N° d'ordre : 3874

THÈSE

présentée à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille
Ecole Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR EN MECANIQUE

par

Emmanuel D'HAUDT

Etude expérimentale de l'influence des conditions périphériques sur un écoulement turbulent de type rotor-stator

Premières confrontations avec des résultats de simulations numériques

Soutenue le 21 décembre 2006, devant le jury d'examen :

Président :	A. DYMENT	Professeur Emérite, Université de Lille I
Rapporteurs :	B. DESMET	Professeur, UVHC, Valenciennes
	P. LE GAL	DR CNRS, Université d'Aix-Marseille I
Examinateurs :	P.A. LAMBERT	Responsable de service, SNECMA-Moteurs, Vernon
	F. MARTELLI	Professeur, Université de Florence (Italie)
Directeur de thèse :	G. BOIS	Professeur, ENSAM, Lille
Co-encadrant :	R. DEBUCHY	Maître de Conférences, Université d'Artois

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille (site ENSAM), UMR CNRS 8107

Avant - propos

Je voudrais exprimer en premier lieu toute ma reconnaissance à Gérard Bois, professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Lille, pour son accueil au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille (UMR CNRS 8107) et la confiance qu'il a bien voulu me témoigner en acceptant de diriger ce travail de thèse. Je tiens à le remercier sincèrement pour sa rigueur scientifique et la patience qu'il m'a accordée tout au long de ces années.

J'adresse mes remerciements les plus vifs à Roger Debuchy, maître de conférences à l'Université d'Artois, pour avoir accepté de co-encadrer cette thèse. Son expérience et ses conseils ont éclairé nos nombreuses discussions. Pour son soutien sans faille, sa constante bonne humeur et sa disponibilité, il prend une large part dans la réussite de ce travail. Qu'il soit ici amplement remercié.

Je suis très touché de l'honneur que m'a fait Monsieur Arthur Dyment, professeur émérite de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, en acceptant de présider ce jury de thèse. Une grande partie des orientations prises pour ce mémoire proviennent de ses travaux antérieurs. Qu'il soit assuré de mon plus profond respect.

Je voudrais également témoigner ma gratitude à Messieurs Bernard Desmet, professeur à l'Université de Valenciennes, et Patrice Le Gal, directeur de recherches CNRS à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre, d'avoir consacré du temps à étudier ce mémoire et d'en avoir été les rapporteurs. Je suis très touché de l'intérêt qu'ils ont manifesté à l'égard de mon travail. Qu'ils soient assurés de ma profonde gratitude.

Je voudrais également remercier Monsieur Pierre-Alain Lambert, responsable du service Mécanique des Fluides Pompes-Turbines à la SNECMA-Moteurs, ainsi que Monsieur Francesco Martelli, professeur à l'Université de Florence, d'avoir accepté de prendre part au jury. Qu'ils soient assurés de tout mon respect.

J'aimerais par ailleurs souligner la contribution importante de Stefania Della Gatta, docteur de l'Université de Florence, pour la réalisation de simulations numériques. Son travail a été une aide inestimable pour la compréhension de certains phénomènes physiques. Molte grazie Stefania.

Sans pouvoir les citer tous, je voudrais exprimer mon amitié à l'ensemble des personnes qui de près ou de loin ont participé à l'élaboration de cette thèse. Je souhaite en particulier remercier l'ensemble de mes collègues chercheurs, enseignants et techniciens qui m'ont permis d'effectuer ce travail dans une ambiance dynamique et chaleureuse.

Je termine par remercier ma famille et mes amis qui m'ont apporté un soutien moral indispensable pendant ces quelques années.

à mes parents,

à Gaëlle.

Table des matières

Nomenclature

Principales notations :

$\overrightarrow{e_r}, \overrightarrow{e_\theta}, \overrightarrow{e_z}$	coordonnées cylindriques
V_r, V_θ, V_z	composantes moyennes de la vitesse radiale, tangentielle et axiale
V_r', V_θ'	composantes fluctuantes de la vitesse radiale et tangentielle
$K=V_\theta/\Omega r$	taux de rotation du fluide à mi-hauteur de cavité
$V_\theta * /\Omega R$	vitesse tangentielle moyenne adimensionnée à mi-hauteur de cavité
K_0	vitesse de prérotation du fluide
$\hat{r}, \hat{z}, \widehat{v_\theta}, \widehat{v_r}...$	grandeurs normalisées
$Re=\Omega R^2/\upsilon$	nombre de Reynolds
$G=H/R$	paramètre de forme de la cavité
$Ek=(Re\ G^2)^{-1}$	nombre d'Ekman
ρ	masse volumique
υ	viscosité cinématique
μ	viscosité dynamique
R	rayon du rotor
r	distance à l'axe
ΔR	différence de rayon entre le rotor et le stator
H	épaisseur de la cavité annulaire
Ω	vitesse de rotation du rotor
$\lambda=\Delta R/H$	paramètre géométrique lié à la différence de rayon entre le rotor et le stator
z	abscisse axiale avec origine au rotor
e	épaisseur du rotor
e'	épaisseur du stator
$\eta=e/H$	paramètre géométrique lié à l'épaisseur du rotor
$\eta'=e'/H$	paramètre géométrique lié à l'épaisseur du stator
P_s	pression statique sur le stator
P_t	pression totale
P_{atm}	pression atmosphérique

P_T, P_G, P_D	pressions totale, gauche et droite de la sonde trois trous
E	tension en sortie d'anémomètre à fil chaud (loi de King)
E_0	tension en sortie d'anémomètre à fil chaud à vitesse nulle (loi de King)
B	constante pour le fil chaud (loi de King)
n	constante pour le fil chaud (loi de King)
$\dot{m}_0$	débit masse circulant dans la couche limite rotor
$\dot{m}_S$	débit masse circulant dans la couche limite stator
$\dot{m}_{NC}$	débit masse circulant dans le noyau central

Notations en référence à Djaoui et al. [13] :

Γ=K	taux de rotation du fluide
x=r/R	rayon adimensionné
u, v	composantes moyennes de la vitesse radiale, tangentielle

Introduction

Les écoulements entre disques suscitent, depuis de nombreuses années, de grands intérêts tant pour la communauté scientifique que pour les industriels. Les turbomachines, la météorologie ou l'océanographie sont autant de disciplines dont les écoulements de type rotor-stator font parties des discussions rémanentes. Des applications font appel à ces technologies au quotidien, c'est le cas par exemple de disques durs d'ordinateurs, de systèmes de freinage de véhicules et, par définition, de tout système doté d'un carter fixe accueillant un disque en rotation.

La grande majorité des analyses bibliographiques sur ces configurations prennent pour première référence les travaux réalisés en 1921 par von Karman [25] portant sur un écoulement laminaire sur un disque infini tournant dans un fluide au repos.
Pour ces applications, l'intérêt est de confiner cet écoulement dans un système composé du disque en rotation, le rotor, et d'un autre fixe, le stator. Les recherches sur ce sujet nous conduisent aux travaux de Batchelor [1] qui, en 1951, propose un modèle basé sur l'existence d'un écoulement scindé en trois parties entre deux disques infinis : un mouvement de rotation de fluide en bloc séparant deux couches limites situées au voisinage de deux couches limites, celle d'Ekman et de celle de Bödewadt (respectivement situées contre le rotor et contre le stator). Ce modèle reste à ce jour la seule solution exacte aux équations de Navier-Stokes, moyennant des hypothèses simplificatrices.
Les résultats de cette approche sont contestés deux ans plus tard par Stewartson [23] qui montre par le calcul que l'écoulement ne possède qu'une couche limite développée contre le rotor et que le noyau dur n'est pas nécessairement animé d'un mouvement de rotation.
Il s'ensuit un grand nombre de publications visant à vérifier l'une ou l'autre de ces approches jusqu'à ce que Mellor et al. [29], en 1968, montrent l'existence de plusieurs types de solutions pour une valeur du nombre Reynolds fixée. Ceci est confirmé ensuite par Kreiss et Parter [26] qui proposent, en 1983, l'existence d'une classe multiple de solutions gouvernées par les conditions initiales.

Parmi les objectifs des nombreuses études réalisées, figure la recherche de la valeur K représentant la vitesse circonférentielle du noyau dur adimensionnée par la vitesse locale de rotation du rotor. Si ce coefficient est présenté dans un premier temps comme indépendant de la position radiale mais sensible à divers facteurs comme la hauteur de cavité (selon une étude de Daily et Nece [7] en 1960), diverses études mettent en avant la sensibilité de K aux variations de la position radiale, c'est le cas de Szeri et al. [24] en 1983 ou encore Dijkstra et Van Heijst [11] la même année.

De nombreux travaux sont ainsi consacrés à des systèmes comportant des disques de rayons infinis ou encore de type rotor-stator fermés. D'autres études, moins nombreuses, portent sur le cas de cavités ouvertes où l'écoulement généré par le rotor est additionné d'un flux superposé, centripète ou centrifuge. C'est le cas, entre autres, des travaux de Debuchy [8] en 1993 ou encore Gassiat [16] en 2000.
Il n'y a, à ce jour, que très peu d'études portant sur une cavité ouverte et dont l'écoulement n'est pas soumis à un flux radial superposé. C'est le cas de recherches effectuées par Djaoui

[12] en 1998 au sein du laboratoire de mécanique de Lille. L'écoulement est, dans cette configuration, comparable aux diverses études précédemment citées, c'est-à-dire que l'on se trouve en présence d'un écoulement scindé en trois zones, un noyau central séparé par deux couches limites. Au cours de cette étude, l'auteur met en avant la dépendance de l'écoulement inter disques aux conditions de bord. Il est ainsi nécessaire de prendre en compte les conditions périphériques pour discuter de la nature de l'écoulement dans la cavité.

Le présent travail prend en compte cette dernière analyse. Il a pour but de donner plus d'informations locales sur l'évolution des profils des composantes circonférentielles et radiales, des contraintes de Reynolds ainsi que l'évolution des pressions totales et statiques lorsque l'écoulement est soumis aux variations des conditions périphériques.

Ce mémoire est scindé en trois parties :

Un premier chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental. Un banc d'essais est adapté pour mener à bien cette étude. Les techniques de mesures sont également présentées ainsi qu'un rappel de l'étude par similitude définissant les paramètres qui régissent ce type d'écoulement. Les conditions d'expérience et les essais réalisés complètent cette première partie.

Un second chapitre comprend quelques rappels théoriques succincts sur les écoulements inter disques ainsi que sur deux modèles pour le noyau central proposés dans la littérature. Les résultats expérimentaux sont ensuite présentés selon les paramètres classiques retenus dans ce type d'analyse. Un rapprochement entre ces modèles et les présents résultats est tenté.

Enfin, une troisième partie présentera les résultats d'expérience de manière plus détaillée, mettant en avant l'influence de modifications géométriques sur les caractéristiques de l'écoulement dans la cavité. Une étude numérique réalisée avec le code de calcul Fluent vient confirmer les expériences réalisées dans la cavité. Elle permet, par ailleurs, d'étudier l'écoulement à l'extérieur de la cavité et ainsi de comprendre les interactions avec l'écoulement inter disques.

Chapitre 1 : Dispositif expérimental

1.1 Contexte de l'étude

L'étude des écoulements entre disques tournants s'inscrit dans l'axe Mécanique des Fluides du Laboratoire de Mécanique de Lille (UMR CNRS 8107). Les recherches les plus récentes sur ce sujet traitent en particulier de l'influence de paramètres géométriques, de l'apport d'un flux radial superposé ou encore d'effets thermiques sur la nature de l'écoulement dans une cavité rotor-stator. L'expérience acquise au cours de ces travaux a permis, entre autres analyses, de mettre en évidence la grande sensibilité dudit écoulement aux effets de bord.

Les premiers résultats concernant l'influence de ces effets de bord ont été mentionnés dans un chapitre de Djaoui [12] et dans les travaux de Djaoui et al. [13]. Ce dernier traite du cas d'un écoulement non soumis à un flux radial forcé dans une cavité ouverte en périphérie.
Dans ces travaux, l'influence du paramètre λ est mise en avant. Il s'agit du rapport basé sur la différence de rayon ΔR des disques avec la distance H séparant ceux-ci (figure 1.1). Les paramètres R et H étant fixés, quatre configurations de stators sont testées pour des valeurs de λ comprises entre -0,25 et 0,50. Les auteurs proposent une série de profils de vitesses obtenus par anémométrie à fil chaud (fil simple) et constatent un regroupement des courbes en deux faisceaux, l'un correspondant à $\lambda \leq 0$ et l'autre à $\lambda \geq 0,25$ (figure 1.2). Les profils de vitesses radiales présentent des écarts importants près de la périphérie qui s'estompent à mesure que l'on s'approche de l'axe des disques. En ce qui concerne la composante tangentielle, on peut constater l'établissement d'un mouvement de rotation en bloc dans le noyau central pour l'un des types d'écoulement, et ce dans une zone délimitée par $r/R \leq 0,6$.

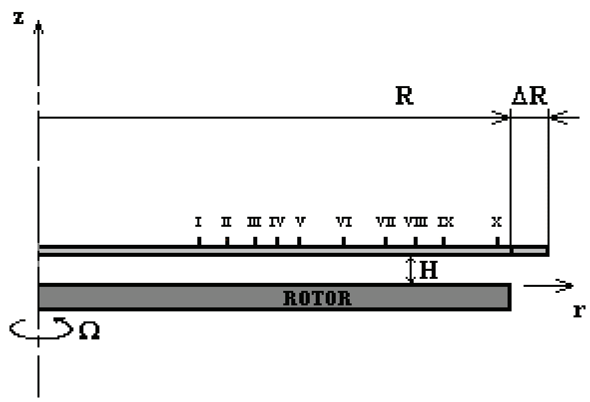
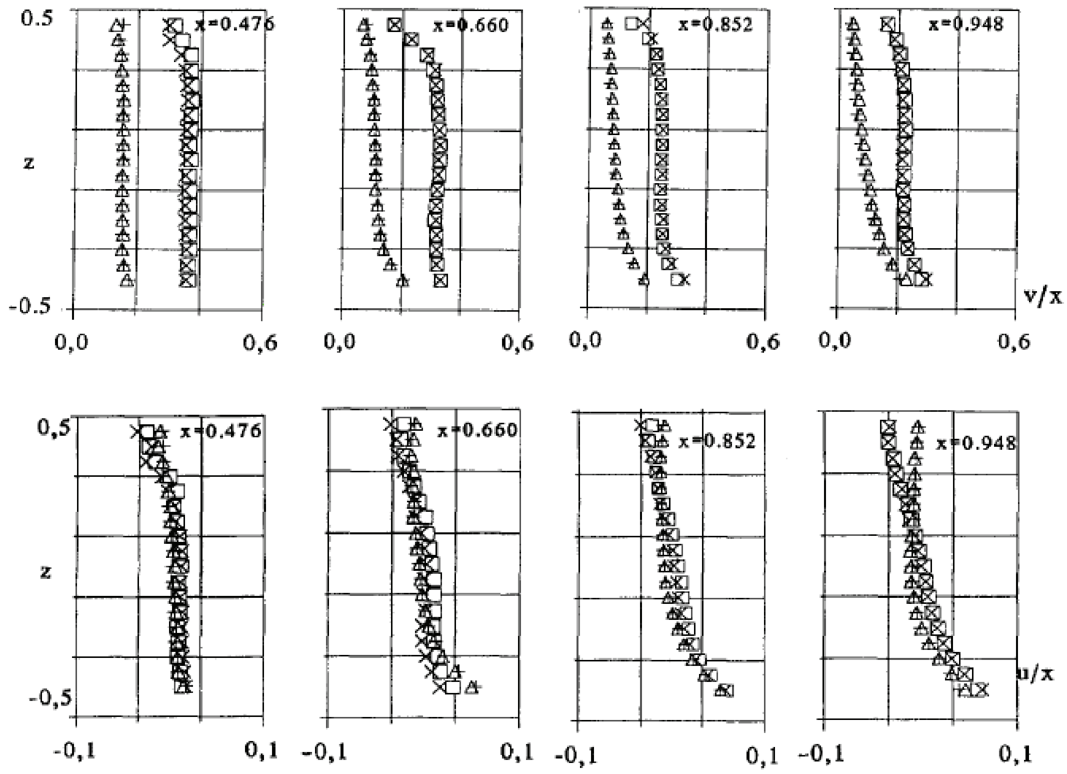


Figure 1.1 : Schéma de principe du banc d'essais

Ceci se confirme à l'examen de la figure 1.3, le taux de rotation Γ=K prend une valeur constante voisine de celle prévue par Batchelor (Cheah et al. [4], Owen et Rogers [21]) dans le cas de disques infinis, d'environ 0,4. Cette valeur diminue au-delà de la position radiale $\mathrm{r/R = x = 0,6}$. Pour l'autre type d'écoulement, la vitesse circonférentielle est beaucoup plus petite, et ne cesse de croître lorsque l'on se rapproche de l'axe, la vitesse tangentielle restant inférieure à 20 pourcent de la vitesse locale de rotation du disque dans la zone accessible à la mesure.

