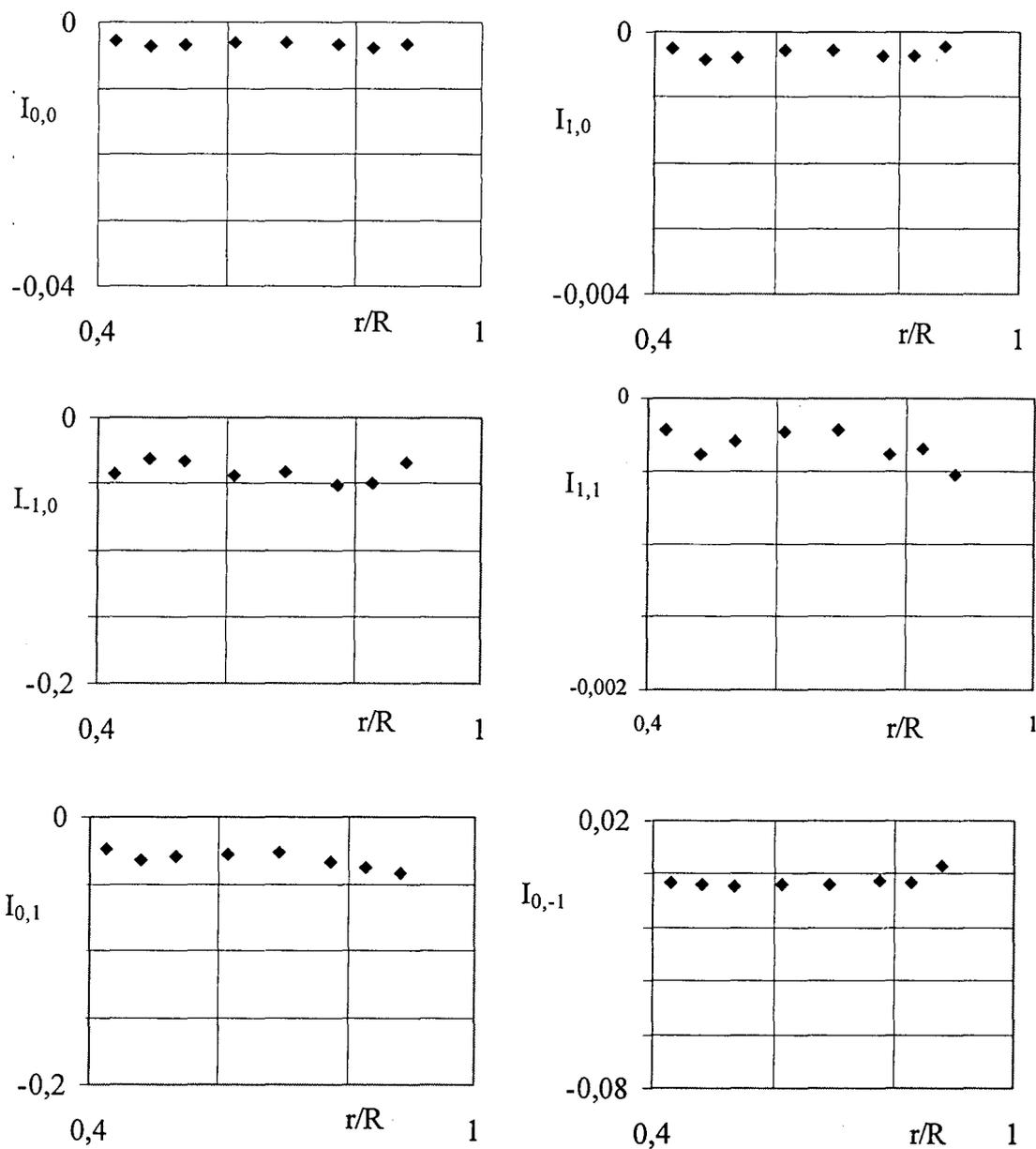
◆ modèle théorique ; ■ expériences



- Figure 3.47.a : Calcul de l'intégrale : $I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$ -

cavité isolée

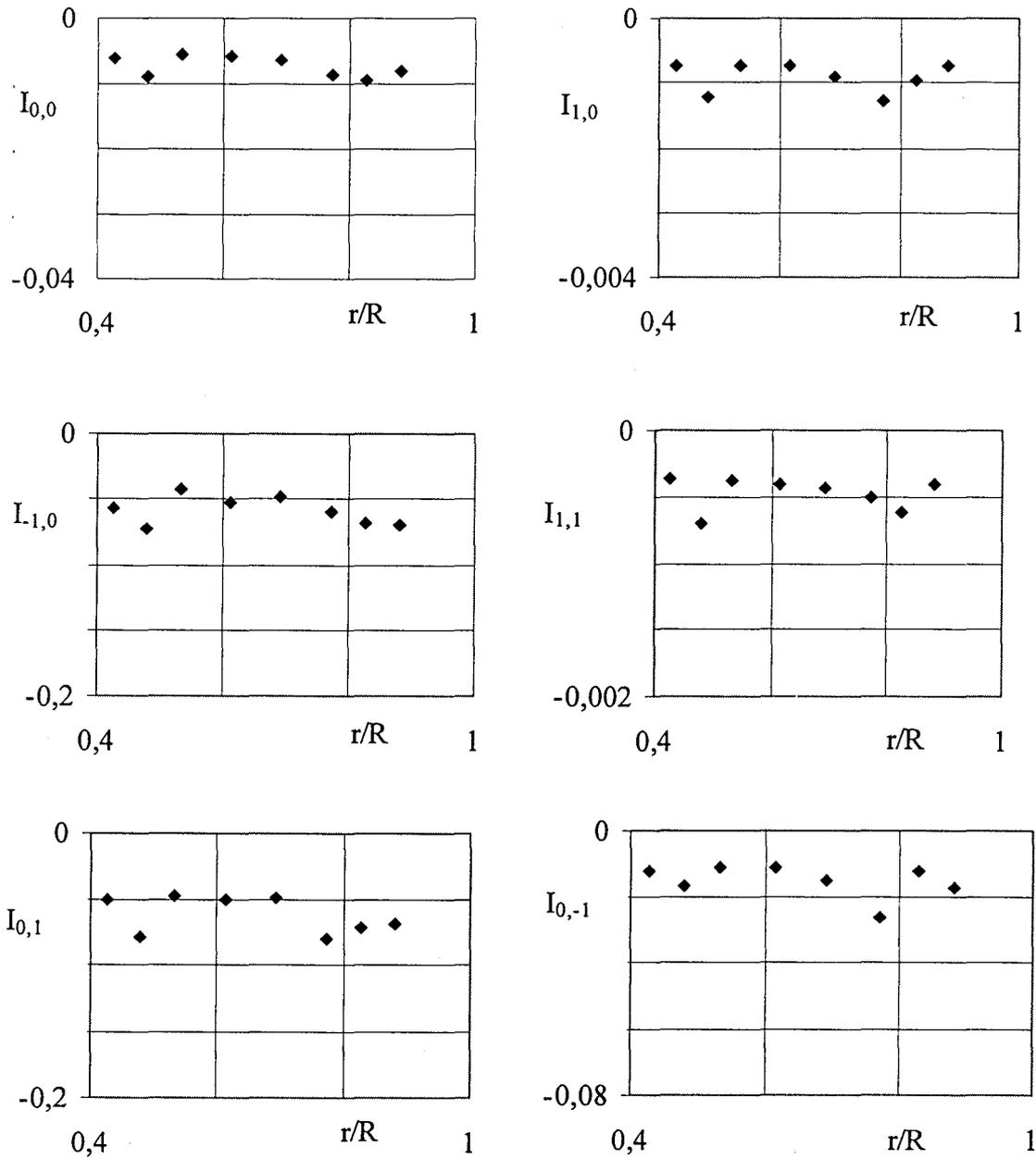
$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^4$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



- Figure 3.47.b : Calcul de l'intégrale : $I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$ -