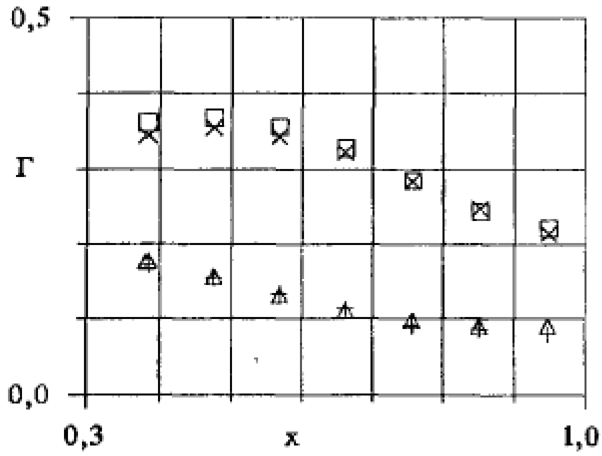


$$G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,31.10^6$$

$+ \quad \lambda = -0,25; \qquad \times \quad \lambda = 0,25;$

$\triangle \quad \lambda = 0; \qquad \square \quad \lambda = 0,5$

Figure 1.2 : Profils de vitesses circonférentielles (v/x) et radiales (u/x), selon Djaoui et al. [13]



$$G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,31.10^6$$

$+ \quad \lambda = -0,25; \qquad \times \quad \lambda = 0,25;$

$\triangle \quad \lambda = 0; \qquad \square \quad \lambda = 0,5$

Figure 1.3: Coefficient d'entraînement, d'après Djaoui et al. [13]

La conclusion de cette analyse est la suivante : il doit exister une valeur critique de λ pour laquelle se produit un basculement entre les deux solutions, accompagné par des variations spectaculaires de la composante tangentielle ainsi que de la pression. Dans le cas présenté, cette valeur critique est comprise entre 0 et 0,25. Par ailleurs, il semble ressortir de ces études qu'elle est une fonction croissante de G, rapport entre la hauteur de cavité et le rayon du rotor. Ainsi, au-delà de cette valeur critique de λ, l'écoulement se confond avec celui de Batchelor d'autant plus près de la périphérie que G est petit.

D'autres paramètres aux abords de l'entrée de la cavité peuvent avoir une influence notable. C'est le cas notamment des épaisseurs de disques. Une variation de η', qui est un rapport basé sur l'épaisseur du stator, ne doit pas engendrer de modifications remarquables sur le comportement du fluide à notre avis. Par contre, le coefficient η, prenant en compte l'épaisseur du rotor, doit être sujet à une analyse poussée. En effet, le fluide mis en rotation par la géométrie externe du rotor influence les conditions à l'extérieur du système et risque ainsi de provoquer une modification de l'écoulement à l'intérieur de la cavité inter disques.

L'influence de ces conditions de bord a donc été relevée à plusieurs reprises (Djaoui [12] ; Djaoui et al. [13]) bien que n'étant jamais l'objet initial des différents travaux. Ce présent travail a été initié dans le but d'étudier spécifiquement l'influence de deux paramètres géométriques, l'un lié à une faible différence entre le rayon des disques (le paramètre λ), l'autre relatif à la présence d'un carter permettant de supprimer l'écoulement produit par la paroi externe du rotor. Une étude portant sur l'influence des paramètres classiques est également présentée. Le paragraphe 1.4.3 détaille les différentes configurations géométriques qui ont fait l'objet des travaux exposés dans ce mémoire.

1.2 Installation expérimentale

L'installation principale s'inspire en partie du banc d'essais utilisé par Debuchy [8], reprenant au passage les principales caractéristiques. Une étude de conception a cependant été réalisée en vue d'apporter certaines modifications nécessaires aux objectifs fixés pour ce travail. La différence majeure réside dans l'utilisation d'une nouvelle ossature augmentant l'espace entre l'extrémité des disques et la structure du bâti.

1.2.1 Banc d'essais

Deux disques parallèles et coaxiaux composent une cavité cylindrique de hauteur H (figure 1.4):
Un disque inférieur en aluminium, d'épaisseur e=20 mm et de rayon R=375 mm, reçoit un moyeu central d'un diamètre de 180 mm en son centre. Ce rotor est fixé à un palier entraîné par un moteur d'une puissance de 2,2 kW couplé à un variateur de vitesse de type Allen Bradley 160 SSC. La vitesse de rotation maximale est limitée à Ω=2000 trs.min^{-1} dans cette étude, valeur vérifiée à l'aide d'un tachymètre à affichage digital dont la précision est évaluée à 2 trs.min^{-1}.

Deux disques supérieurs en acier, d'épaisseur e'=6 mm, ont été testés alternativement durant cette étude. Ces deux stators ont des rayons égaux à R+ΔR=375 et 383 mm (soit ΔR=0 et 8 mm). Ces disques sont alésés en dix positions radiales, reprises dans le tableau 1, permettant d'introduire les divers instruments de mesure à l'intérieur de la cavité. Leur étanchéité est réalisée à l'aide de bouchons lisses ajustés au diamètre des alésages.

Un carter enroulé autour du rotor a pour but de réduire au maximum les effets centrifuges et la mise en rotation du fluide induits par la face inférieure du disque et par son épaisseur. Il est constitué d'une bande de plastique d'épaisseur 2 mm et de hauteur 100 mm (figure 1.5). La distance entre l'extrémité du rotor et ce carter est inférieure au millimètre. Un joint d'étanchéité est collé sur ce cerceau pour minimiser d'éventuelles fuites axiales. La cavité ne sera jamais obstruée durant ce travail.

Une conduite d'aspiration, existant sur l'installation initiale de Debuchy [8], est fermée hermétiquement à son extrémité. Prévue pour des travaux futurs, elle n'est pas utilisée dans le cadre de cette étude.

Un dispositif de réglage du centrage et du parallélisme permet d'assurer la coaxialité des disques. Il s'agit d'une plaque d'aluminium fixée à la conduite d'aspiration et liée au bâti par un système de tiges filetées. Enfin, inexistant sur la maquette originale, un système vis-écrou est fixé autour du conduit pour permettre un réglage fin de la hauteur de la cavité. Ces différentes côtes sont vérifiées avant chaque essai à l'aide d'un pied à coulisse, garantissant une précision de l'ordre du dixième de millimètre.

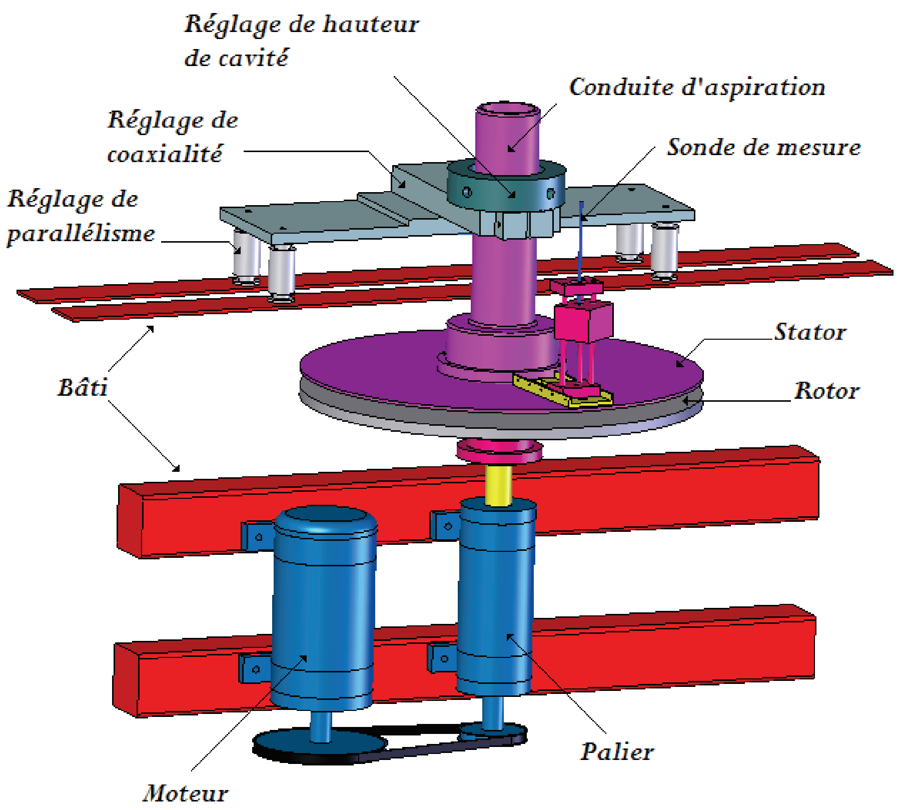


Figure 1.4 : Schéma de l'installation expérimentale

Position radiale	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
r (mm)	160	180	200	215	230	260	290	310	330	366
r/R	0,427	0,480	0,533	0,573	0,613	0,693	0,773	0,827	0,880	0,976

Tableau 1 : Positions radiales des alésages pour le passage des instruments de mesure

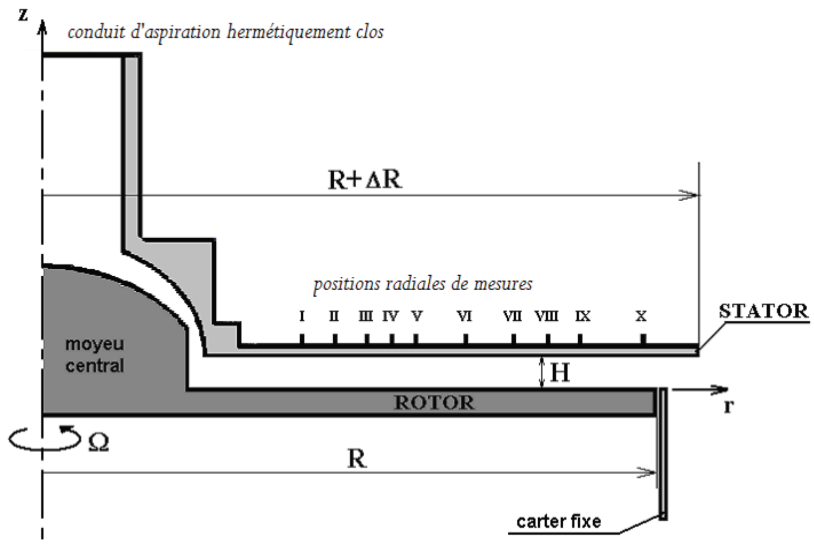


Figure 1.5 : Schéma simplifié des caractéristiques géométriques de l'installation

Photo 1 : Banc d'essais

1.2.2 Dispositif annexe d'étalonnage

Un dispositif d'étalonnage est situé à côté du banc d'essais (figure 1.6 et photo 2). Le moteur du ventilateur permet l'étalonnage des sondes dans une gamme représentative des vitesses qui sont mesurées sur le banc d'essais. Ainsi les pressions lues en sortie de convergent peuvent dépasser aisément les 100 mmH2O et descendre sous le millimètre d'eau pour les vitesses faibles. Cela représente une plage d'étalonnage de l'ordre de 1 à 40 m.s^{-1}.

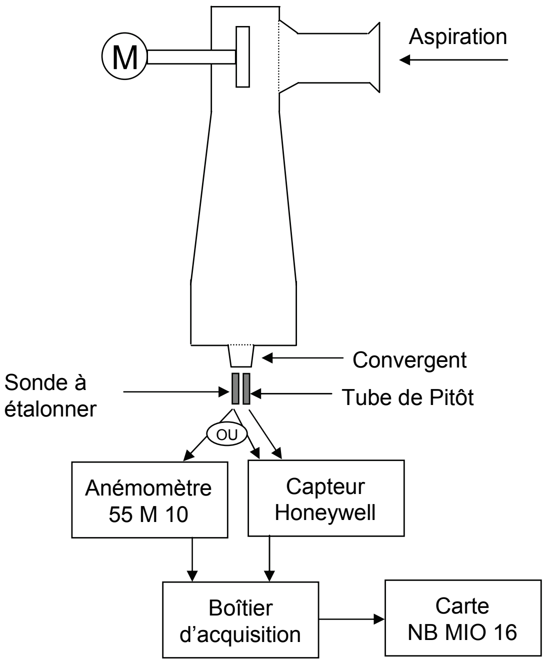


Figure 1.6 : Dispositif d'étalonnage

Photo 2 : Soufflerie d'étalonnage

Quel que soit le type de sonde à étalonner, la méthode employée consiste à lui juxtaposer un tube de pitôt en sortie de convergent. Un système d'acquisition informatisé permet l'enregistrement simultané des informations de tension délivrées d'une part par le capteur de pression relié au pitôt et d'autre part par la sonde de mesure.

1.3 Moyens de mesure

1.3.1 Anémométrie à fils chauds

1.3.1.1 Généralités

L'anémométrie à fil chaud est une technique de mesure qui repose sur les phénomènes de transfert de chaleur par convection entre un fluide en mouvement et un fil conducteur soudé sur deux broches : ce fil constitue la quatrième branche d'un pont de Wheastone. Le passage du fluide sur le fil occasionne un déséquilibre de ce pont que l'anémomètre compense par l'apport d'un courant électrique.

L'anémomètre, de type Dantec 55M10 pour cette étude, maintient le fil à une température constante par un système d'asservissement électronique (CTA). La tension (E) nécessaire au rééquilibrage du pont et la vitesse de refroidissement du fil (Ve) sont reliées à chaque instant par la loi de King :

$$E^2 = E_0{}^2 + B.Ve^n \tag{1.1}$$

Par ailleurs, dans un repère lié au fil, cette vitesse Ve s'écrit (figure 1.7):

$$Ve^2 = Vn^2 + k^2.Vt^2 + h^2.Vb^2 \tag{1.2}$$

Où l'on désigne par :

Vt : la composante de vitesse tangentielle au fil ;

Vn : la composante de vitesse contenue dans le plan des broches, dans l'axe de la sonde ;

Vb : la troisième composante, perpendiculaire à Vt et Vn.