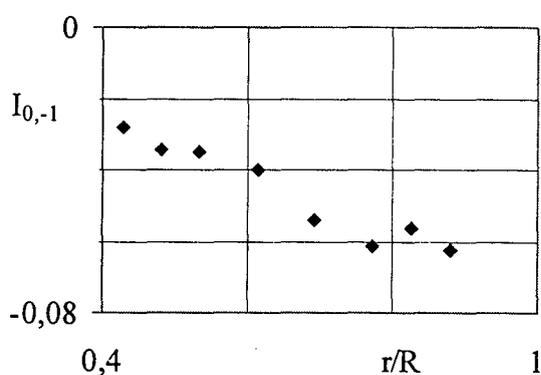
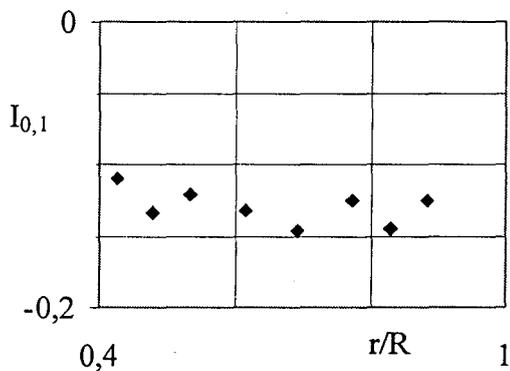
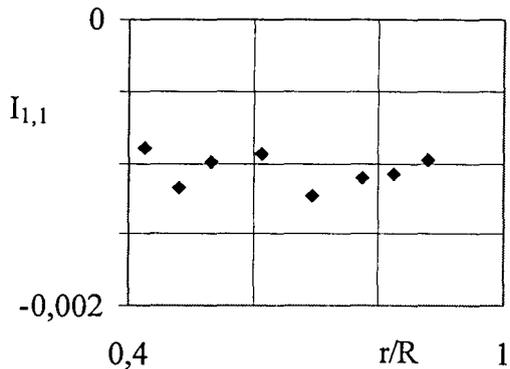
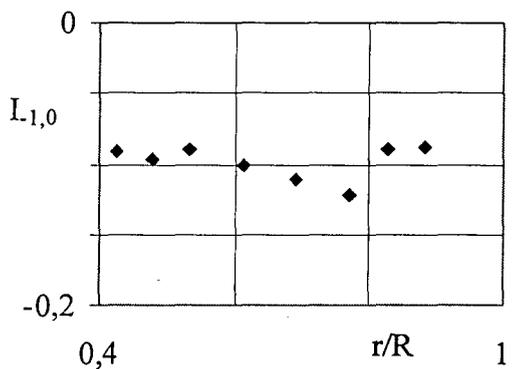
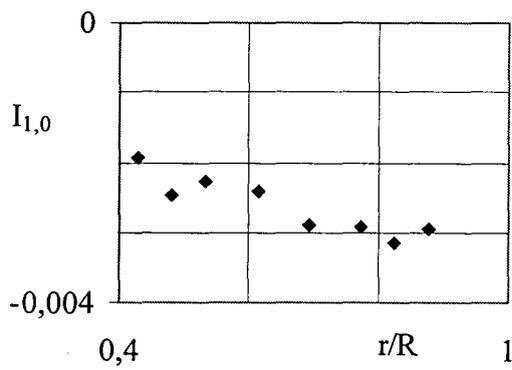
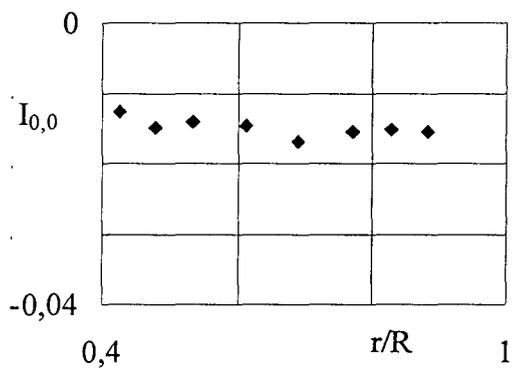
$Ro \approx 0$

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



- Figure 3.47.c : Calcul de l'intégrale : $I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$ -

$Ro = 7,2 \cdot 10^{-3}$
 $G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,12$; $C = 1$; $\lambda = 0,27$; $\eta = 0,67$; $\eta' = 4,33$



- Figure 3.47.d : Calcul de l'intégrale : $I_{m,n} = x^{m+1} \int_0^1 u v^m \theta^n dz$ -

$$Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$$

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,12 ; C = 1 ; \lambda = 0,27 ; \eta = 0,67 ; \eta' = 4,33$$

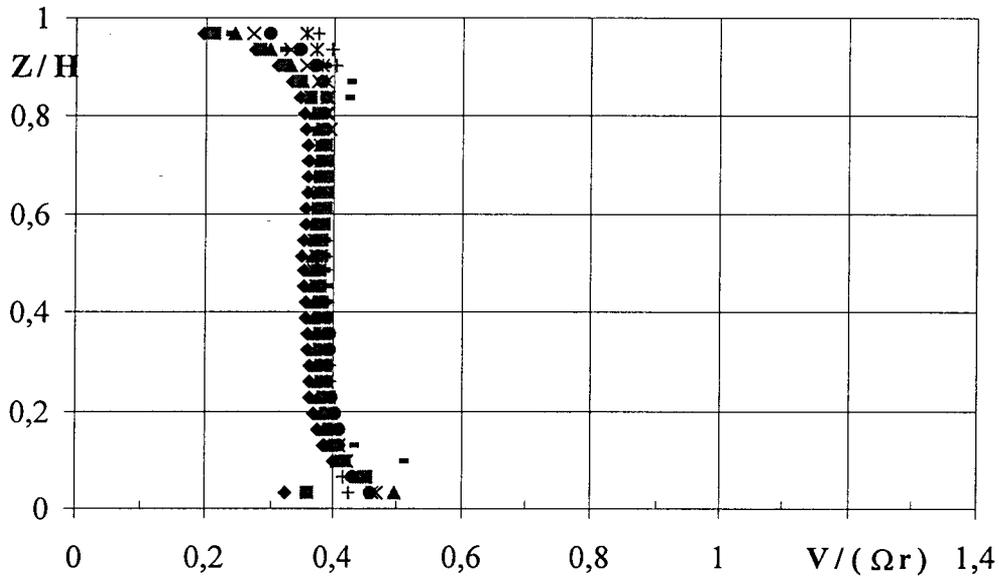
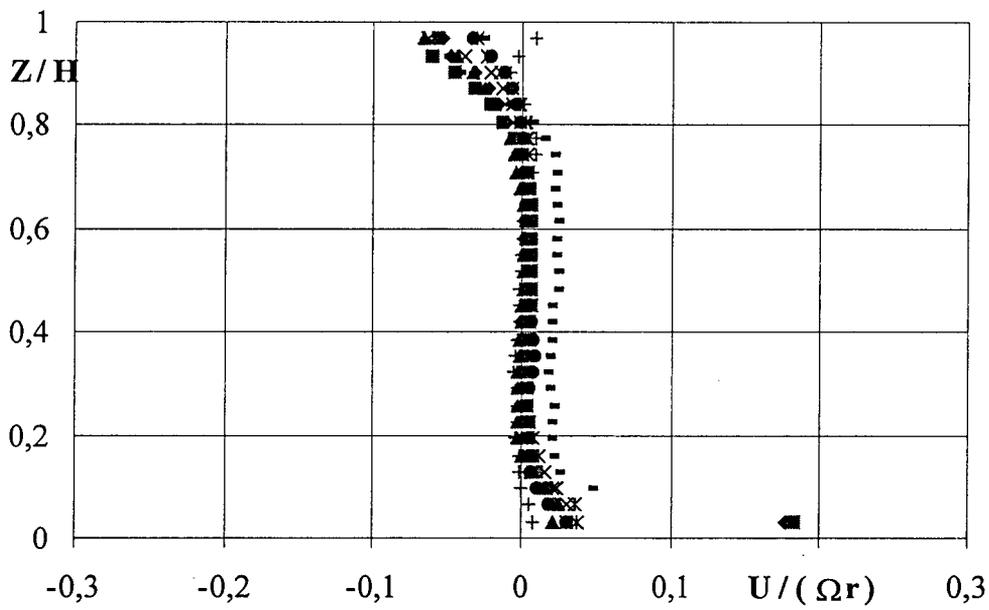


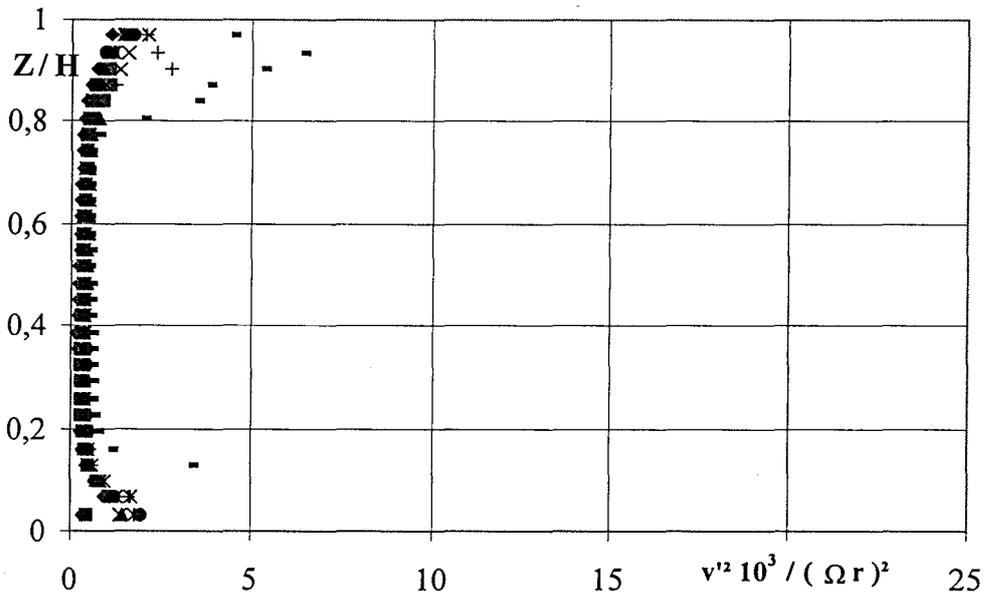
Figure 3.48 : Vitesses circonférencielles, cavité obstruée -