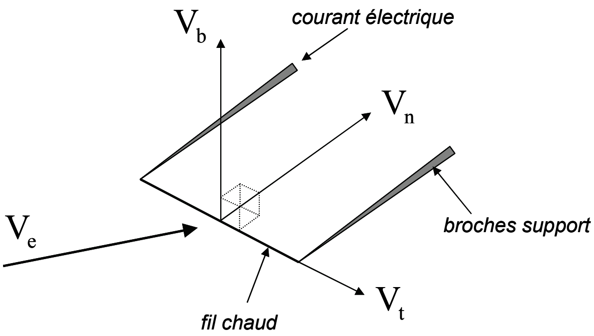


Figure 1.7 : Composantes du vecteur vitesse

(Les coefficients k et h représentent les sensibilités directionnelles du fil).

1.3.1.2 Choix de la sonde

Au cours des diverses campagnes d'essais, cette technique expérimentale nous permet d'obtenir des informations sur les vitesses radiales et tangentielles, sur les corrélations croisées et auto-corrélations de vitesses à l'intérieur de la cavité rotor-stator.

La sonde fil chaud a été réalisée spécialement par DANTEC pour les besoins de notre étude (photo 3 et 4). Sa conception tient compte des caractéristiques de l'écoulement dans la cavité inter disques :

- La composante axiale de la vitesse est faible par rapport aux composantes radiales et tangentielles, il est donc suffisant d'avoir recours à une sonde dotée de deux fils.
- L'écartement entre les disques est faible et les gradients suivant z des vitesses peuvent être importants, cela nécessite que ces deux fils soient coplanaires.

L'angle entre ces deux fils a été fixé à 90 degrés (figure 1.8).

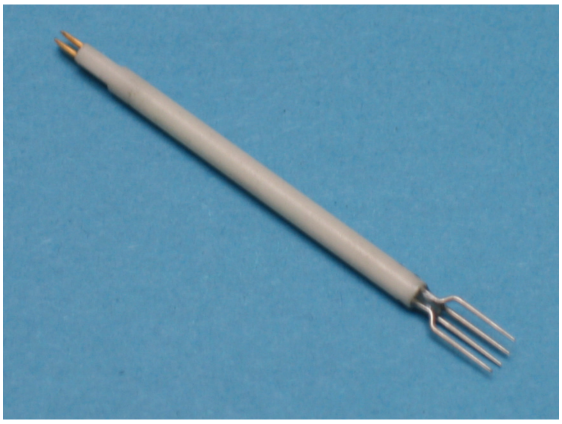


Photo 3 : Sonde à fils chauds

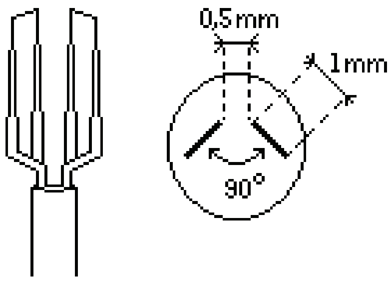


Figure 1.8 : Schéma de la sonde

Fils de diamètre 5µm, de longueur 1mm

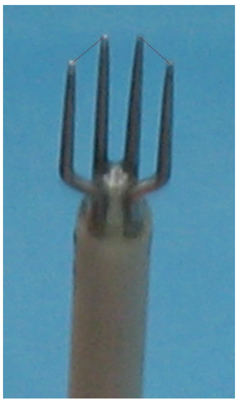


Photo 4 : Détail des broches

1.3.1.3 Utilisation de la sonde

La vitesse du fluide Ve s'exprime de la façon suivante :

En coordonnées cylindriques :
$\overrightarrow{Ve} = Vr.\overrightarrow{er} + V_\theta.\overrightarrow{e_\theta} + Vz.\overrightarrow{ez}$

Dans un repère lié au fil :
$\overrightarrow{Ve} = Vb.\vec{i} + Vt.\vec{j} + Vn.\vec{k}$

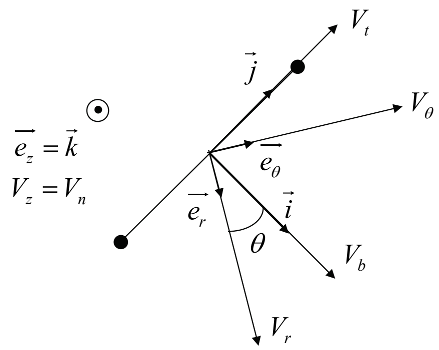


Figure 1.9 : Changement de repère

D'après la figure 1.9, il est convenable d'écrire :

$$\begin{cases} Vb = Vr.\cos\theta + V_\theta.\sin\theta \\ Vt = V_\theta.\cos\theta - Vr.\sin\theta \\ Vn = Vz \end{cases} \tag{1.3}$$

Avec l'équation (1.2) :

$$Ve^2 = (k^2.\sin^2\theta + \cos^2\theta).Vr^2 + (k^2.\cos^2\theta + \sin^2\theta).V_\theta^2 + (1-k^2).\sin 2\theta.Vr.V_\theta + h^2.Vz^2 \tag{1.4}$$

Si l'on considère les positions particulières θ = +45° et θ = -45° et en négligeant la composante axiale de la vitesse, il apparaît :

$$2Ve^2 = (k^2+1)(Vr^2 + V_\theta^2) + 2(1-k^2)VrV_\theta \tag{1.5}$$
$$2Ve^2 = (k^2+1)(Vr^2 + V_\theta^2) - 2(1-k^2)VrV_\theta \tag{1.6}$$

Pour une sonde double, nous faisons l'acquisition à chaque instant de deux vitesses de refroidissement correspondant aux deux fils et pour lesquelles il s'agit de définir deux séries de coefficients pour la loi de King :

$$\begin{cases} 2.Ve_1^2 = (V_\theta - Vr)^2 + k_1^2.(V_\theta + Vr)^2 \\ 2.Ve_2^2 = (V_\theta + Vr)^2 + k_2^2.(V_\theta - Vr)^2 \end{cases} \tag{1.7}$$

Le but ici est d'extraire les composantes circonférentielles et radiales en fonction des vitesses Ve_1 et Ve_2, après quelques simplifications il sort :

$$\text{avec } A^2 = \frac{2}{1 - k_1^2.k_2^2}$$

$$V_\theta = \frac{A}{2}\left[\sqrt{Ve_2{}^2 - k_2{}^2.Ve_1{}^2} + \sqrt{Ve_1{}^2 - k_1{}^2.Ve_2{}^2}\right]$$
$$Vr = \frac{A}{2}\left[\sqrt{Ve_2{}^2 - k_2{}^2.Ve_1{}^2} - \sqrt{Ve_1{}^2 - k_1{}^2.Ve_2{}^2}\right] \tag{1.8}$$

Des détails sur l'étalonnage de la sonde à fils chauds sont présentés en annexe A.

1.3.1.4 Incertitude des mesures

Les erreurs commises sur la détermination expérimentale des différentes composantes sont dues à l'orientation initiale de la sonde. Une étude réalisée par DANTEC (Dantec Information n°23) indique qu'un écart de position d'1 degré de la position de référence entraîne une incertitude de mesure sur la vitesse de moins de 2%.

Après l'étalonnage séparé des deux fils, une vérification est réalisée en plaçant la sonde en face de la soufflerie et en parallèle du tube de pitot. Suite au traitement accompli sur les tensions E_1 et E_2 relevées (1.8), il ressort que l'erreur commise sur la prédiction de la vitesse n'excède pas 3%.

En ce qui concerne le post-traitement, le calcul de la composante radiale de la vitesse peut engendrer une erreur grossière pouvant atteindre 50% de sa valeur. Cela peut se produire lorsque Ve_1 et Ve_2 sont du même ordre de grandeur, c'est-à-dire lorsque les deux fils sont à 45° par rapport à l'écoulement. La valeur de Vr y est faible mais risque d'être erronée.

Enfin, les installations sont situées dans un hall d'essais dans lequel il est impossible de fixer la température. Celle-ci évolue sur une plage importante. De fait, des étalonnages sont effectués à diverses températures. En cours d'utilisation, la loi de King reliant la tension délivrée par l'anémomètre à la vitesse d'écoulement est adaptée aux conditions climatiques.

1.3.2 Sonde de pression « trois trous »

1.3.2.1 Généralités

A l'extérieur de la cavité, le principe est d'étudier qualitativement les propriétés de l'écoulement au voisinage de la périphérie. Les mesures des vitesses moyennes sont rendues plus délicates à effectuer au fil chaud du fait que la composante axiale de la vitesse peut être du même ordre de grandeur que les composantes radiales et circonférentielles. Il n'est pas envisagé, au cours de cette étude, de déterminer les différentes corrélations de vitesses à l'extérieur de la cavité.

La solution retenue dans ce travail repose sur l'utilisation d'une sonde de pression dite « trois trous » (figure 1.10, photo 5). Cette sonde est plus robuste que le fil chaud, elle est moins perturbée par la composante axiale de la vitesse et la mesure de pression est moins sensible à la variation de la température.

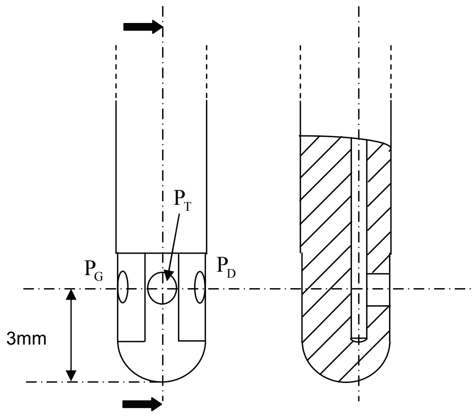


Figure 1.10 : Sonde « trois trous »

Les trois trous sont contenus dans un même plan

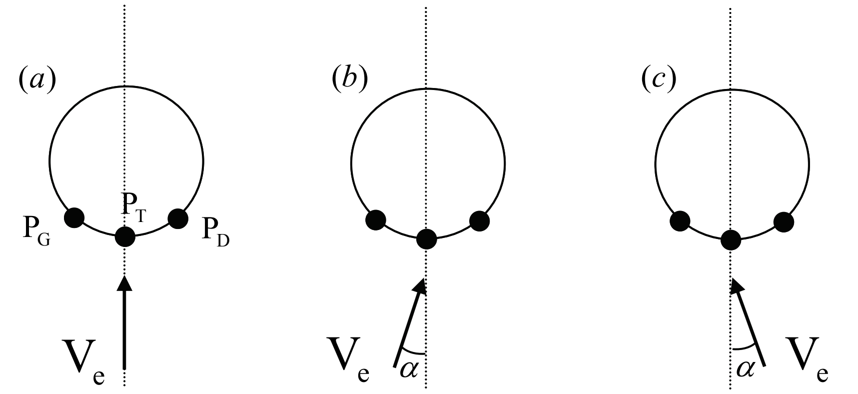
Photo 5 : Tête de la sonde

Diamètre global : 2 mm

1.3.2.2 Description de la sonde

Trois cylindres percés sont enfermés dans un quatrième, de diamètre 2 mm. Les trois perçages sont contenus dans un même plan parallèle aux disques. La sonde, introduite verticalement dans la cavité annulaire, permet la mesure de trois pressions d'arrêt référencées pression totale (P_T), pression gauche (P_G) et pression droite (P_D). Ces trois tubes sont reliés à un montage de capteurs de prises de pression de type Honeywell, transformant l'information de pression en différence de potentiel. L'information est ensuite enregistrée via la carte d'acquisition.

La technique de mesure la plus courante consiste à effectuer un réglage angulaire autour de l'axe de la sonde afin d'équilibrer les pressions P_G et P_D. Dans ce cas, P_T est face à l'écoulement (figure 1.11a). Un étalonnage permet ensuite de déterminer Ve après post-traitement. Le principal inconvénient de cette méthode réside dans le fait que l'équilibrage des pressions doit être fait manuellement en chaque point de mesure, ce qui rend impossible l'automatisation du processus.



$(P_T\text{-}P_D)=(P_T\text{-}P_G)$ $(P_T\text{-}P_D)>(P_T\text{-}P_G)$ $(P_T\text{-}P_D)<(P_T\text{-}P_G)$

$P_G\text{-}P_D=0$ $P_G>P_D$ $P_G<P_D$

Figure 1.11 : Orientations de la sonde par rapport à l'écoulement

Pour connaître l'information de pression totale dans la cavité, cette opération doit être répétée pour environ 30 positions axiales sur 10 positions radiales de sondage, et ce pour chaque condition d'essais testée. A l'extérieur, la mesure de vitesse moyenne s'effectue pour 80 positions axiales pour chaque position radiale.

Pour pallier cet inconvénient majeur, une approche différente a été préférée au cours laquelle l'étape d'équilibrage est évitée au profit d'une acquisition automatisée des quantités $(P_T - P_D)$ et $(P_T - P_G)$ en chaque point de mesure. L'étalonnage et le post-traitement permettent de récupérer l'angle ainsi que la norme du vecteur vitesse, le calcul des composantes radiales et tangentielles de la vitesse est ensuite réalisé à l'aide de la trigonométrie. Des détails sur l'étalonnage de la sonde sont présentés en annexe B.

1.3.2.3 Utilisation de la sonde

La première étape consiste en l'acquisition des pressions différentielles $(P_T - P_D)$ et $(P_T - P_G)$. Ensuite, le traitement de ces données se déroule en trois phases (figure 1.12). Dans un premier temps, il s'agit de définir la valeur de l'angle entre l'orientation de la sonde et la direction de l'écoulement. Une fois celui-ci connu, c'est la norme de Ve qui est déterminée. Enfin, la trigonométrie permet de connaître les valeurs de V_θ et de V_r.

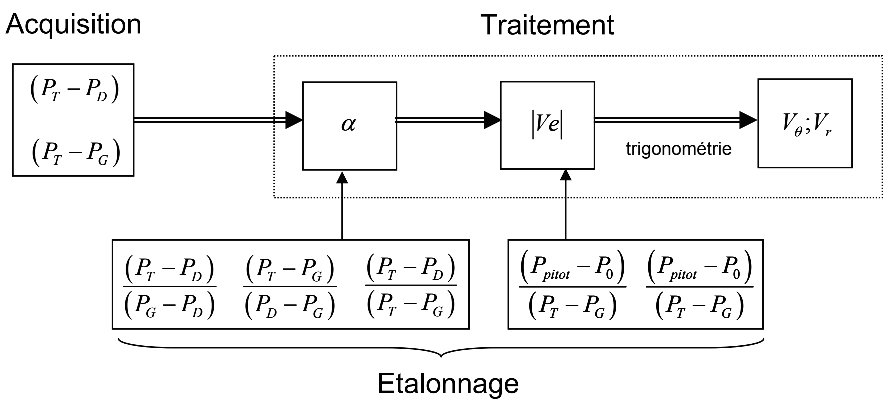


Figure 1.12 : Utilisation de la sonde trois trous

1.3.3 Prise de pression statique sur le stator

Cette technique de mesure permet d'obtenir la pression statique pariétale sur le stator.
La prise de pression statique est réalisée à l'aide d'un bouchon percé (figure 1.13 et photo 6). Celui-ci est conçu sur la base des bouchons fermant hermétiquement les perçages du stator. En utilisation, il est placé successivement à chacune des dix positions radiales. Ces dix positions sont identiques à celles utilisées pour les deux précédentes techniques et reprises dans le tableau 1.

Un perçage d'un diamètre d'1 mm centré sur l'axe du bouchon reçoit un fin tube rigide collé en son intérieur, ce dernier est relié à un capteur de pression différentielle de type Honeywell. Là encore, la carte d'acquisition enregistre l'information de tension en sortie du capteur.