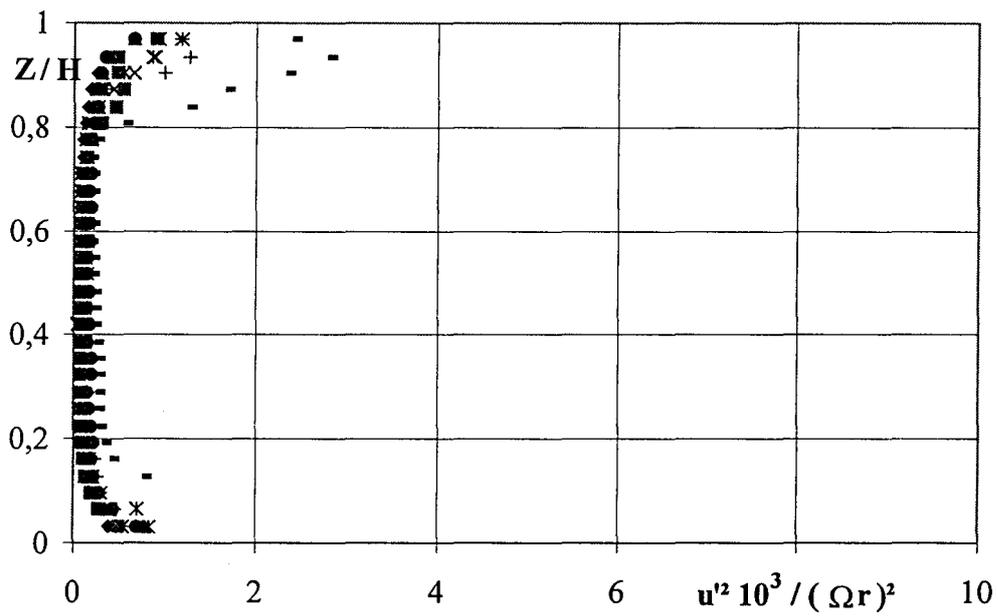
- Figure 3.49 : Vitesses radiales, cavité obstruée -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,09$; $C \approx 0$;

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



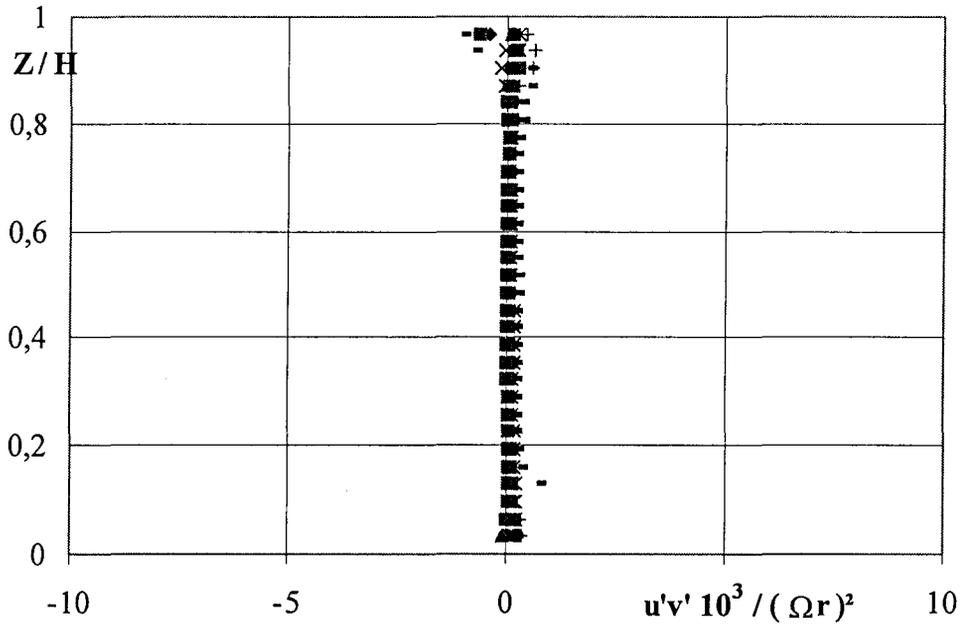
- Figure 3.50 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles, cavité obstruée -



- Figure 3.51 : Auto-corrélations de vitesses radiales, cavité obstruée -

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,09 ; C \approx 0 ;$$

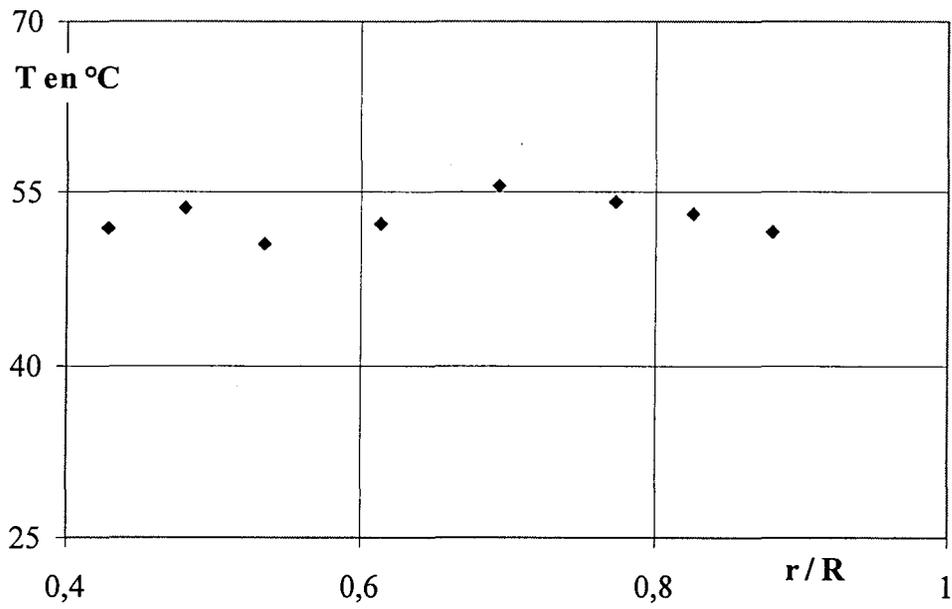
- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$;



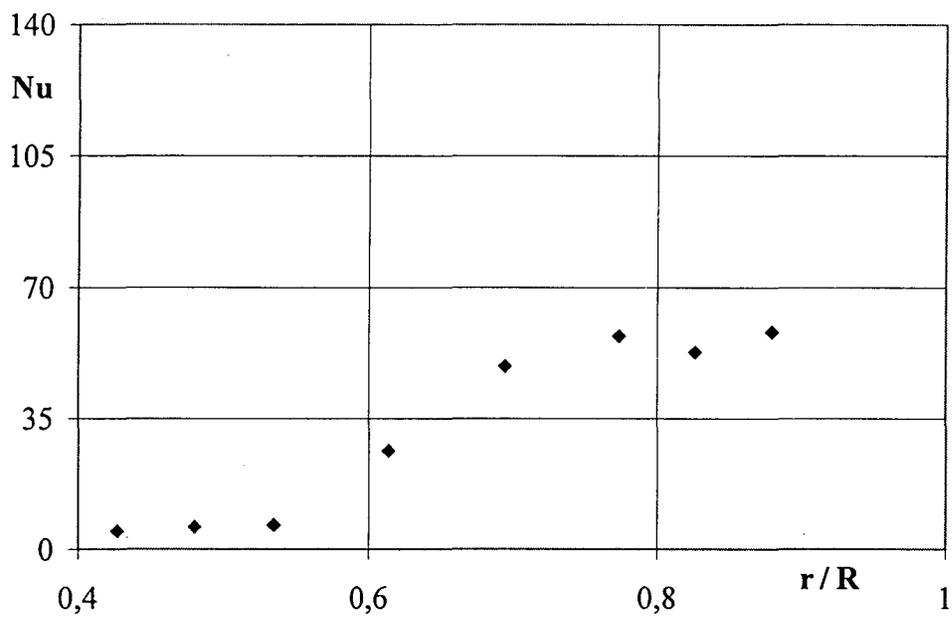
- Figure 3.52 : Corrélations croisées de vitesses, cavité obstruée -

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,09 ; C \approx 0 ;$$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$