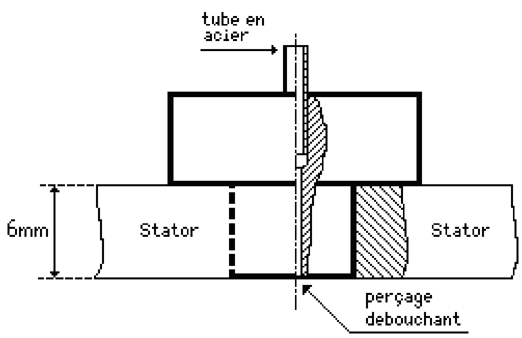


Figure 1.13 : Implantation du bouchon de pression sur le stator

Photo 6 : Bouchon de pression
(Vue de dessous)

1.3.4 Acquisition et traitement des données

1.3.4.1 Chaîne de mesure

L'ensemble des informations de tension relevées en sortie des deux anémomètres Dantec et des capteurs de prise de pression Honeywell est enregistré via une carte d'acquisition National Instruments NB MIO 16 dotée d'une fréquence d'échantillonnage maximale égale à 100 kHz pour l'ensemble des voies. Le traitement de ces données est entièrement effectué à l'aide du logiciel LabView 6.0 distribué par National Instruments.

Par ailleurs, le déplacement des sondes est assuré par une crémaillère possédant deux degrés de liberté : une rotation autour de l'axe de la sonde et une translation suivant l'axe des disques. Cette crémaillère est pilotée informatiquement à partir du logiciel LabView 6.0. Les informations sont envoyées à un boîtier de pilotage via le port série du PC. Le constructeur de cette interface évalue la précision de positionnement à 0,1 mm en translation et 0,1° en rotation.

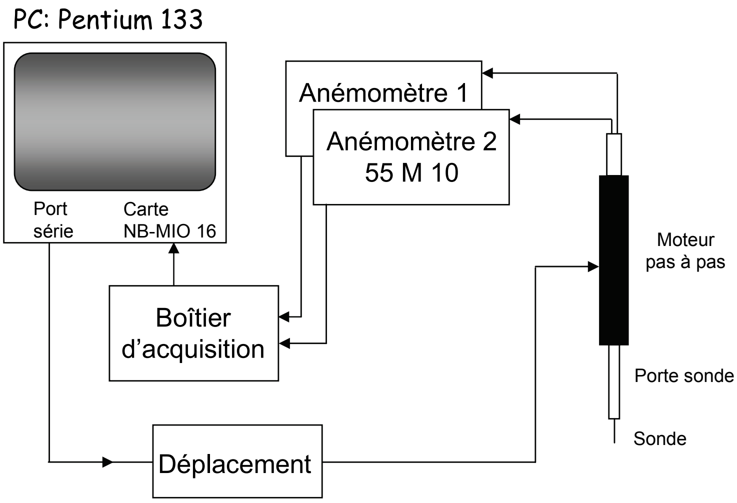


Figure 1.14 : Chaîne de mesure pour la technique d'anémométrie à fils chauds

La figure 1.14 présente l'ensemble du dispositif dans le cas de l'utilisation de la technique d'anémométrie à fils chauds. Pour ce qui est de la sonde trois trous, les deux anémomètres 55M10 sont remplacés par des capteurs de type Honeywell (figure 1.15). Le cas de la prise de pression sur le stator n'est pas présenté, il est basé sur cette même configuration.

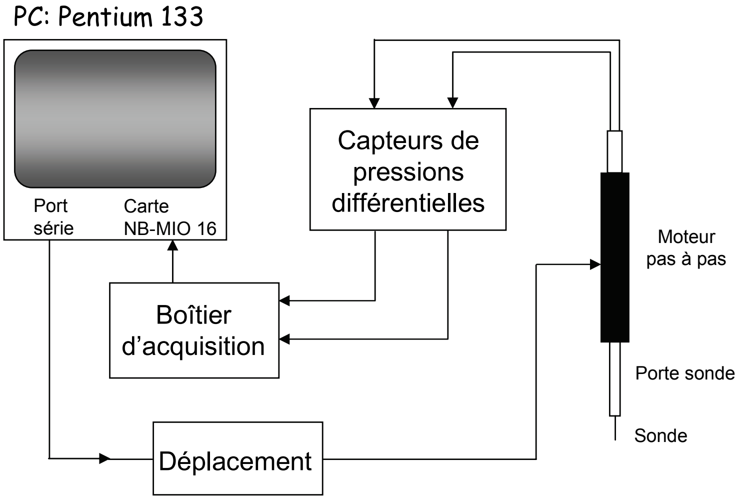


Figure 1.15 : Chaîne de mesure lors de l'utilisation de la sonde trois trous

1.3.4.2 Traitement des données

Comme nous l'avons vu, le point commun entre ces techniques de mesures réside sur le principe qu'elles renvoient toutes une information de tension directement récupérable via la carte d'acquisition.

Pour ce qui est de la technique d'anémométrie à fils chauds, en chaque point de mesure sont calculées les valeurs de Ve_1 et Ve_2 issues des deux tensions E_1 et E_2 données par les anémomètres à fil chaud. 10000 mesures sont effectuées à raison d'une fréquence de 10000 mesures par seconde. Un traitement sur ces données est effectué instantanément afin d'obtenir les composantes circonférentielles et radiales, les auto-corrélations et corrélations croisées de la vitesse. Il faut cependant noter que nous ne disposons pas d'échantilloneur-bloqueur, l'acquisition n'est donc pas parfaitement simultanée. L'intervalle de temps entre l'acquisition successive de Ve_1 et Ve_2 est de l'ordre du $1/5000^e$ de seconde.

De ces deux tensions relevées, les valeurs des vitesses circonférentielles $V_{\theta i}$ et radiales V_{ri} sont issues des relations (1.8). Il s'agit enfin de définir les quantités suivantes :

$$
\begin{gathered}
\overline{V_\theta} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} V_{\theta i} \quad ; \quad \overline{{V_\theta}'^2} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} (V_{\theta i} - \overline{V_\theta})^2 \\
\overline{Vr} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} Vr_i \quad ; \quad \overline{Vr'^2} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} (Vr_i - \overline{Vr})^2 \\
\overline{V_\theta' Vr'} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} (V_{\theta i} - \overline{V_\theta}).(Vr_i - \overline{Vr})
\end{gathered}
\tag{1.9}
$$

Pour la sonde trois trous, les informations de tensions sont converties en pressions différentielles puis l'intégralité de la méthode présentée en annexe B est gérée informatiquement. En effet, l'étalonnage et le traitement des données suivent le même principe.

1.4 Conditions d'expérience

1.4.1 Etude par similitude – rappels

La première étape de cette recherche consiste en l'établissement des grandeurs physiques régissant le phénomène étudié. Les nombres sans dimension caractéristiques de l'étude ayant déjà été déterminés par Debuchy [8] et Djaoui et al. [13], nous nous limitons à les rappeler succinctement.

Deux disques parallèles et coaxiaux de rayons R et R+ΔR séparés d'une distance H se situent dans une atmosphère de pression P, de température T et de masse volumique ρ. Le disque inférieur a une vitesse de rotation constante Ω.

L'écoulement est supposé axisymétrique et stationnaire.

On définit par r la distance radiale de la sonde par rapport à l'axe et par z la distance axiale de celle-ci en prenant l'origine sur le rotor.
Les inconnues sont la vitesse, la pression et les contraintes de Reynolds. Les paramètres qui régissent l'écoulement sont la masse volumique ρ, la viscosité μ, la vitesse de rotation Ω, le rayon du rotor R, la différence de rayons entre le stator et le rotor ΔR ainsi que la hauteur de cavité H.
Le théorème de Vaschy-Buckingham montre qu'en choisissant comme grandeurs primaires ρ, R et Ω, les inconnues s'expriment en fonction des paramètres :

$$\frac{\rho\Omega R^2}{\mu};\frac{\Delta R}{H};\frac{H}{R};\frac{r}{R};\frac{z}{H}$$

Il apparaît ainsi trois nombres sans dimension :

- Le nombre de Reynolds : $\mathrm{Re} = \dfrac{\rho\Omega R^2}{\mu}$
- Le paramètre de forme de la cavité : $G = \dfrac{H}{R}$ que l'on peut remplacer par le nombre d'Ekman : $Ek = \dfrac{1}{G^2 \mathrm{Re}}$

- Un paramètre géométrique de périphérie lié à la différence de rayon entre le rotor et le stator : $\lambda = \dfrac{\Delta R}{H}$

D'autres paramètres peuvent avoir une influence sur l'écoulement interdisques, il s'agit entre autre des grandeurs géométriques η=e/H et η'=e'/H liées respectivement aux épaisseurs du rotor et du stator. La géométrie centrale de la maquette n'est pas prise en compte.

1.4.2 Conditions d'essais

Les conditions d'expériences sont :

- La distance H entre les disques est supposée petite devant le rayon du rotor R : G<<1.
- Le nombre de Reynolds est de l'ordre de 10^6, ce qui implique que la convection fait partie des effets prépondérants.
- Le nombre d'Ekman reste très petit devant 1.
- Le paramètre λ, en valeur absolue, est au plus de l'ordre de 1.
- Le fluide est supposé incompressible.

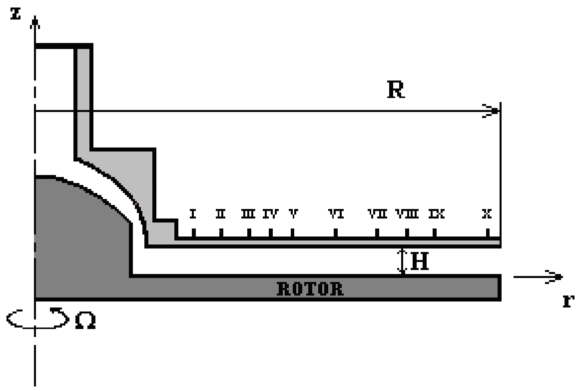
1.4.3 Détail des essais réalisés

1.4.3.1 Base de données

Treize séries d'essais forment la base de données utilisée dans ce mémoire, elles sont reprises dans le tableau 2. Elles sont regroupées suivant quatre configurations géométriques :

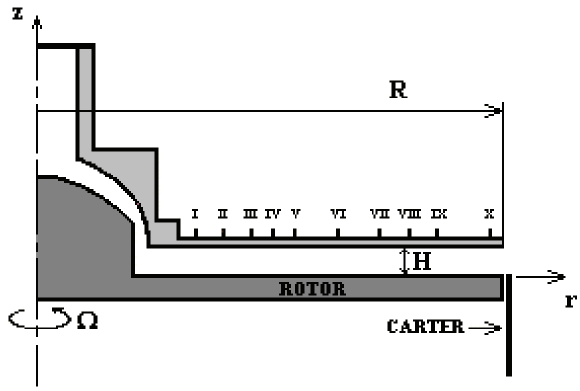
- Configuration 1 : λ=0 sans carter
- Configuration 2 : λ=0 avec carter
- Configuration 3 : λ=0,27 sans carter
- Configuration 4 : λ=0,27 avec carter

Configuration 1 : λ=0 sans carter



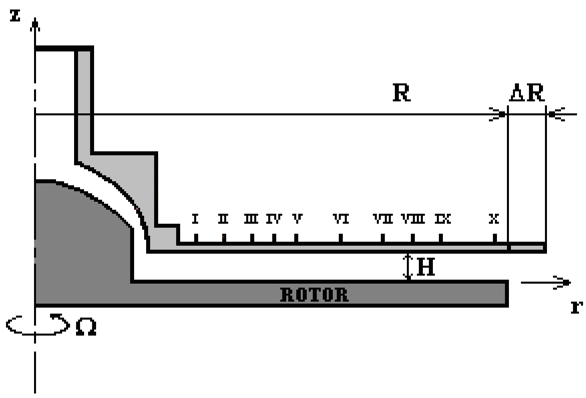
Cas	*G*	*Re*	*Ek*
1	0,08	$1{,}47.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$
10	0,07	$1{,}47.10^{6}$	$1{,}42.10^{-4}$
11	0,07	$1{,}96.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$
12	0,05	$1{,}47.10^{6}$	$2{,}65.10^{-4}$

Configuration 2 : λ=0 avec carter



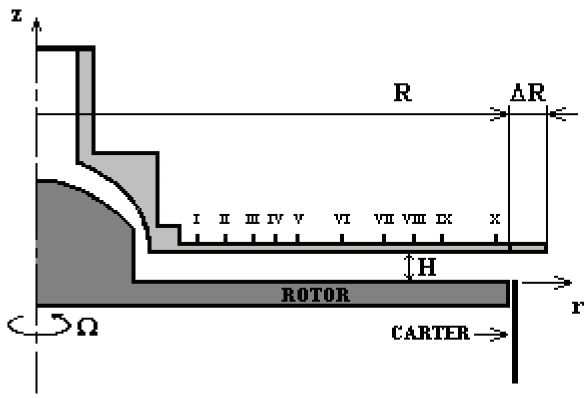
Cas	*G*	*Re*	*Ek*
3	0,08	$1{,}47.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$
5	0,09	$1{,}47.10^{6}$	$8{,}28.10^{-4}$
6	0,09	$1{,}14.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$
7	0,10	$1{,}47.10^{6}$	$6{,}99.10^{-5}$
8	0,07	$1{,}47.10^{6}$	$1{,}42.10^{-4}$
9	0,07	$1{,}96.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$
13	0,05	$1{,}47.10^{6}$	$2{,}65.10^{-4}$

Configuration 3 : λ=0,27 sans carter



Cas	*G*	*Re*	*Ek*
2	0,08	$1{,}47.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$

Configuration 4 : λ=0,27 avec carter



Cas	*G*	*Re*	*Ek*
4	0,08	$1{,}47.10^{6}$	$1{,}06.10^{-4}$

Tableau 2 : Liste des configurations testées.

1.4.3.2 Les quatre régimes d'écoulement

Les quatre régimes d'écoulement, établis sur la base des travaux de Daily et Nece [7], sont représentés en fonction du nombre de Reynolds et du paramètre de forme de cavité G (figure 1.16).

L'ensemble des configurations testées dans ce mémoire sont répertoriées sur ce diagramme (signes +). Toutes se situent dans le régime IV, c'est-à-dire que nous sommes en présence d'un écoulement turbulent à couches limites séparées.