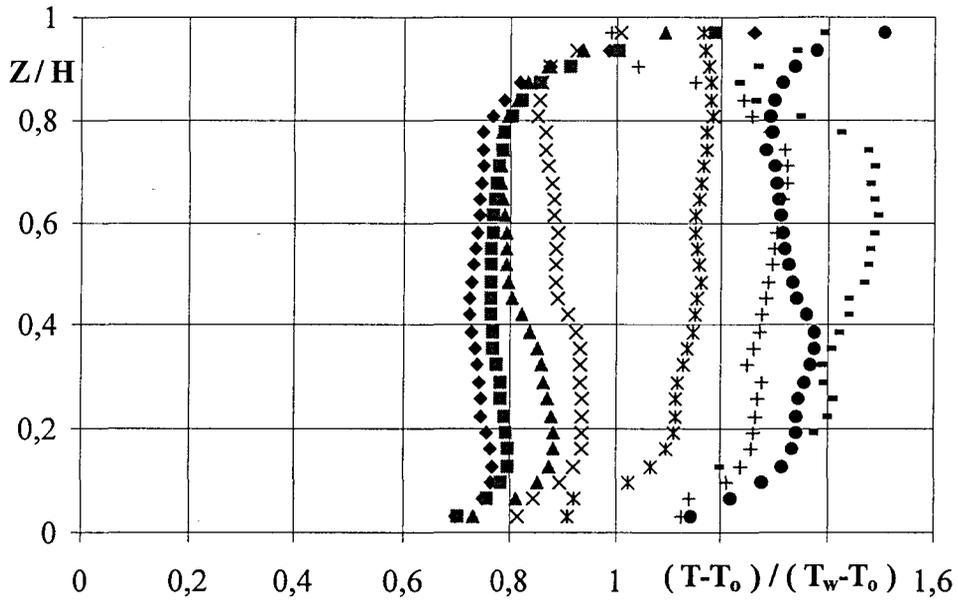


- Figure 3.53 : Températures sur le stator, cavité obstruée -

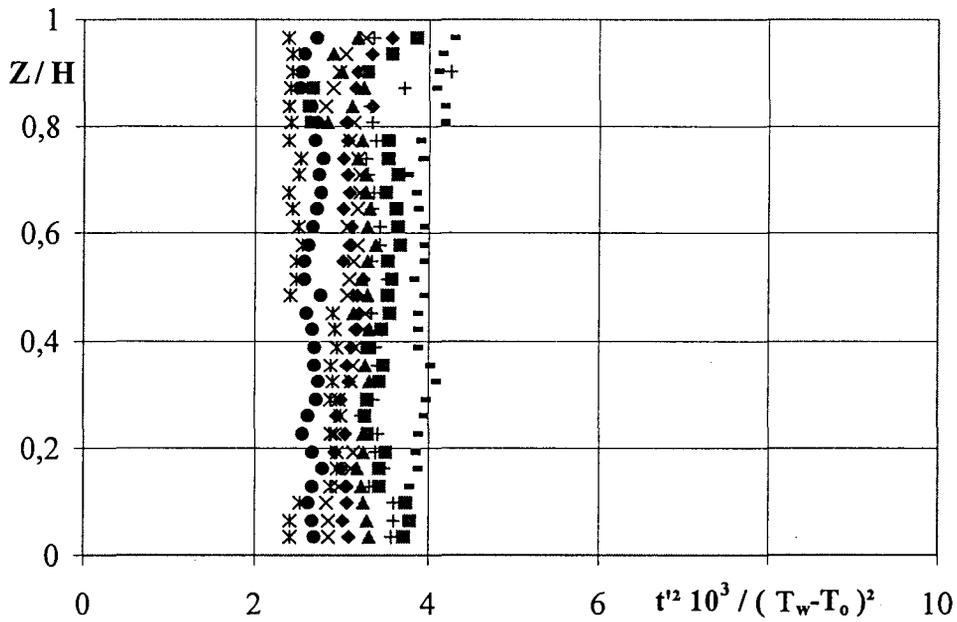


- Figure 3.54 : Flux sur le stator, cavité obstruée -

$G = 0,08$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$; $Ek = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 0,09$; $C \approx 0$;



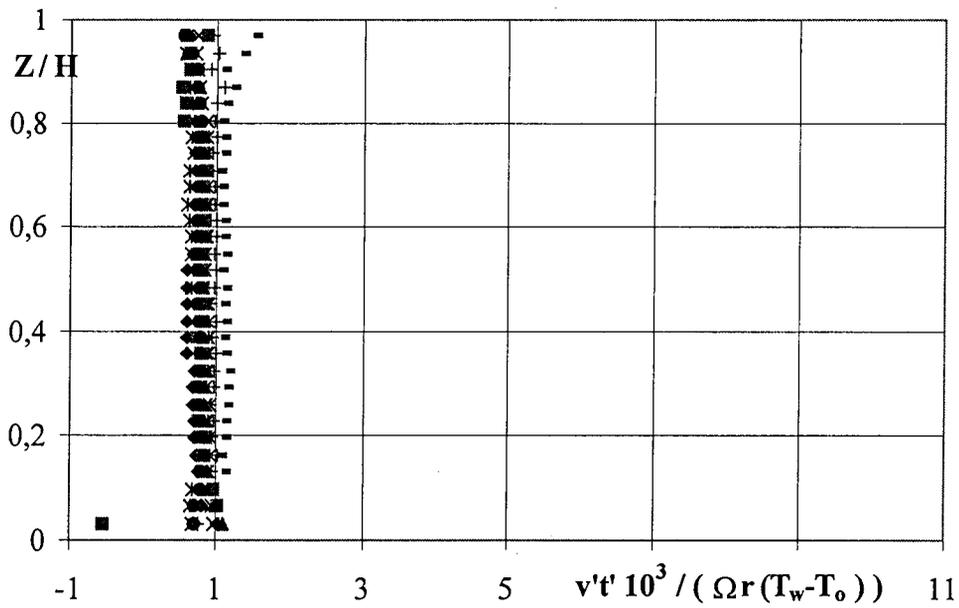
- Figure 3.55 : Températures, cavité obstruée -



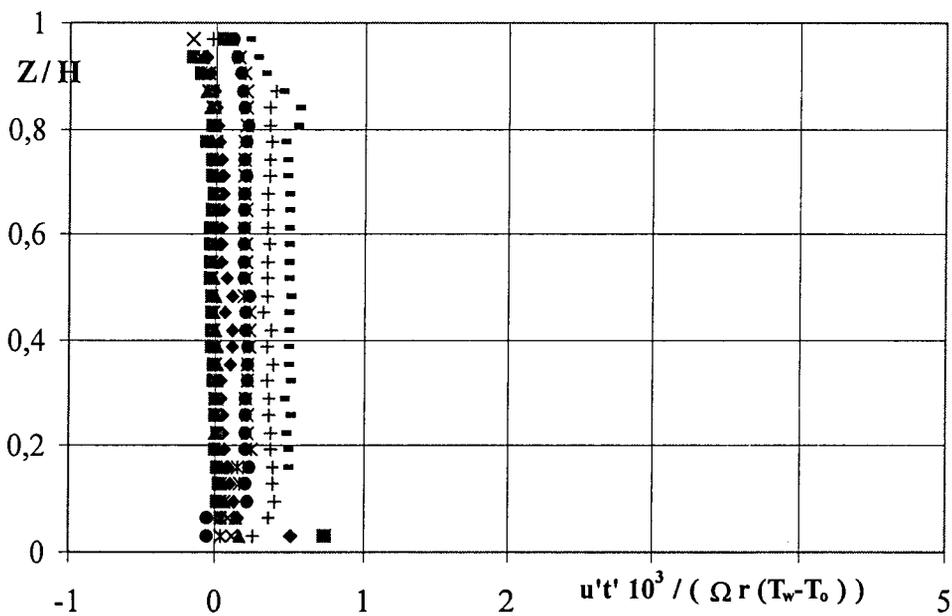
- Figure 3.56 : Auto-corrélations de températures, cavité obstruée -

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,09 ; C \approx 0 ;$$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
 * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$



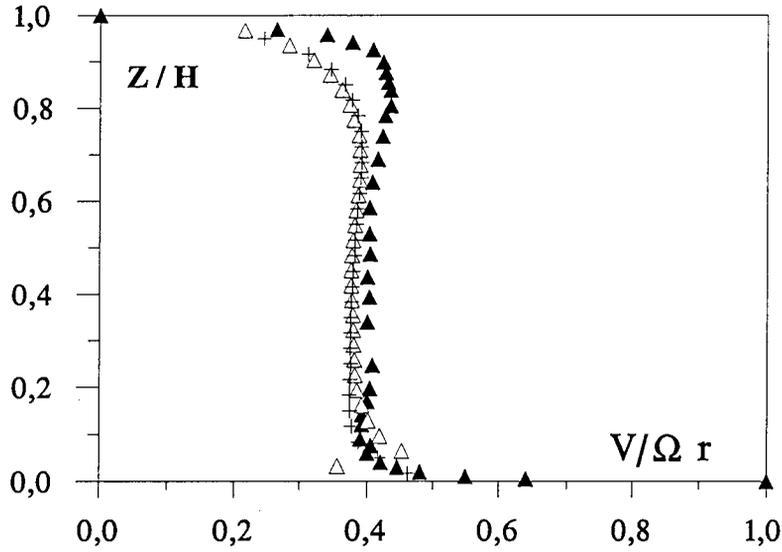
- Figure 3.57 : Corrélations croisées vitesses circonférencielles - températures, cavité obstruée