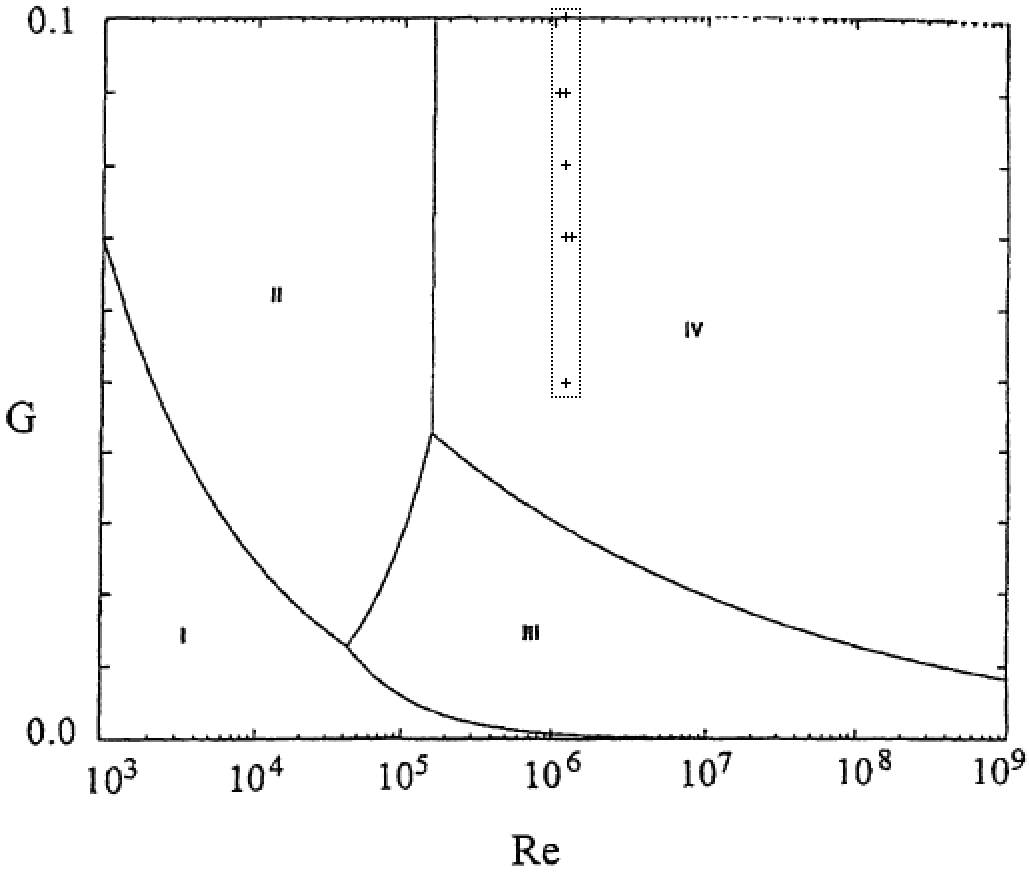


Figure 1.16 : Quatre régimes d'écoulement

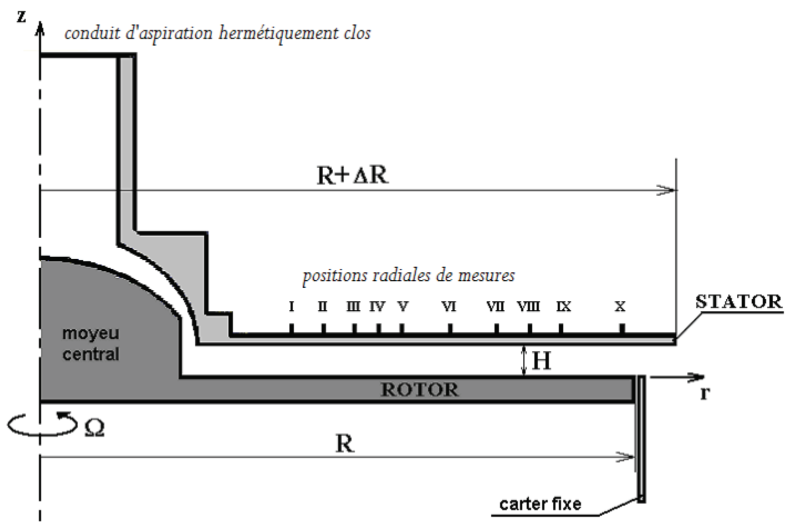
Chapitre 2 : Résultats expérimentaux

A ce jour, un grand nombre de travaux théoriques, numériques et expérimentaux ont été publiés. Ils traitent pour la plupart de l'écoulement d'un fluide dans une cavité fermée, ce qui élimine le problème de l'interaction avec l'extérieur du système qui constitue notre préoccupation principale dans ce travail. D'autres études concernent le cas d'un écoulement tournant dans une cavité annulaire ouverte en périphérie et soumis à un flux radial superposé, centrifuge ou centripète. Plus rares sont les études prenant pour modèle un système ouvert en périphérie sans aucun écoulement superposé. C'est le cas de Djaoui et al. [13]. La sensibilité de l'écoulement à l'égard des conditions périphériques a été notée au cours de ce travail expérimental. L'intérêt de la présente étude est d'essayer de mettre en évidence les principaux facteurs agissant sur la nature de cet écoulement.

2.1 Approche théorique

L'étude par similitude du premier chapitre a permis de rappeler la liste des paramètres régissant le phénomène étudié. Parmi les nombres sans dimension retenus, trois d'entre eux sont apparus prépondérants. Il s'agit du nombre de Reynolds Re, du paramètre de forme de la cavité G ainsi que du paramètre géométrique λ lié à la différence de rayon entre le rotor et le stator. A ceux-ci est ajouté le nombre d'Ekman basé sur G et Re.

Mentionnons que d'autres paramètres peuvent intervenir. Deux sont liés aux épaisseurs de disques, η pour le rotor et η' pour le stator, et sont adimensionnés par la hauteur de cavité H. Nous ne tenons pas compte des grandeurs représentatives de la géométrie centrale de la maquette qui comporte un moyeu (figure 2.1). En outre, il pourrait être intéressant de faire apparaître un paramètre lié à l'espace radial entre l'extrémité des disques et une couronne fixe ou mobile, défini par exemple par Gassiat [16], mais cette configuration n'est pas testée dans ce travail.



$$\mathrm{Re} = \frac{\Omega R^2}{\nu} \;;$$

$$G = \frac{H}{R} \;;$$

$$Ek = \frac{1}{G^2 \mathrm{Re}} \;;$$

$$\lambda = \frac{\Delta R}{H}.$$

Figure 2.1 : Géométrie de l'installation expérimentale

Pour rappel, les conditions d'expérience retenues sont :

$$G<<1 \text{ ; } Re>>1 \text{ ; } Ek<<1 \text{ ; } |\lambda| \approx 1$$

Comme nous l'avons vu, ces conditions assurent, d'après la littérature, que nous sommes en présence d'un écoulement turbulent présentant un noyau central séparant deux couches limites adjacentes aux disques. Ceci est vérifié avec le diagramme de Daily et Nece [7] (figure 1.16).

L'étude des caractéristiques de l'écoulement dans le noyau central fait l'objet de notre attention dans cette partie.

2.1.1 Equations du mouvement

On note V_r, V_θ et V_z les composantes du vecteur vitesse dans les coordonnées cylindriques (r, θ, z), p représente la pression. On considère un écoulement permanent, axisymétrique et incompressible de masse volumique ρ entre deux disques parallèles et coaxiaux.

Considérant que les effets centrifuges sont prépondérants par rapport à la turbulence, les équations de Navier-Stokes sont, pour le noyau central :

Equation de continuité :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rV_r)}{\partial r}+\frac{\partial\left(V_z\right)}{\partial z}=0 \qquad (2.1)$$

Equations de quantité de mouvement :

$$V_r\frac{\partial V_\theta}{\partial r}+V_z\frac{\partial V_\theta}{\partial z}+\frac{V_\theta V_r}{r}=\upsilon\left(\frac{\partial^2 V_\theta}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V_\theta}{\partial r}-\frac{V_\theta}{r^2}+\frac{\partial^2 V_\theta}{\partial z^2}\right) \qquad (2.2)$$

$$V_r\frac{\partial V_r}{\partial r}+V_z\frac{\partial V_r}{\partial z}-\frac{V_\theta^{\,2}}{r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}+\upsilon\left(\frac{\partial^2 V_r}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V_r}{\partial r}-\frac{V_r}{r^2}+\frac{\partial^2 V_r}{\partial z^2}\right) \qquad (2.3)$$

$$V_r\frac{\partial V_z}{\partial r}+V_z\frac{\partial V_z}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}+\upsilon\left(\frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V_z}{\partial r}+\frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2}\right) \qquad (2.4)$$

2.1.2 Modèles pour le noyau central

Dans le but de simplifier ces équations (2.1) à (2.4) et ainsi trouver des solutions caractérisant l'écoulement dans le noyau central, deux normalisations sont proposées dans la littérature. Leur différence réside dans le choix de l'ordre de grandeur de la composante radiale de la vitesse. Ces deux normalisations mènent à l'obtention de modèles repris ci-dessous. Quelques solutions sont également rappelées.

a) La première normalisation présentée est la suivante :

$$\hat{r} = \frac{r}{R}; \quad \hat{z} = \frac{z}{GR}; \quad \hat{v}_\theta = \frac{V_\theta}{\Omega R}; \quad \hat{v}_r = \frac{V_r}{G\Omega R}; \quad \hat{v}_z = \frac{V_z}{G\Omega R}; \quad \hat{p} = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho(\Omega R)^2}$$

Cet adimensionnement conduit aux équations normalisées (2.5), qui prend également en compte l'écriture des nombres sans dimension rappelés en face de la figure 2.1 :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial \widehat{v_z}}{\partial \hat{z}} + G\dfrac{1}{\tilde{r}}\dfrac{\partial(\hat{r}\widehat{v_r})}{\partial \hat{r}} = 0 \\ \widehat{v_z}\dfrac{\partial \widehat{v_\theta}}{\partial \hat{z}} + G\widehat{v_r}\dfrac{\partial \widehat{v_\theta}}{\partial \hat{r}} + G\dfrac{\widehat{v_\theta}\widehat{v_r}}{\hat{r}} = \dfrac{1}{\mathrm{Ek}}\dfrac{\partial^2 \widehat{v_\theta}}{\partial \hat{z}^2} + \dfrac{1}{\mathrm{Re}}\left(\dfrac{\partial^2 \widehat{v_\theta}}{\partial \hat{r}^2} + \dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial \widehat{v_\theta}}{\partial \hat{r}} - \dfrac{\widehat{v_\theta}}{\hat{r}^2}\right) \\ G\widehat{v_z}\dfrac{\partial \widehat{v_r}}{\partial \hat{z}} + G^2\widehat{v_r}\dfrac{\partial \widehat{v_r}}{\partial \hat{r}} - \dfrac{\widehat{v_\theta}^2}{\hat{r}} = -\dfrac{1}{2}\dfrac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{r}} + \dfrac{1}{\mathrm{ReG}}\dfrac{\partial^2 \widehat{v_r}}{\partial \hat{z}^2} + \dfrac{G}{\mathrm{Re}}\left(\dfrac{\partial^2 \widehat{v_r}}{\partial \hat{r}^2} + \dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial \widehat{v_r}}{\partial \hat{r}} - \dfrac{\widehat{v_r}}{\hat{r}^2}\right) \\ G\widehat{v_z}\dfrac{\partial \widehat{v_z}}{\partial \hat{z}} + G^2\widehat{v_r}\dfrac{\partial \widehat{v_z}}{\partial \hat{r}} = -\dfrac{1}{2G}\dfrac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{z}} + \dfrac{1}{\mathrm{ReG}}\dfrac{\partial^2 \widehat{v_z}}{\partial \hat{z}^2} + \dfrac{G}{\mathrm{Re}}\left(\dfrac{\partial^2 \widehat{v_z}}{\partial \hat{r}^2} + \dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial \widehat{v_z}}{\partial \hat{r}}\right) \end{array}\right. \tag{2.5}$$

Ce système peut ensuite être simplifié en regard des conditions d'expérience. On constate que la vitesse axiale et la pression sont indépendantes de la position axiale et que la vitesse tangentielle ne dépend que de r. D'autre part, il n'existe plus d'équation pour définir la composante radiale de la vitesse :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial \widehat{v_z}}{\partial \hat{z}} = 0 \\ \dfrac{\widehat{v_\theta}^2}{\hat{r}} = \dfrac{1}{2}\dfrac{d\hat{p}}{d\hat{r}} \\ \dfrac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{z}} = 0 \end{array}\right. \tag{2.6}$$

Une solution des équations (2.6) est la suivante :

$$\left\{\begin{array}{l} \hat{v}_\theta = K\hat{r} \\ \hat{v}_r = \hat{v}_z = 0 \\ \hat{p} = K^2(\hat{r}^2 - 1) \end{array}\right. \tag{2.7}$$

La vitesse radiale est nulle, ce qui a pour conséquence que le débit est intégralement confiné dans les couches limites. Dans le noyau central, le fluide subit une rotation en bloc : cette solution, valable dans le cas d'une cavité non soumise à un flux radial superposé, correspond à l'écoulement de type Batchelor [1]. On retrouve ce type de comportement dans les travaux de Itoh et al. [17] et Elena et Schiestel [15].

En utilisant ce premier adimensionnement, Gassiat [16] a analysé un modèle proposé par Kurokawa et Toyokura dans lequel les vitesses dans les couches limites sont déterminées par des lois classiques en puissance 1/7^{e}. A la suite de ce travail, Poncet et al. [22] proposent une relation entre le coefficient de débit Cqr et la vitesse circonférentielle adimensionnée dans le noyau central (K) pour une cavité soumise à un flux radial superposé :

$$\begin{cases} K = 2(a \times Cqr + b)^{5/7} - 1 \\ Cqr = \dfrac{Q}{2\pi r^3 \Omega}\left(\dfrac{\Omega r^2}{\upsilon}\right)^{1/5} \end{cases} \tag{2.8}$$

$$\text{avec } K = \left.\frac{\hat{v}_\theta}{\hat{r}}\right|_{\hat{z} = 1/2}$$

où a et b sont des constantes dépendantes des conditions géométriques. L'auteur déduit les valeurs a=5,9 et b=0,63 sur la base de son étude expérimentale. Il ajoute que ces constantes valent a=2,8 et b=0,46 sur le banc d'essais utilisé par Debuchy [8].

On note que si l'écoulement superposé disparaît, c'est-à-dire lorsque Cqr vaut 0, le système (2.8) se résume à une solution de type Batchelor. Dans ce cas, la valeur de K est constante et égale à 0,438 pour Gassiat [16] et 0,148 pour Debuchy [8]. Cette dernière valeur est très faible et montre la limite de ce système lorsque le taux d'aspiration devient nul.

Cette valeur du taux de rotation K est très discutée. Stepanoff [27] est le premier à déterminer ce coefficient en 1932. Il prône une valeur K=0,5 indépendante de la position radiale. Dijkstra et Van Heijst [11] obtiennent, en 1983, une bonne concordance entre les résultats issus d'une étude numérique (disques infinis) et d'une étude expérimentale (cavité fermée) et proposent la valeur K=0,313, confirmant les calculs numériques de Rasmussen [28] 12 ans plus tôt. En 1960, Daily et Nece [7] notent la sensibilité de ce taux de rotation aux variations du paramètre G. Un certain nombre de valeurs de K sont ainsi proposées, toutes sont voisines de 0,4 lorsqu'il n'y a pas de flux superposé.

b) Pour la seconde normalisation, Debuchy et al. [10], qui étudient l'écoulement à l'intérieur d'une cavité ouverte en périphérie, considèrent que la vitesse radiale est de l'ordre de grandeur de la vitesse du disque tournant, compte tenu des effets centrifuges générés par celui-ci :

$$\hat{r} = \frac{r}{R}; \quad \hat{z} = \frac{z}{GR}; \quad \hat{v}_\theta = \frac{V_\theta}{\Omega R}; \quad \hat{v}_r = \frac{V_r}{\Omega R}; \quad \hat{v}_z = \frac{V_z}{G\Omega R}; \quad \hat{p} = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho(\Omega R)^2}$$

Le noyau central est ainsi gouverné par le système d'équations normalisées (2.9) :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial(\hat{r}\widehat{\widehat{v_r}})}{\partial\hat{r}}+\dfrac{\partial\widehat{v_z}}{\partial\hat{z}}=0 \\ \widehat{\widehat{v_r}}\dfrac{\partial\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{r}}+\widehat{v_z}\dfrac{\partial\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{z}}+\dfrac{\widehat{v_\theta}\widehat{\widehat{v_r}}}{\hat{r}}=\dfrac{1}{\mathrm{Ek}}\dfrac{\partial^2\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{z}^2}+\dfrac{1}{\mathrm{Re}}\left(\dfrac{\partial^2\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{r}^2}+\dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{r}}-\dfrac{\widehat{v_\theta}}{\hat{r}^2}\right) \\ \widehat{\widehat{v_r}}\dfrac{\partial\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{r}}+\widehat{v_z}\dfrac{\partial\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{z}}-\dfrac{\widehat{v_\theta}^2}{\hat{r}}=-\dfrac{1}{2}\dfrac{\partial\hat{p}}{\partial\hat{r}}+\dfrac{1}{\mathrm{Ek}}\dfrac{\partial^2\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{z}^2}+\dfrac{1}{\mathrm{Re}}\left(\dfrac{\partial^2\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{r}^2}+\dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{r}}-\dfrac{\widehat{\widehat{v_r}}}{\hat{r}^2}\right) \\ \widehat{\widehat{v_r}}\dfrac{\partial\widehat{v_z}}{\partial\hat{r}}+\widehat{v_z}\dfrac{\partial\widehat{v_z}}{\partial\hat{z}}=-\dfrac{1}{2G^2}\dfrac{\partial\hat{p}}{\partial\hat{z}}+\dfrac{1}{\mathrm{Ek}}\dfrac{\partial^2\widehat{v_z}}{\partial\hat{z}^2}+\dfrac{1}{\mathrm{Re}}\left(\dfrac{\partial^2\widehat{v_z}}{\partial\hat{r}^2}+\dfrac{1}{\hat{r}}\dfrac{\partial\widehat{v_z}}{\partial\hat{r}}\right) \end{cases} \quad (2.9)$$

De la même façon, une simplification est réalisée en prenant en compte les conditions d'expériences. Ainsi, il vient :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial\widehat{v_z}}{\partial\hat{z}}+\dfrac{1}{\tilde{r}}\dfrac{\partial(\hat{r}\widehat{\widehat{v_r}})}{\partial\hat{r}}=0 \\ \widehat{v_z}\dfrac{\partial\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{z}}+\widehat{\widehat{v_r}}\dfrac{\partial\widehat{v_\theta}}{\partial\hat{r}}+\dfrac{\widehat{v_\theta}\widehat{\widehat{v_r}}}{\hat{r}}=0 \\ \widehat{v_z}\dfrac{\partial\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{z}}+\widehat{\widehat{v_r}}\dfrac{\partial\widehat{\widehat{v_r}}}{\partial\hat{r}}-\dfrac{\widehat{v_\theta}^2}{\hat{r}}+\dfrac{1}{2}\dfrac{d\hat{p}}{d\hat{r}}=0 \\ \dfrac{\partial\hat{p}}{\partial\hat{z}}=0 \end{cases} \quad (2.10)$$

En présence d'un flux centripète imposé, ils proposent la solution suivante :

$$\begin{cases} \widehat{\widehat{v_r}}=\dfrac{-c\hat{r}}{\sin\alpha}\sin 2\alpha\hat{y}-\dfrac{b}{\hat{r}}\sin\left(2\alpha\hat{y}+\beta\right) & \hat{y}=\hat{z}-1/2 \\ \widehat{v_\theta}=\dfrac{c\hat{r}}{\sin\alpha}\left(\cos 2\alpha\hat{y}-\cos\alpha\right)+\dfrac{b}{\hat{r}}\cos\left(2\alpha\hat{y}+\beta\right) & \\ \widehat{v_z}=\dfrac{-c}{\alpha\sin\alpha}\left(\cos 2\alpha\hat{y}-\cos\alpha\right) & \\ \hat{p}=b^2+c^2-c^2\hat{r}^2-\dfrac{b^2}{\hat{r}^2} & \end{cases} \quad (2.11)$$

où b, c, α et β sont des constantes devant être ajustées à l'aide de données expérimentales.

On remarque qu'à mi-hauteur de cavité, la vitesse tangentielle adimensionnée évolue en $1/\hat{r}^2$.
Il s'agit d'un écoulement de type vortex :

$$K = \frac{c}{\sin\alpha}(1-\cos\alpha) + \frac{b}{\hat{r}^2}\cos\beta \tag{2.12}$$

2.2 Deux essais de référence

On s'attache dans ce paragraphe à la présentation de résultats expérimentaux pour deux configurations particulières. L'écartement entre les disques est identique ($G = 0,08$), le nombre de Reynolds est fixé à $1,47.10^6$; la différence entre ces deux cas se limite au diamètre du stator de sorte que la valeur de λ soit égale à 0,27 puis à 0.
Ces deux essais sont choisis volontairement car ils ont fait l'objet de précédentes expériences. L'intérêt est donc, dans un premier temps, de comparer ces résultats avec la littérature de manière à valider l'installation ainsi que la technique de mesure. Cela permet en outre de confirmer lesdits résultats.
Pour chaque configuration, l'analyse s'appuie sur les profils de vitesses radiales et circonférentielles moyennes en fonction de la position axiale ainsi que sur l'évolution de la vitesse tangentielle à mi-hauteur de cavité en fonction de la position radiale. Le tout est obtenu en utilisant l'anémométrie à fils chauds. Des évolutions de pressions pariétales mesurées sur le stator et de pressions totales sont également présentées.

2.2.1 Première configuration

2.2.1.1 Analyse des profils

On s'intéresse à la configuration référencée 'cas 2' dans le premier chapitre (1.4.3.1). Rappelons que dans ce cas, le rayon du stator est plus grand que celui du rotor et qu'il n'y a pas de carter isolant le fluide éjecté par le rotor :

G=0,08; Re=$1,47.10^6$; Ek=$1,06.10^{-4}$; λ=0,27 sans carter

La figure 2.2 proposée ci-dessous représente les composantes tangentielles et radiales moyennes de la vitesse en fonction de la position axiale. Quatre positions radiales sont présentées, deux d'entre elles sont situées proches du centre de la cavité ($\hat{r} = 0,480$ et $0,533$) et les deux autres sont voisines de la périphérie ($\hat{r} = 0,827$ et $0,880$).

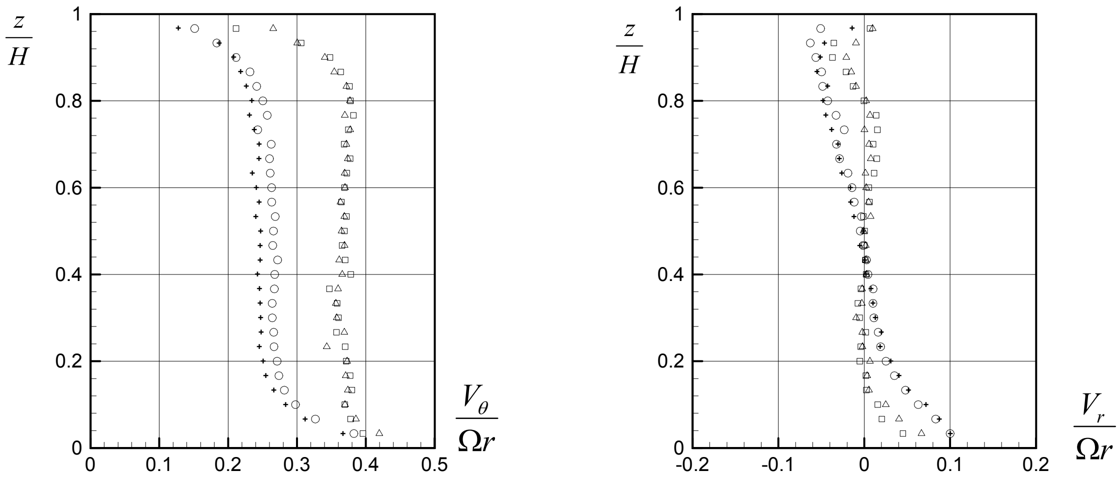


Figure 2.2 : Vitesses tangentielles et radiales adimensionnées

□ $\hat{r} = 0,480$; Δ $\hat{r} = 0,533$

○ $\hat{r} = 0,827$; + $\hat{r} = 0,880$

En regardant les profils dans la direction axiale, on constate que l'allure générale de ceux-ci permet de mettre en évidence trois domaines :

- Une zone à proximité de chacun des disques où le gradient de vitesse selon z est important, ceci étant dû à la condition d'adhérence au niveau des parois. On remarque un domaine à proximité du rotor où le fluide est éjecté ainsi qu'un autre proche du stator dans lequel le fluide est aspiré.
- Une région intermédiaire où le niveau de vitesse évolue peu. La composante radiale de la vitesse y est très faible. La composante tangentielle admet une vitesse de rotation égale à KΩr où K représente le taux de vitesse de rotation du fluide par rapport à celle du disque, à un rayon donné.

En ce qui concerne l'évolution radiale :

Pour la composante circonférentielle, les profils se superposent lorsque $\hat{r} \leq 0,533$. Le noyau central est défini par un mouvement de rotation en bloc et le taux de rotation K vaut 0,38. Au-delà de cette position radiale, l'allure des profils est identique mais la vitesse de rotation du noyau est plus faible, elle baisse à mesure que r augmente. Cela se vérifie à la lecture de la figure 2.3 représentant la vitesse circonférentielle adimensionnée au rayon local mesurée à mi-hauteur de cavité ($z/H = 0,5$). On constate que la rotation en bloc s'étend jusque $\hat{r} = 0,6$ (zone 2). Lorsque l'on se rapproche de la périphérie, K diminue jusqu'à atteindre une valeur voisine de 0,21 à $\hat{r} = 0,976$. Enfin, le taux de rotation donne l'impression d'évoluer peu dans la zone 3 (figure 2.4). Par ailleurs, on a défini une zone 1 dans laquelle aucune expérience ne peut être menée avec nos moyens de mesure. Elle ne correspond pas à un domaine dans lequel les propriétés physiques de l'écoulement diffèrent de la zone 2, *a priori*.

Par la suite, on définit par « vitesse de prérotation » la vitesse circonférentielle à mi-hauteur de cavité à la position radiale $r = R$. Notée K_0, elle se définit comme suit :

$$K_0 = K\Big|_{\hat{r}=1} = \hat{v}_\theta\Big|_{\hat{z}=1/2,\,\hat{r}=1}$$

Au cours de cette étude, il nous est impossible de connaître la valeur de la vitesse tangentielle à $\hat{r} = 1$ à mi hauteur de cavité. De fait, on prendra en compte la prise de mesure à la position la plus proche de la périphérie, c'est-à-dire $\hat{r} = 0{,}976$. Présentement, la valeur de K_0 vaut $0{,}21$.

En ce qui concerne la composante radiale, on remarque un regroupement des profils en deux faisceaux. L'un obtenu pour $\hat{r} \le 0{,}533$ et l'autre pour $\hat{r} \ge 0{,}827$. Lorsque $\hat{r} \le 0{,}533$, la vitesse radiale est nulle dans le noyau central et le débit, globalement nul, est confiné dans les deux couches limites. Pour les deux autres rayons présentés, ($\hat{r} = 0{,}827$ et $0{,}880$), on constate l'apparition d'un gradient de vitesse radiale sur toute la hauteur de la cavité.

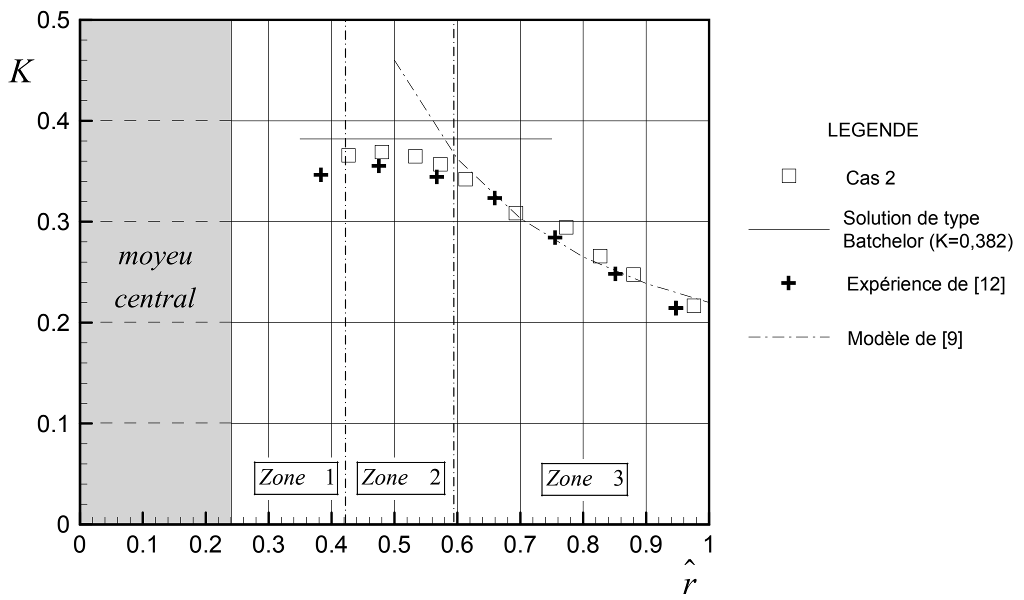


Figure 2.3 : Evolution radiale de K

Une expérience réalisée par Djaoui [12] est adjointe à la figure précédente. Les conditions d'essais de l'auteur sont proches du cas présenté :

$$G=0{,}08; \quad Re=1{,}25.10^{6}; \quad Ek=1{,}25.10^{-4}; \quad \lambda=0{,}27$$

Cependant l'installation expérimentale ainsi que la technique de mesure sont différents : le rayon du rotor est égal à 250mm pour Djaoui [12] contre 375mm pour cette étude. Les résultats sont obtenus au moyen de la technique d'anémométrie à fils chauds mais les sondes sont différentes : fil simple pour Djaoui [12] contre fils doubles à angle droit pour ce travail.

La bonne concordance entre ces deux essais permet de valider notre banc d'essais ainsi que la technique de mesure.
Pour les rayons $\hat{r} < 0,6$ (zone 2), on constate à la lecture des divers profils que l'on est en présence d'un écoulement de type Batchelor (figure 2.2 et figure 2.3). Un tracé de cette solution est réalisé pour une valeur de K égale à 0,382 préconisée par Owen et Rogers [21].

Dans la zone 3, située plus près de la périphérie, on remarque que K augmente quand $\hat{r}$ diminue (figure 2.3), ce qui ressemble à un écoulement avec aspiration forcée. Un modèle proposé par Debuchy et al. [9], rappelé précédemment (2.12), se résume à $K = A/\hat{r}^2 + B$. Bien que non adapté à notre type d'écoulement, il est testé sur nos résultats et l'on constate que l'on peut trouver deux valeurs pour A et B de sorte que le modèle se rapproche de notre expérience. Ainsi, sur les cinq points les plus proches de la périphérie, on trouve $A = 0,08$ et $B = 0,14$. Cependant, si B est conforme aux expériences de Djaoui [12] et Debuchy [8], la valeur de A est sensiblement trop élevée ($A = 0,0026$ pour Debuchy [8]).
Cela signifie que le comportement du fluide est proche de celui observé dans le cas d'un écoulement avec aspiration. Ceci confirme l'allure des profils de vitesses radiales sur lesquels on distingue un débit de fluide en dehors des couches limites (figure 2.2).