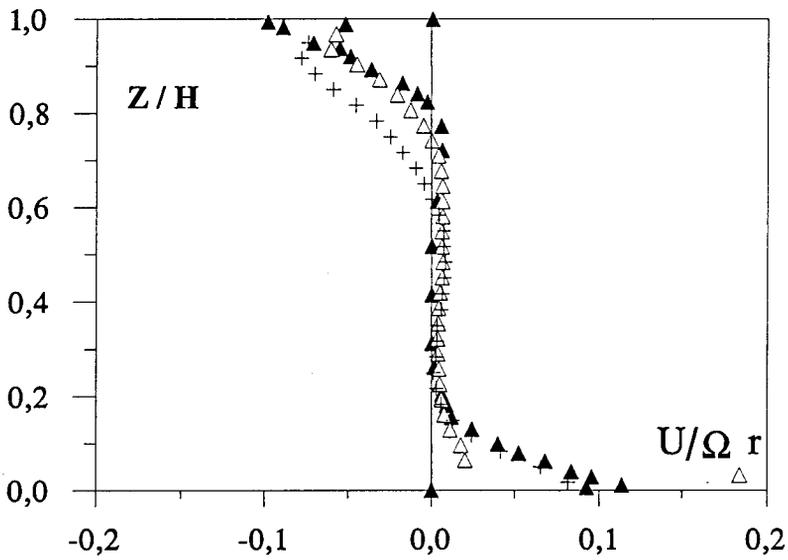
- Figure 3.58 : Corrélations croisées vitesses radiales - températures, cavité obstruée -

$$G = 0,08 ; Re = 1,44 \cdot 10^6 ; Ek = 1,1 \cdot 10^{-4} ; \sigma = 0,09 ; C \approx 0 ;$$

- ◆ $r/R = 0,88$; ■ $r/R = 0,83$; ▲ $r/R = 0,77$; × $r/R = 0,69$;
- * $r/R = 0,61$; ● $r/R = 0,53$; + $r/R = 0,48$; - $r/R = 0,43$;

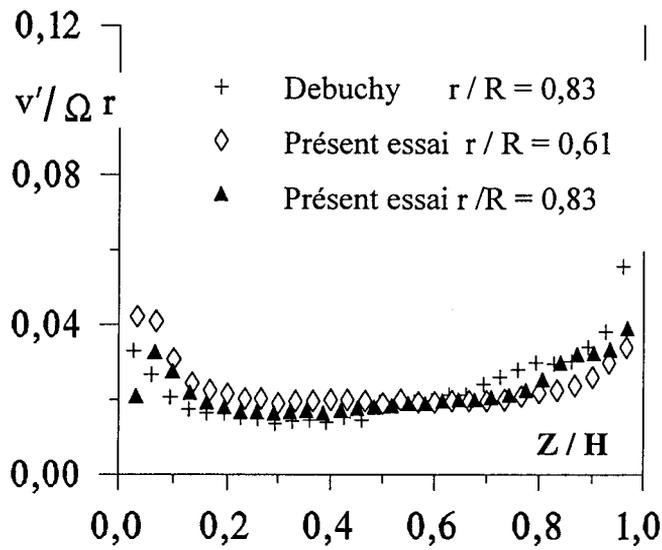


- Figure 3.59 : Comparaison des vitesses circonférencielles, cavité obstruée -

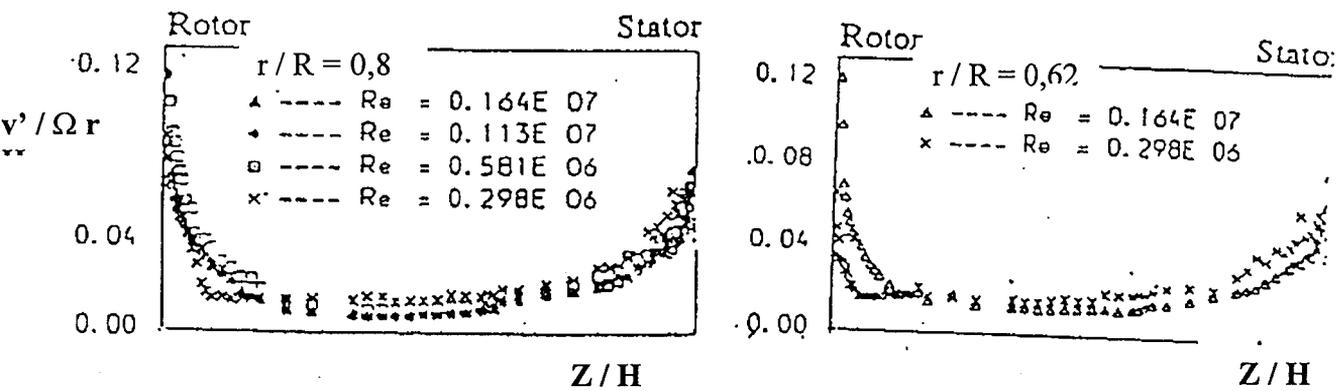


- Figure 3.60 : Comparaison des vitesses radiales, cavité obstruée -

- ▲ Exp. Itoh et al ; $r/R = 0,8$; $Re = 1 \cdot 10^6$
- Δ Exp. sonde triple ; $r/R = 0,83$; $Re = 1,44 \cdot 10^6$
- + Exp. Debuchy ; $r/R = 0,83$; $Re = 1,47 \cdot 10^6$



Essais de Djaoui, de Debuchy



Essai de Cheah et al.[5]

- Figure 3.61 : Comparaison des auto-corrélations de vitesse
circumférencielle, cavité obstruée -

**INFLUENCE DES
NOMBRES DE ROSSBY
ET DE REYNOLDS**

3.5 – INFLUENCE DES NOMBRES DE ROSSBY ET DE REYNOLDS

Nous rassemblons ici l'essentiel des commentaires relatifs à l'influence des paramètres Ro et Re sur les écoulements avec débit radial superposé qui constituent le point important de notre contribution à caractère expérimental.

3.5.1. Influence du nombre de Rossby.

L'effet d'une aspiration forcée est l'objectif principal de notre étude.

Seules deux valeurs de Ro ayant été testées pour $Re = 1,55 \cdot 10^5$, l'essentiel de la discussion portera sur le cas $Re = 1,44 \cdot 10^6$; de plus, dans ce cas une comparaison est possible avec l'écoulement en cavité isolée.

3.5.1.1 Champ cinématique.

L'évolution des profils de vitesse circumférencielle des figures 3.30.b à 3.30.d indique l'existence d'un domaine voisin de la périphérie de la cavité, peu sensible à l'aspiration. Par contre, plus on s'approche du moyeu plus la vitesse circumférencielle augmente. On constate même que la vitesse circumférencielle n'est pas bornée par la vitesse de rotation du rotor et peut prendre des valeurs sensiblement supérieures à Ωr (figure 3.31.d). L'allure générale montre que l'épaisseur du noyau central dans lequel la vitesse circumférencielle reste constante tend à diminuer. Ces phénomènes sont d'autant plus marquants que Ro est grand.

Le passage de la cavité isolée à l'écoulement avec débit radial est brutal : la moindre aspiration modifie de façon spectaculaire les propriétés de l'écoulement (figures 3.31.a et 3.30.b).

En ce qui concerne les vitesses radiales de la figure 3.31, on peut constater que là encore la sensibilité à l'aspiration est faible dans un proche voisinage de la périphérie de la cavité. Il n'y a plus la différence spectaculaire notée pour la vitesse circumférencielle dès

l'apparition d'un écoulement superposé : les essais avec cavité isolée et cavité ouverte avec $Ro \approx 0$ fournissent des résultats relativement voisins (figures 3.31.a et 3.31.b). Par contre, pour une aspiration plus grande, la vitesse radiale augmente en valeur absolue de plus en plus à mesure qu'on s'approche de l'axe. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'aspiration est grande (figures 3.31.c et 3.31.d). En résumé, l'influence du nombre de Rossby devient prépondérante lorsqu'on s'approche de l'axe, en particulier dans la zone d'aspiration voisine du stator.