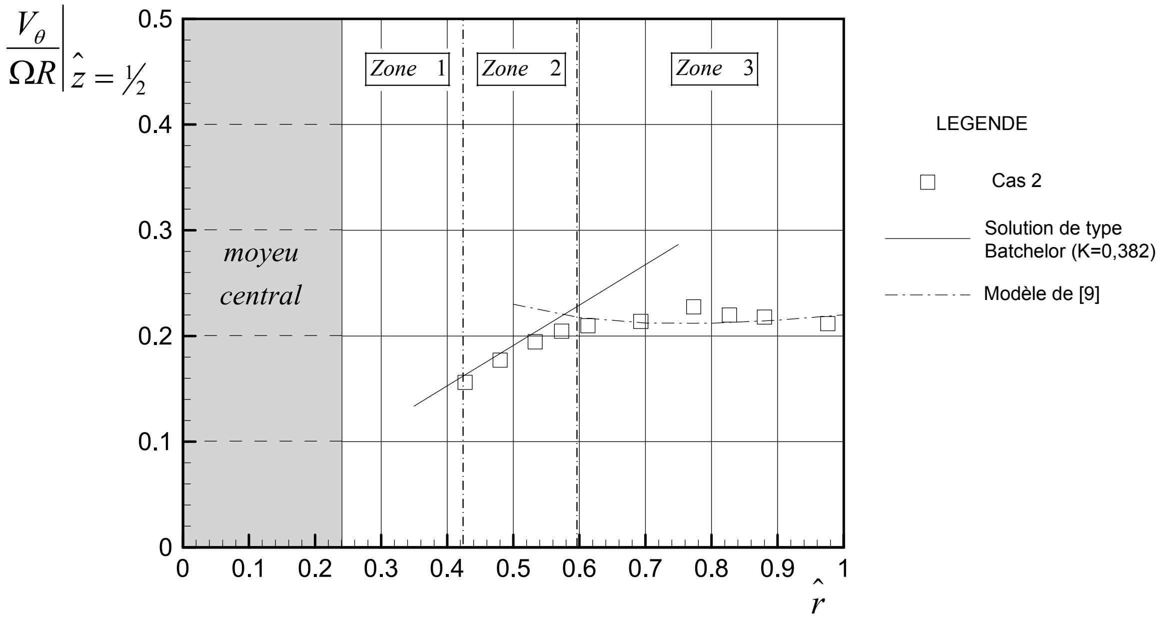


Figure 2.4 : Evolution radiale de $V_\theta / \Omega R$ à mi-hauteur de cavité

Pour expliquer cette ressemblance avec un écoulement soumis à une aspiration forcée, il est intéressant de s'attarder quelques instants sur la nature des couches limites adjacentes aux deux disques.
Owen et Rogers [21] définissent le débit masse $\dot{m}_0$ passant dans la couche limite adjacente à un disque tournant dans un fluide au repos comme suit :

$$\frac{\dot{m}_o}{\mu r} = \frac{49\pi}{60}\left(\hat{r}^2 \,\mathrm{Re}\right)^{\frac{4}{5}} \left|1-K\right|^{\frac{8}{5}} \alpha\gamma \qquad (2.13)$$

En ce qui concerne le débit masse $\dot{m}_s$ circulant dans la couche limite d'un disque fixe dans un fluide tournant en bloc, on a :

$$\frac{\dot{m}_S}{\mu r}=\frac{49\pi}{60}\left(\hat{r}^2 K\,\mathrm{Re}\right)^{\frac{4}{5}}\alpha\gamma \tag{2.14}$$

Dans les deux relations précédentes, α et γ ne dépendent que de K :

$$\alpha(K)=\left[\frac{2300(1+8K)}{49(1789-409K)}\right]^{\frac{1}{2}} \text{ et } \gamma(K)=\left[\frac{81(1+\alpha^2)^{3/8}}{49(23+37K)\alpha}\right]^{\frac{4}{5}}$$

On suppose par la suite que les couches limites se comportent de la même façon dans notre système rotor-stator.
En définissant par $\dot{m}_{NC}$ le débit circulant dans le noyau central, compte tenu du fait qu'aucun débit n'est superposé dans la cavité, la somme des débits masse est telle que :

$$\dot{m}_o-\dot{m}_s+\dot{m}_{NC}=0 \tag{2.15}$$

Lorsque la solution de Batchelor est atteinte, l'intégralité du débit circule dans les couches limites et il y a exacte compensation entre $\dot{m}_0$ et $\dot{m}_s$. Le rapport $\dot{m}_0/\dot{m}_s$ est égal à 1. Ce rapport, compte tenu des relations (2.13) et (2.14), s'écrit :

$$\frac{\dot{m}_o}{\dot{m}_s}=\left[\frac{(1-K)^2}{K}\right]^{\frac{4}{5}} \tag{2.16}$$

L'évolution du rapport $\dot{m}_0/\dot{m}_s$ en fonction de K est représentée sur la figure 2.5. Il n'existe, à priori, qu'une seule valeur de K pour laquelle $\dot{m}_0/\dot{m}_s=1$, cette valeur est $K=0{,}382$. Ce résultat est en bonne adéquation avec l'expérience dans la zone 2 de la figure 2.3.

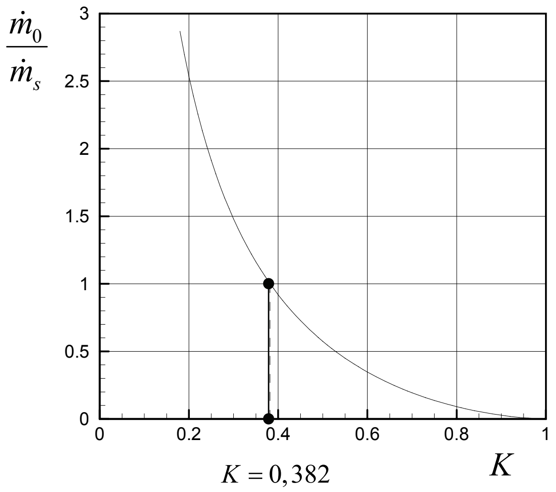


Figure 2.5 : Evolution du rapport de débits masses suivant K

Lorsque $K \neq 0,382$, la figure 2.5 indique qu'il n'y a pas équilibre entre les débits circulant dans les couches limites. Par conséquent, un débit très faible, mais non nul, passe dans le noyau central. C'est le cas à la périphérie de la cavité puisque la prérotation K_0 vaut 0,21. Si les couches limites se comportent comme le prédisent Owen et Rogers [21], alors d'un point de vue théorique, le débit masse circulant dans la couche limite située contre le rotor est 2,5 fois plus important que celui qui traverse la couche limite stator. Etant donné que $\dot{m}_o > \dot{m}_s$, l'écoulement de compensation dans le noyau central est centripète. Dans ce cas, K a tendance à augmenter à mesure que l'on se dirige vers le centre de la cavité comme cela est décrit par Debuchy et al. [10]. Puisque K augmente, ce processus tend à rééquilibrer les débits masses et a pour limite $\dot{m}_o = \dot{m}_s$. Cela correspond à la valeur $K = 0,382$ et l'on atteint alors l'écoulement en bloc de type Batchelor.

Cette analyse est confortée par les travaux menés par Gassiat [16] dont un extrait est présenté ci-dessous. Dans ce cas, la prérotation est voisine de $K_0 = 0,5$. Les débits masses sont alors tels que $\dot{m}_o < \dot{m}_s$. On est en présence d'un écoulement centrifuge, ce qui implique que le processus de rééquilibrage s'opère à l'inverse (figure 2.6).

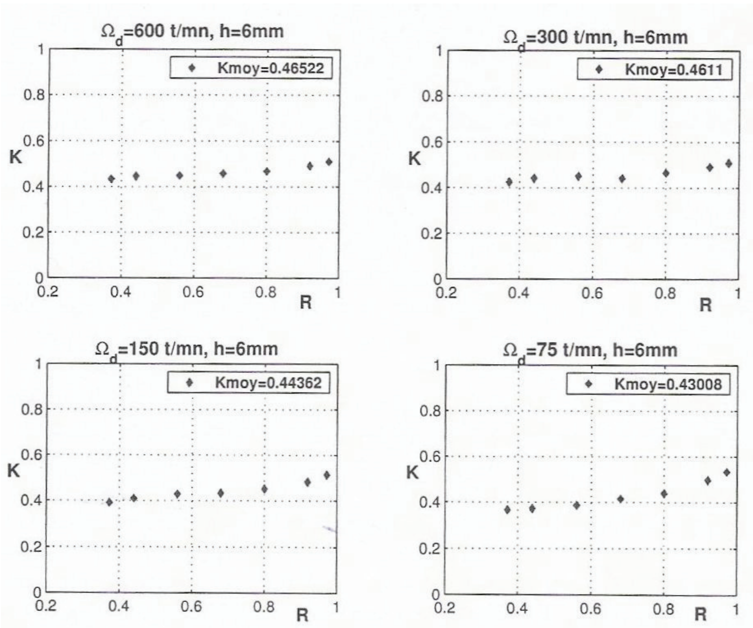


Figure 2.6 : Evolution radiale de K, expériences de Gassiat [16]

Ainsi, que la valeur de la prérotation soit supérieure ou inférieure à $K = 0,382$, on assiste à un déséquilibre entre les débits masses des deux couches limites. Un écoulement radial de compensation, centrifuge ou centripète, existe dans le noyau central qui tend à disparaître au fur et à mesure que K tend vers la valeur théorique de 0,382 (figure 2.7).

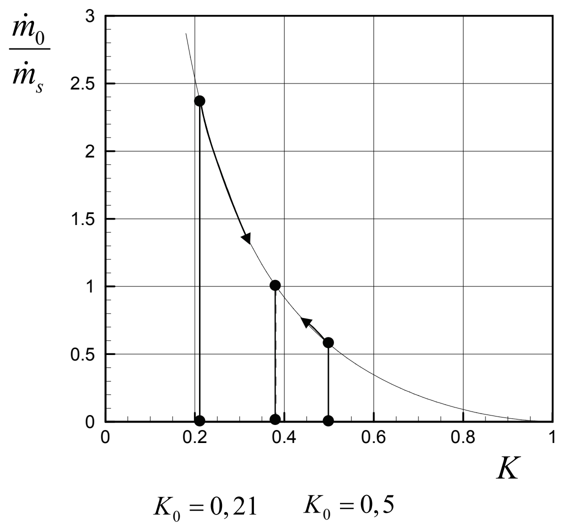


Figure 2.7 : Evolution du rapport des débits masses, schéma de rééquilibrage

Il est nécessaire de préciser que le débit dans le noyau central est très faible et n'a rien à voir avec l'ordre de grandeur des débits superposés que l'on trouve dans les travaux de Debuchy et al. [10].

2.2.1.2 Pression statique

Deux normalisations ont été rappelées en début de chapitre, elles permettent de simplifier les équations de Navier Stockes. Pour chacun des systèmes simplifiés obtenus, (2.6) et (2.10), l'une des équations est commune : $\partial \hat{p} / \partial \hat{z} = 0$. Cela signifie que la pression statique est indépendante de la position axiale dans le noyau central.

La figure 2.8 présente l'évolution radiale de la pression statique. Celle-ci est mesurée expérimentalement sur le stator. On constate qu'elle est inférieure à la pression atmosphérique, quelle que soit la position radiale.

La pression statique issue du modèle de Batchelor (2.7) est superposée aux résultats d'expérience. L'évolution radiale est différente dans la zone où la vitesse radiale n'est pas nulle dans le noyau central (zone 3). Le décalage créé en entrée de cavité se répercute lorsque l'on s'approche du centre de la cavité. Néanmoins, lorsque la solution de type Batchelor est atteinte, les profils de pression statique semblent décroître de manière identique.

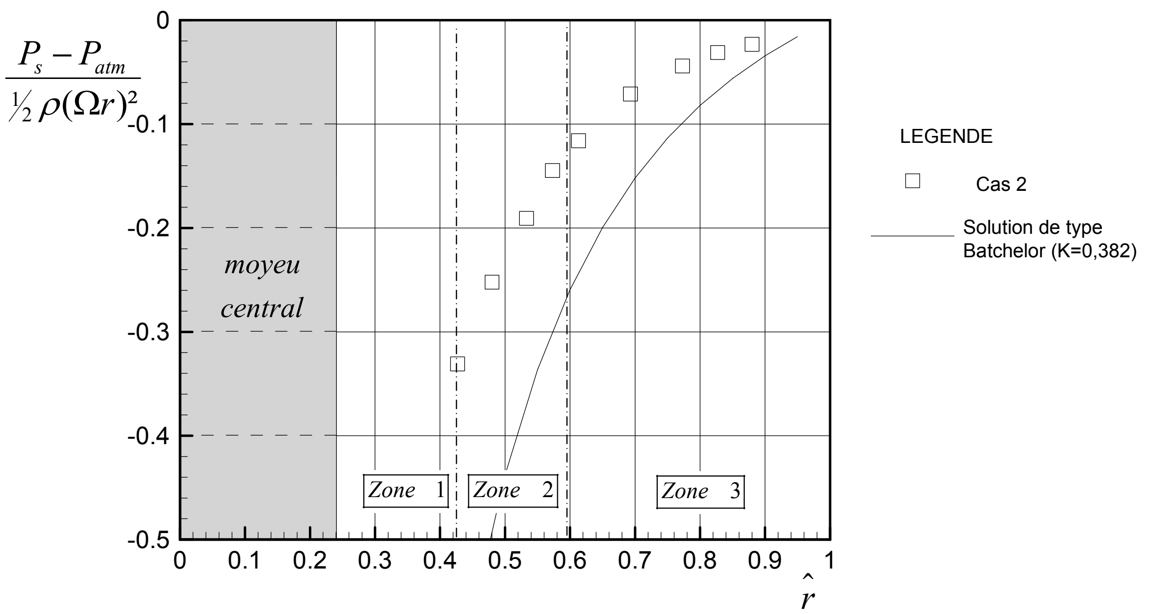


Figure 2.8 : Pression statique mesurée sur le stator

2.2.1.3 Pression totale

La pression totale, définie par la relation (2.17), varie peu selon la position axiale dans le noyau central (figure 2.9). Ceci est cohérent avec le fait que la pression statique et la vitesse circonférentielles elles-mêmes varient peu suivant z et que les composantes radiales et axiales de la vitesse sont faibles.

$$P_t = P_s + \frac{1}{2}\rho\left(V_\theta{}^2 + V_r{}^2 + V_z{}^2\right) \tag{2.17}$$

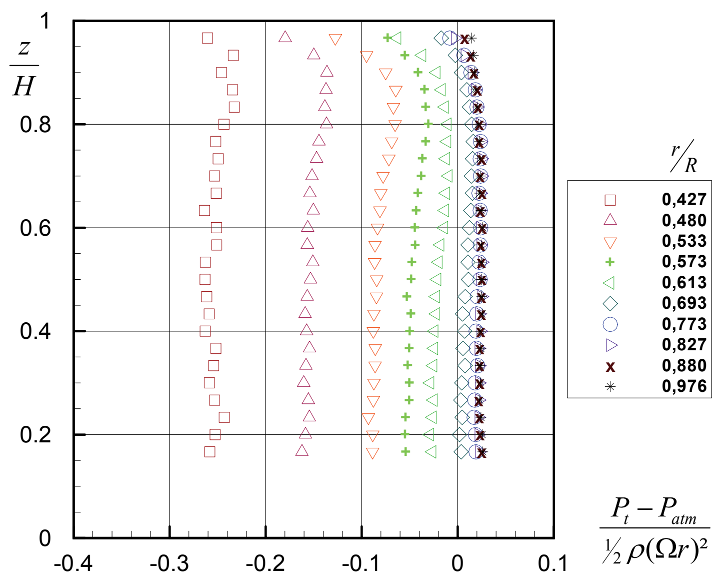


Figure 2.9 : Pression totale

Du point de vue de l'évolution radiale, elle est inférieure à la pression atmosphérique proche du centre de la cavité et augmente à mesure que l'on s'approche de la périphérie. La pression différentielle $P_t - P_{atm}$ s'annule à $\hat{r} = 0,6$ puis change de signe au-delà de ce rayon. C'est aux alentours de $\hat{r} = 0,6$ que l'on a remarqué l'apparition de l'écoulement de type Batchelor.
Ce changement de signe de la pression totale peut s'expliquer d'un point de vue théorique à partir des relations (2.7).
En définissant la pression totale adimensionnée $\widehat{p_t}$, on peut écrire :

$$\widehat{p_t} = \widehat{p_s} + \hat{v}_\theta{}^2, \quad \text{soit } \widehat{p_t} = K^2(2\hat{r}^2 - 1) \qquad \text{avec } \widehat{p_t} = \frac{P_t}{\frac{1}{2}\rho(\Omega R)^2}$$

de ce fait, il y a bien un changement de signe prévisible de la pression totale qui s'établit de façon théorique à un rayon $\hat{r} = 0,707$.