Pour les auto-corrélations et corrélations croisées de vitesse représentées figures 3.32, 3.33 et 3.34 , l'augmentation du nombre de Rossby entraîne leur accroissement, surtout dans la couche limite du stator. L'aspiration apparaît comme une source d'amplification et de distorsion du champ turbulent, d'autant plus importante qu'on se trouve près de l'axe des disques.

En résumé, pour les corrélations de vitesse, on retrouve des propriétés analogues à celles observées pour les profils de vitesse moyenne : le niveau de turbulence est étroitement lié au nombre de Rossby.

3.5.1.2 Densités spectrales de puissance.

On peut constater sur la figure 3.35. que les principales caractéristiques tirées des densités spectrales de puissance sont peu dépendantes du nombre de Rossby. Rappelons brièvement ces caractéristiques :

- absence de pics d'énergie ;
- production d'énergie turbulente plus importante en périphérie ;
- production d'énergie faite principalement près des parois, alors qu'en milieu de veine la dissipation est prépondérante ;
- apparition d'une turbulence bidimensionnelle dans les couches limites du stator.

3.5.1.3. Champ thermique.

L'augmentation du nombre de Rossby entraîne un accroissement des valeurs de Nu données sur la figure 3.37. De plus, Nu est d'autant plus grand que l'on est proche du moyeu où se produit l'aspiration. Par contre, quand il n'y a pas d'aspiration forcée Nu est d'autant plus grand que l'on se trouve près de la périphérie. Dès l'apparition d'un écoulement superposé, et à mesure que Ro augmente, les valeurs de Nu tendent à devenir relativement constantes vis à vis de la position radiale. L'aspiration provoque donc un refroidissement tendant à homogénéiser les flux et dont les effets peuvent se faire sentir sur tout le stator.

Pour les températures moyennes, figures 3.38 et 3.43, on peut constater que l'augmentation de la température du noyau central quand r diminue est d'autant moins intense que Ro est grand.

Pour la cavité isolée, on peut distinguer deux régions entre lesquelles il y a un écart en température. La moindre apparition d'un écoulement superposé fait disparaître cet écart, les valeurs de température diminuant progressivement de l'axe vers la périphérie. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'aspiration devient forte. L'augmentation du nombre de Rossby tend à produire un regroupement de toutes les courbes de température moyenne, et donc à amoindrir la dépendance de la température suivant les positions radiales. Ceci est contraire au champ cinématique où la moindre aspiration provoque une augmentation des niveaux et une dépendance par rapport à la position radiale.

En ce qui concerne les auto-corrélations de température (figure 3.39) et les corrélations croisées de vitesse et température (figures 3.40 et 3.41), on remarque que contrairement à la cinématique, la moindre aspiration entraîne une diminution du niveau des auto-corrélations et corrélations croisées, et ce d'autant plus que Ro est grand.

3.5.1.4 Confrontation entre expérience et modèle.

La comparaison avec les résultats théoriques du modèle asymptotique, valable dans le noyau central montre un accord satisfaisant, d'autant meilleur que Ro est grand (figures 3.44, 3.45 et 3.46). Cela provient essentiellement du fait que l'ajustement des constantes du modèle est imprécis aux faibles valeurs de Ro . Ce constat, valable pour les profils de vitesse et de température, l'est également pour les relations intégrales (figure 3.47).

3.5.2. Influence du nombre de Reynolds.

Il serait présomptueux de déclarer que nous avons étudié l'influence de Re , puisque seules deux valeurs de ce paramètre ont été couvertes. Par ailleurs, notre discussion doit être faite à Ro constant, donc ici pour la seule valeur commune testée $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$. Néanmoins, malgré ces limitations, certaines évolutions observées méritent d'être notées : elles sont liées vraisemblablement au fait que l'écoulement est turbulent pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$ tandis qu'il est en régime de transition pour $Re = 1,55 \cdot 10^5$.

3.5.2.1 Champ cinématique.

Les allures des vitesses circonférencielles (figures 3.11.b et 3.30.d) et des vitesses radiales pour $Ro = 16,7 \cdot 10^{-3}$ sont les mêmes aux deux nombres de Reynolds (figures 3.12.b et 3.31.d).

On note cependant quelques différences concernant le noyau central : Contrairement à ce qui se passe pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$, à $Re = 1,55 \cdot 10^5$ la vitesse circonférencielle n'est pas constante dans le noyau central et la vitesse radiale n'y présente pas un profil unique.

Pour les auto-corrélations et corrélations croisées de vitesse (figures 3.13.b et 3.32.d, 3.14.b et 3.33.d , 3.15.b et 3.34.d), on observe de notables différences dès qu'on s'éloigne de la périphérie : les amplitudes sont plus faibles à $Re = 1,55 \cdot 10^5$ et surtout on remarque une très

grande dispersion de mesures. Une interprétation possible consiste à dire que le régime d'écoulement est en transition, ce qui est en accord avec les résultats de Daily et Nece pour une cavité fermée. Une autre raison possible de cette dispersion pourrait résider dans le système de prélèvement d'air. A bas nombre de Reynolds, Ro gardant la même valeur, la vitesse d'aspiration dans le conduit axial est très faible et il n'est pas impossible que des perturbations instationnaires, en provenance notamment du diaphragme qui règle le débit, parviennent jusqu'à la cavité interdisques. S'il en était ainsi, les propriétés instationnaires détectées à $Re = 1,55 \cdot 10^5$ seraient affectées, surtout aux faibles valeurs de r .

En fait, les deux explications sont liées car, à nombre de Reynolds voisin de la transition l'écoulement est réceptif aux perturbations instationnaires : ici simplement ces dernières seraient forcées par le système d'aspiration.

D'autre part, le temps pris pour faire les sondages est déterminé à partir de la fréquence de coupure de l'écoulement : il est donc suffisant pour obtenir le niveau des valeurs moyennes et fluctuantes, mais pourrait ne pas être suffisamment long pour arriver à enlever toutes les perturbations parasites de l'écoulement.

3.5.2.2 Densités spectrales de puissance.

Les figures 3.16.b et 3.35.c montrent que les principales caractéristiques tirées des densités spectrales de puissance, et commentées dans la section 3.5.1.2, sont peu dépendantes du nombre de Reynolds.

On devrait s'attendre à ce que les densités spectrales reproduisent d'une certaine manière la dispersion observée sur les corrélations et auto-corrélations obtenues à bas nombre de Reynolds. Si ceci n'apparaît pas, c'est vraisemblablement parce que les résultats fournis résultent de la moyenne faite sur une centaine de densités spectrales de puissance (voir chapitre 2 section 2.3.4), ceci étant fait évidemment pour enlever toutes fréquences parasites.

3.5.2.3 Champ thermique.

L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne un accroissement spectaculaire des valeurs du nombre de Nusselt (figures 3.18.b et 3.37.d).

Les figures 3.19.b et 3.38.d représentant les températures moyennes montrent des variations analogues aux deux nombres de Reynolds. Une différence importante apparaît dans le fait qu'à petit nombre de Reynolds on a un profil de température unique, propriété qui disparaît à $Re = 1,44 \cdot 10^6$ où on constate une diminution du niveau des températures moyennes à mesure qu'on s'approche de la périphérie.

Pour les auto-corrélations de température (figures 3.20.b et 3.39.d) et les corrélations croisées de vitesse – température (figures 3.21.b et 3.40.d , 3.22.b et 3.41.d), les mêmes commentaires peuvent être faits que pour les corrélations de nature cinématique, ci-dessus.

3.5.2.4 Confrontation entre expérience et modèle.

La comparaison concerne les figures 3.25.b et 3.44.d , 3.26.b et 3.45.d pour le champ de vitesse, les figures 3.27.b et 3.46.d pour la température et les figures 3.28.b et 3.47.d pour les relations intégrales.

D'une manière générale l'accord entre le modèle du noyau central et l'expérience est meilleur au plus grand des nombres de Reynolds, ce qui paraît cohérent puisque le modèle asymptotique suppose Re tendant vers l'infini.

CONCLUSION
GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de notre étude, soutenue par la DRET et le groupement "ARCTICA", est l'étude des écoulements dans un système rotor-stator avec aspiration radiale et échanges thermiques, cela en relation avec les applications en aérothermodynamique des machines tournantes. Pour ce faire, il a fallu procéder à un aménagement d'un banc d'essais existant afin de l'adapter aux mesures à caractère thermique.

Un dispositif de chauffage du stator, avec un système de régulation de la température, a été conçu et réalisé, et des moyens métrologiques adaptés ont été mis en place. Le banc d'essais permet d'accéder à un ensemble de données expérimentales incluant les températures et les flux thermiques sur le stator, ainsi que des températures moyennes et fluctuantes de l'écoulement interne. Ces mesures viennent s'ajouter aux mesures des vitesses radiale et circumférencielle, moyennes et fluctuantes, obtenues par anémométrie à fils chauds. L'ensemble constitue une installation de laboratoire de performances modestes, mais présentant l'intérêt de permettre des investigations locales

Les expériences avec transfert de chaleur sont très longues à réaliser, que ce soit pour l'étalonnage de la sonde en vitesses – températures, pour l'obtention par tâtonnement de la température désirée sur le stator, ou pour l'attente nécessaire à ce que l'écoulement puisse être considéré comme permanent. Le programme établi après consultation des partenaires industriels, O.N.E.R.A., S.N.E.C.M.A. et TURBOMECA, comprend des essais avec cavité ouverte à deux nombres de Reynolds pour différentes valeurs du nombre de Rossby, et un essai avec cavité obstruée pour le plus grand des nombres de Reynolds. Tous les résultats obtenus ne sont pas présentés pour ne pas trop alourdir ce mémoire, mais sont à la disposition des chercheurs intéressés.

L'essai en cavité obstruée a permis de comparer nos résultats à ceux de la littérature, en ajoutant des données de nature thermique. Cet essai confirme l'indépendance entre la dynamique et la thermique : dans les mêmes configurations, les résultats de Cheah [5], Itoh [20] et Debuchy [8] en écoulement isotherme sont identiques aux nôtres, tirés d'essais effectués avec transfert de chaleur.

Les expériences avec cavité ouverte montrent, outre les phénomènes déjà connus en dynamique, l'importance du nombre de Rossby sur les phénomènes thermiques. Notamment, il est à signaler qu'une augmentation de l'aspiration entraîne une diminution des températures moyennes et des perturbations thermiques, une tendance à uniformiser la température dans le noyau central et donc une indépendance à l'égard de la position. Ceci est contraire à ce qui se passe pour les vitesses où une augmentation de l'aspiration entraîne un accroissement des vitesses circumférencielles, des corrélations et des auto-corrélations : on évolue donc vers une plus grande dépendance au regard de la position radiale.

Les densités spectrales de puissance montrent que l'écoulement peut être considéré comme permanent. Elles permettent de mettre en évidence la production d'énergie turbulente dans la couche limite du stator ainsi que la dissipation, qui se trouve être plus importante en milieu de veine. Elles semblent montrer que la turbulence est bidimensionnelle près du stator dans le cas d'un grand nombre de Reynolds et qu'elle l'est aussi en milieu de veine dans le cas d'un nombre de Reynolds plus faible, proche de la transition.

Une comparaison a été réalisée avec un modèle théorique valable dans le noyau central d'un écoulement laminaire et élaboré à partir d'une approche asymptotique. Quand l'aspiration n'est pas trop petite les résultats obtenus concordent avec la solution du modèle.

Une campagne d'essais complémentaire a été réalisée pour montrer la sensibilité de l'écoulement de type rotor – stator aux effets de bord. Un deuxième banc d'essais a été utilisé et quatre stators de rayons différents ont été construits. Les résultats mettent en évidence l'existence d'un passage entre deux solutions distinctes qui s'accomplit pour une faible variation du rayon du stator toutes choses égales par ailleurs. Ce passage est accompagné par des variations spectaculaires de la composante circumférencielle de la vitesse et de la pression. Il y a une valeur critique du paramètre significatif λ séparant les deux types d'écoulement : un

de ces écoulements tend vers la solution de Batchelor quand on s'éloigne de la périphérie, et ce d'autant plus près de cette périphérie que le paramètre de forme G est petit ; l'autre écoulement ressemble, tout au moins près de la périphérie, à la solution de Stewartson [30]. Ce dernier évolue, quand on s'approche de l'axe, donc quand les effets de bord s'atténuent, vers un écoulement de type Batchelor.

Les investigations sur les effets de bord n'ont pas été poussées plus avant car ce n'était pas l'objectif initial de la thèse. Toutefois, les résultats obtenus montrent qu'il serait intéressant d'envisager de cerner le phénomène, en particulier par la détermination précise de la transition entre les deux régimes observés, et également par une suppression de la prérotation produite par le rotor à la périphérie des disques, où tout au moins par sa maîtrise. Ainsi, une campagne d'essais supplémentaire pourrait être facilement effectuée avec les stators disponibles, en diminuant ou en augmentant l'entrefer de la veine d'essais de manière à faire varier le paramètre λ . De plus, des modifications mineures du banc d'essais rendraient possibles d'éliminer les effets d'éjection radiale et de rotation du fluide induits par la partie externe du disque tournant, ce qui permettrait de déterminer l'influence de la prérotation produite par le rotor à l'entrée périphérique de la cavité. Cette étude pourrait être complétée par l'adjonction d'une enceinte cylindrique fixe, de diamètre supérieur à celui de la cavité, ce qui outre l'intérêt expérimental lié à la connaissance précise des modifications apportées par cette enceinte par rapport à un milieu extérieur étendu, serait utile dans le cadre de la validation de codes de calcul. En effet, une définition insuffisante des conditions aux limites peut être la cause de résultats fortement erronés ou de problèmes de convergence.

En ce qui concerne les écoulements avec transferts thermiques, les discussions avec nos partenaires ont permis de dégager un nombre important de cas répondant à des besoins industriels. L'intérêt s'est porté sur les écoulements de type centrifuge et centripète avec étude des effets de la variation du rapport de forme de la cavité, du coefficient d'obstruction périphérique de la cavité et du nombre de Rossby. Une partie de ce programme est réalisée et présentée dans ce mémoire. Il est tout à fait possible de procéder à une étude plus exhaustive des effets de variations du paramètre de forme G et du coefficient d'obstruction périphérique de la cavité C pour les écoulements de type centripète et l'étude des écoulements de type centrifuge.

Par ailleurs, il serait d'un grand intérêt de pouvoir mesurer les températures et les flux thermiques sur le rotor. Le montage actuel n'offrant pas cette possibilité, une action dans cette direction exige l'implantation de moyen de mesures embarquées, et par conséquent une modification importante du banc d'essais existant. Cette étape est nécessaire si l'on veut fournir aux numériciens des informations sur les conditions aux limites de température ou de flux à afficher sur le rotor. D'un point de vue expérimental, elle doit également pallier le manque d'informations concernant l'interaction possible de la source chaude, située sur le stator avec le disque mobile. Ce phénomène peut devenir important dans le cadre de l'étude des effets du paramètre de forme de la cavité, si par exemple une gamme de valeurs très petites de ce paramètre géométrique est couverte.

Une approche numérique des écoulements en rotation avec transfert de chaleur élaboré par E. Laroche (O.N.E.R.A.) en collaboration avec S.N.E.C.M.A est en cours de réalisation. Les premières ébauches de calcul, dans le cas d'une cavité ouverte pour $Re = 1,44 \cdot 10^6$ et $Ro = 16,7 \cdot 10^3$ ont été réalisées avec le code Mathilda – Saphir - Diamant, développé à l'O.N.E.R.A.. Les simulations numériques de cette configuration sont faites à l'aide de plusieurs modèles de turbulence : un modèle k-l, un modèle k-l RNG, un modèle basé sur les contraintes algébriques de Reynolds et un dernier modèle basé sur une extension anisotrope thermiquement. Les résultats obtenus concernent les vitesses moyennes et fluctuantes, ainsi que le flux thermique sur le stator. La comparaison avec nos valeurs expérimentales montre une bonne concordance sauf dans les couches limites. Seul, le flux est surestimé et cela semble être lié à la mauvaise prédiction dans les couches limites.

REFERENCES

LISTE DES REFERENCES

[1] **BATCHELOR G. K.** 1951.

"Note on a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow."

Q. J. Mech. Appl. Math. – 4:29-41.

[2] **BEARMAN** 1971.

"Corrections for the effect of ambient temperature drift on hot-wire measurements in incompressible flow."

DISA Inf. N° 11, 25-30.

[3] **BRUUN H. H.** 1966.

"Hot-wire anemometry. Principles and signal analysis."

Oxford science publications.

[4] **CHAOUCHE A., MAUBERT P.A., RANDRIAMAMPIANINA et BONTOUX P.** 1990.

"Convection thermique et forcée dans les cavités en rotation."

I.M.F.M. Rapport de synthèse final. Convention D.R.E.T. n°88.34.147.00.470.75.01.

[5] **CHEAH S. C., IACOVIDES H., JACKSON D. C. JI H. et LAUNDER B. E.**

"Experimental investigation of enclosed rotor-stator disc flows."

Mechanical Engineering Department, UMIST, PO Box 88, Manchester, M60 1QD, United Kingdom.

[6] **CIMBALA J. M. and PARK W. J.** 1990.

"A direct hot-wire calibration technique to account for ambient temperature drift in incompressible flow."

Experiments in fluid - Vol. 8, n°5.

[7] **CIMBALA J. M. et PARK W. J.** 1990.

"A direct hot wire calibration technique to account for ambient temperature drift in incompressible flow."

Experiments in fluids - Vol. 8, N°5.

[8] **DEBUCHY R.** 1993.

"Ecoulement turbulent avec aspiration radiale entre un disque fixe et un disque en rotation."

Thèse de doctorat. Université de Lille.

[9] **DEBUCHY R. et al.** 1998.

"Radial inflow between a rotating and a stationary disc"

Europ. J. of Mechanics. A paraître dans le n°6 de 1998

[10] **DELDIQUE A.** 1995.

"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. Université de Lille.

[11] **DENOS R. and SIEVERDING C. H.** 1997.

"Assessment of the Cold-Wire Resistance Thermometer for High-Speed Turbomachinery Applications."

Transactions of the ASME - Vol. 119, January 1997.

[12] **DJAOUI M., DEBUCHY R., WAYMEL et DYMENT A.** 1997.

"Etude des écoulements turbulents avec transferts thermiques et aspiration radiale entre un disque fixe et un disque coaxial tournant."

Rapport de synthèse. Identification DRET 942604-A.

[13] **DJAOUI M. et DEBUCHY R.** 1998.

"Heat transfer in a rotor-stator system with a radial inflow."

C. R. Acad. Sci. Paris, 326, Serie II, b, p 309-314.

[14] **DJAOUI M., MALESYS A. et DEBUCHY R.** 1998.

"Mise en évidence expérimentale de la sensibilité de l'écoulement de type rotor-stator aux effets de bord."

C. R. Acad. Sci. Paris, article à paraître.

[15] **DUTOYA D.** 1985.

"Simulation numérique d'écoulements turbulents dans des cavités annulaires entre disques fixes et mobiles."

ONERA Symposium AGARD.

[16] **DYMENT A.** 1995.

"Relations intégrales dans les écoulements entre disques en rotation."

12^{ième} congrès Français de Mécanique, Strasbourg, 1995.

[17] **ELENA L. et SCHIESTEL R.** 1995.

"Turbulence Modelling of Confined Flow in Rotating Disk Systems."

AIAA Journal - Vol. 33, N° 5.

[18] **ERIAN F. F. et TONG Y. H.** 1971.

"Turbulent Flow Due to a Rotating Disk."

The physics of fluids - Vol. 14, N°12.

[19] **GILLIOT-OTTAVY Anne.** 1997.

"Caractérisation par anémométrie à fils chauds d'écoulements turbulents de Poiseuille et de Couette-Poiseuille en vue de la validation de modèles de turbulence."

Thèse de doctorat. Université de Lille.

[20] **ITOH M., YAMADA Y., IMAO S. et GONDA M.** 1990.

"Experiments on Turbulent Flow due to an Enclosed Rotating Disk."

Elsevier Science Publishing Co., Inc. Engineering Turbulence Modelling and experiments.

[21] **IZARD M., MICHARD P.J., LABBE J. et PERUCCHINI J.** 1988.

"Mesure du vecteur vitesse d'écoulement dans la cavité interdisques du montage CRETE. Comparaison expérience/simulation numérique."

O.N.E.R.A. Rapport technique n° 21/3469 EY.

[22] **IZARD M., RISTORI A. et FOURNIER J. C.** 1990.

"Mesures des vitesses de l'écoulement dans la cavité interdisque du montage CRETE. Comparaison simulation numérique - expérience."

O.N.E.R.A. Rapport technique n° 25/3469 EY.

- [23] **KANEVCE G. et OKA S.** 1973.
"Correcting Hot - wire Readings for Influence of Fluid Temperature Variations."
Thermal Physics and Engineering Department.
- [24] **KO S. H. et RHODE D. L.** 1992.
"Thermal Details in a Rotor-Stator Cavity at Engine Conditions With a Mainstream."
Transactions of the ASME - Vol. 114.
- [25] **LESIEUR M.** 1982.
"La turbulence développée."
La recherche, N° 139, Volume 13, p 1412-1421.
- [26] **LESIEUR M.** 1994.
"La turbulence."
Collection Grenoble Sciences.
- [27] **MALESYS A.** 1997.
"Etude expérimentale de l'écoulement entre disques non parallèles avec précession. Mesures des efforts aérodynamiques. Visualisation."
Thèse de doctorat. Université de Lille.
- [28] **ONG C. L. et OWEN J. M.** 1989.
"Boundary-Layer Flows in Rotating Cavities."
Journal of Turbomachinery - Vol. 111.
- [29] **ONG C. L. et OWEN J. M.** 1991.
"Computation of the flow and heat transfer due to a rotating disc."
Int. J. Heat and fluid Flow - Vol. 12, N°2.
- [30] **OWEN J. M. et ROGERS R. H.** 1989.
"Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems."
Rotor-Stator systems - Vol. 1.
- [31] **OWEN J. M. et ROGERS R. H.** 1989.
"Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems."
Rotating cavities - Vol. 2.

- [32] **PERRY A. E., HENBEST S. et CHONG M. S.** 1986.
"A theoretical and experimental study of wall turbulence."
J. FLUID MECH. Volume 165, p 163-199
- [33] **SNECMA** 1996.
"Transferts thermiques sur le banc CRETE. Choix de la technique de mesure."
SNECMA Bordereau de diffusion YKLR/23/96 DF/CB.
- [34] **TABATABAI M. et POLLARD A.** 1987.
"Turbulence in radial flow between parallel disks at medium and low Reynolds numbers."
J. Fluid Mech. - Vol. 185, pp. 483-502.

RESUMES

RESUME

Le présent travail est consacré à l'étude expérimentale de l'écoulement turbulent entre un rotor et un stator, avec aspiration radiale et transfert thermique forcés. Le cadre de l'étude est limité au cas des écoulements incompressibles, avec faibles variations de température. Une technique de mesure par anémométrie à fils chauds et thermométrie à fil froid permet d'accéder aux vitesses et aux températures moyennes, ainsi qu'aux diverses auto-corrélations et corrélations croisées de ces grandeurs. Cette instrumentation est complétée par des fluxmètres et des thermocouples implantés sur le stator et donnant la température et le flux thermique pariétaux.

Une partie des essais concerne l'étude des effets produits par un faible changement de la géométrie périphérique. On met en évidence une extrême sensibilité de l'écoulement à l'égard d'une petite variation du rapport des rayons des deux disques, entraînant le passage brutal d'un régime à un autre. A nombre de Reynolds et distorsion donnés, l'écoulement tend vers la solution correspondant à des disques de rayons infinis seulement lorsque le rapport du rayon du stator à celui du rotor est suffisamment grand.

Dans une seconde partie, plus étoffée, l'objectif des expériences est la connaissance des propriétés de l'écoulement, notamment thermiques, et leurs évolutions lorsqu'on fait varier le nombre de Rossby Ro , paramètre caractéristique du débit radial, cela pour deux valeurs du nombre de Reynolds. L'analyse des résultats obtenus fait apparaître l'importance de Ro sur les caractéristiques thermiques et dynamiques de l'écoulement.

Une comparaison avec un modèle théorique élaboré à partir d'une approche asymptotique est effectuée. Les résultats obtenus sont dans l'ensemble satisfaisants.

MOTS CLEFS

SYSTEME ROTOR-STATOR
TRANSFERT DE CHALEUR
ECOULEMENT TURBULENT
ANEMOMETRIE PAR FIL CHAUD

ABSTRACT

EXPERIMENTAL STUDY OF TURBULENT FLOW IN A ROTOR-STATOR SYSTEM WITH A RADIAL INFLOW AND HEAT TRANSFER

The present study examines the turbulent flow in a rotor-stator cavity of low aspect ratio, subjected to a superposed radial inflow and heat transfer effects. In the scope of this study, the fluid is incompressible and the variations in temperature are small. Detailed velocity measurements as well as Reynolds stresses, temperature and temperature-velocity correlations have been carried out using a simultaneous hot and cold wire anemometry technique. During the experiments, the temperature distribution was specified on the stator and heat transfer coefficient were determined with the help of pellicular fluxmeters.

The first part of this work is devoted to the external peripheral geometry effects. The analysis of the results reveals the critical importance of the inlet conditions, in particular on the tangential velocity of the fluid inside the cavity : at given values of the Reynolds number and aspect ratio, the infinite discs solution is reached only as soon as the ratio of the stator and the rotor radii becomes sufficiently large.

The second part concentrates on the main objective which is to achieve a detailed description of the flow field and to understand how the heat transfer phenomena are affected by the variations of the dimensionless parameters specific to the problem. The analysis focuses on the dependence of the flow structure and heat transfer effects on the Rossby number, which appears to be the most significant parameter, and on the Reynolds number. In addition, comparisons with results issued from an asymptotical formulation based on the assumption of inviscid fluid are displayed. In particular, new general integral relations, including the conservation of the mean radial moment of the circumferential momentum, are in acceptable agreement with the experiments.

KEYWORDS

ROTOR-STATOR SYSTEM

HEAT TRANSFER

TURBULENT FLOW

HOT-WIRE ANEMOMETRY