2.2.1.4 Conclusion

A la lecture des divers profils, on constate que l'on est en présence de deux types d'écoulements coexistants :

- Le premier est situé à l'intérieur de la cavité et ressemble à un écoulement de type Batchelor. Il s'agit d'un écoulement en bloc pour lequel la composante radiale de la vitesse est nulle dans le noyau central et la vitesse tangentielle est égale à KΩr. La valeur de K vaut approximativement 0,38.
- Le second, situé au-delà de la position radiale $\hat{r} = 0,6$, où la valeur de K diminue sensiblement à mesure que r croît. Il apparaît un gradient dans le sens axial de vitesse radiale dans le noyau central, signifiant la présence d'une circulation de fluide en dehors des couches limites.

A partir de l'analyse d'Owen et Rogers [21] portant sur le comportement des couches limites, il semble que c'est le taux de prérotation en entrée (K_0) qui permet de pronostiquer immédiatement un éventuel déséquilibre entre les débits circulant dans les couches limites. C'est ce déséquilibre qui est à l'origine d'un écoulement dans le noyau central, aussi petit soit-il. Cet écoulement est centrifuge ou centripète selon que la valeur de K_0 est supérieure ou inférieure à la valeur théorique de 0,382. Ces deux types d'écoulements conduisent à rééquilibrer les débits dans les couches limites et par conséquent à annuler le débit de compensation dans le noyau central. On atteint alors Batchelor. On peut alors prévoir que plus la vitesse de prérotation est éloignée de la valeur finale de K (environ 0,4), plus la zone 3 sera étendue au détriment de la zone correspondant à l'écoulement de Batchelor.

On peut également conclure que le moindre déséquilibre entre les débits circulant dans la couche limite stator et la couche limite rotor fait que l'on n'est plus en présence d'un écoulement en bloc.

2.2.2 Deuxième configuration

2.2.2.1 Analyse des profils

On s'intéresse à présent à la configuration référencée 'cas 1' dans le premier chapitre (1.4.3.1) et rappelée ici :

$$G=0{,}08; \quad Re=1{,}47.10^{6}; \quad Ek=1{,}06.10^{-4}; \quad \lambda=0 \quad \text{sans} \quad \text{carter}$$

L'unique différence entre ces deux configurations est liée au stator, les deux disques sont de rayons égaux. La figure 2.10 proposée ci-dessous représente les composantes tangentielle et radiale moyennées de la vitesse, adimensionnées au rayon local. Seuls quelques profils sont présentés pour simplifier la lecture. Ils correspondent aux mêmes rayons que pour la première configuration.

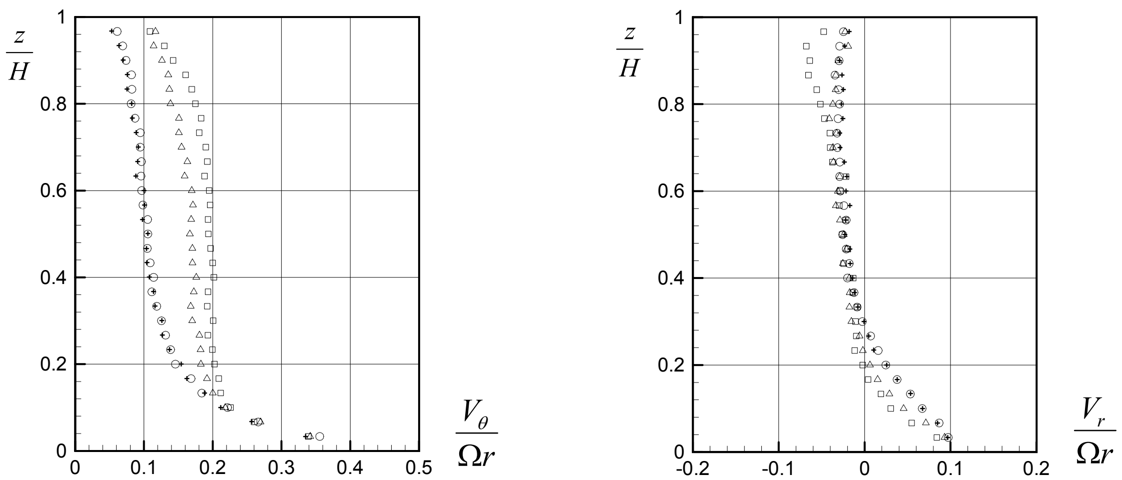


Figure 2.10 : Vitesses tangentielles et radiales adimensionnées

□ $r/R=0{,}480$; Δ $r/R=0{,}533$

○ $r/R=0{,}827$; + $r/R=0{,}880$

A la lecture des profils de vitesse tangentielle, on distingue les trois domaines définis par Batchelor. Un noyau central, dont le gradient de vitesse selon z est faible, sépare les deux couches limites adjacentes aux disques, à l'exception des tous premiers rayons à l'entrée de la cavité. Le taux de rotation K est de l'ordre de 0,2 pour les rayons proches du centre de la cavité. Comme pour la première configuration présentée, la vitesse circonférentielle adimensionnée baisse à mesure r augmente. En périphérie des disques, la prérotation K_0 vaut 0,08.

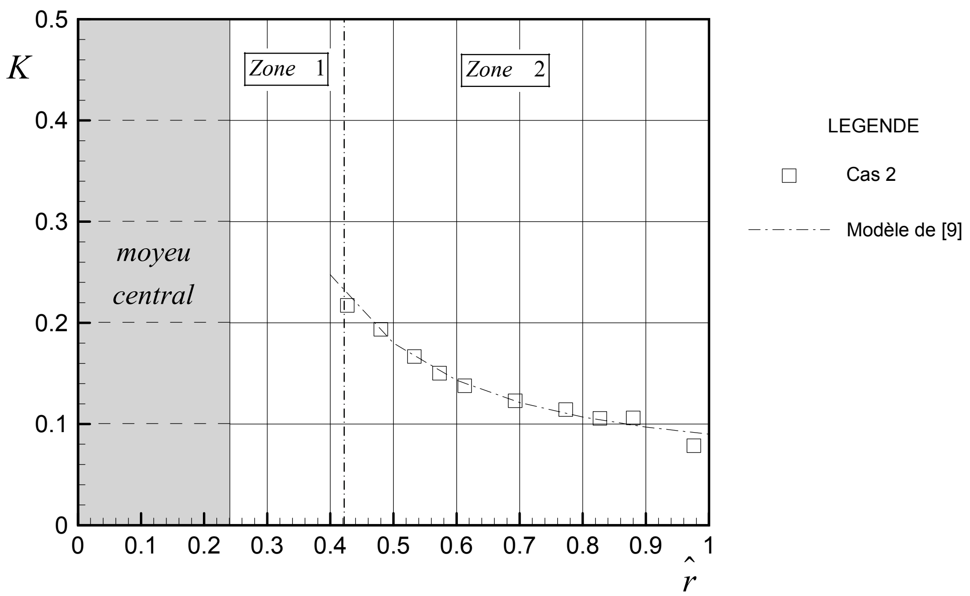


Figure 2.11 : Evolution radiale de K

Le modèle proposé par Debuchy et al. [9], censé représenter un écoulement avec aspiration forcée, peut encore être adapté sur notre écoulement. Ce modèle se résume à $K = A/\hat{r}^2 + B$ et est en parfaite adéquation sur toute la plage radiale expérimentée si l'on applique les constantes $A = 0,03$ et $B = 0,06$. Cela se comporte comme si il existe une circulation de fluide dans le noyau central et donc un déséquilibre des débits masses des deux couches limites. Dans le domaine accessible à la mesure, il n'existe pas de zone où la solution de type Batchelor est visible. Ceci est confirmé à la lecture de la figure 2.10 où l'on remarque que les vitesses radiales adimensionnées ne sont pas nulles dans le noyau central.

2.2.2.2 Pression statique

Comme pour la configuration présentée précédemment, les systèmes d'équations simplifiés des équations de Navier Stockes conduisent à : $\partial \hat{p} / \partial \hat{z} = 0$.

La pression statique est inférieure à la pression atmosphérique quelle que soit la position radiale, à l'intérieur de la cavité. On remarque que la différence $P_s - P_{atm}$ est approximativement cinq fois plus faible que dans le cas de la première configuration, dont le diamètre du stator est plus important que celui du rotor.

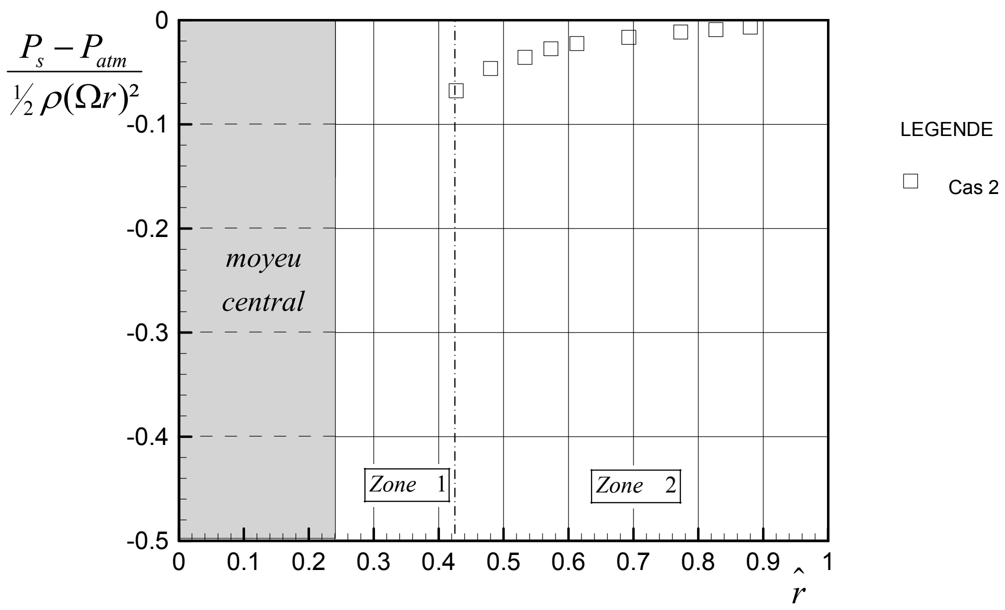


Figure 2.12 : Pression statique mesurée sur le stator

2.2.2.3 Pression totale

La pression totale varie peu selon z dans le noyau central. Les profils ont tendance à se superposer quelle que soit la position radiale de la prise de mesure. Ceci implique que la pression totale est égale à la pression atmosphérique dans toute la cavité.
On a vu que l'on ne distingue pas de zone de type Batchelor au centre de la cavité avec cette configuration. Cet écoulement ne crée donc pas de pertes de charges dans le noyau central.

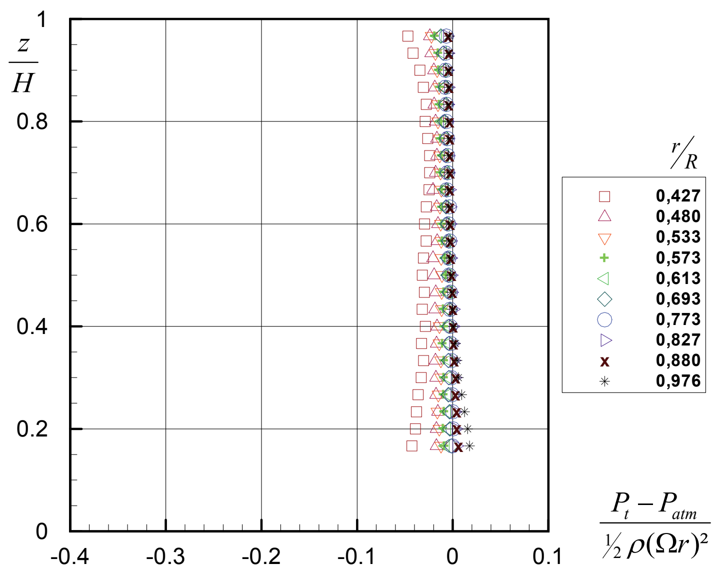


Figure 2.13 : Pression totale

2.2.2.4 Conclusion

Il existe un écoulement radial de fluide dans le noyau central qui demeure dans la totalité de la cavité. On observe, là encore, un comportement du fluide semblable à un écoulement soumis à un flux superposé. Par contre, on ne distingue pas de solution de type Batchelor lorsque l'on se rapproche du centre de la cavité. Elle n'existe pas, au moins, pour des rayons où l'expérimentation peut être menée ($\hat{r} \geq 0,427$).
Une raison pourrait être la suivante : la valeur de prérotation K_0 est très faible et probablement trop éloignée de la valeur finale ($K \sim 0,4$) pour obtenir une solution de type Batchelor. En effet, le rapport entre les débits masses des couches limites est très important ($\dot{m}_o / \dot{m}_s > 6$), ce qui entraîne une zone de transition trop longue et qui se termine au-delà de la première prise de mesure. On peut également penser que l'apparition de cet écoulement de type Batchelor, qui n'est pas systématique, est étroitement liée à la valeur de prérotation K_0. Dès lors, il est fondamental de procéder à une étude en périphérie des disques, à l'extérieur de la cavité.

2.3 *Etude de l'influence de paramètres classiques*

Cette partie est consacrée en premier lieu à l'étude de l'influence du nombre d'Ekman lorsque le paramètre de forme de la cavité est fixé, ce qui revient à faire varier le nombre de Reynolds ($Ek = (G^2 \mathrm{Re})^{-1}$). Puis, nous nous intéresserons à l'étude de l'influence du paramètre de forme de la cavité soit à nombre d'Ekman fixé, soit à Reynolds fixé.

Les explications qui suivent sont fondées sur des expériences menées à l'aide des trois techniques présentées au chapitre I. Les composantes radiales et tangentielles, les auto-corrélations et corrélations croisées de la vitesse ainsi que les pressions totales sont représentées sous forme adimensionnée en fonction de la côte axiale adimensionnée. Les évolutions des vitesses tangentielles adimensionnées à mi-hauteur de cavité et des pressions statiques adimensionnées sur le stator sont présentées en fonction de la position radiale adimensionnée.

2.3.1 Etude de l'influence du nombre d'Ekman à G fixé

Lorsque G est fixé, faire varier le nombre d'Ekman revient à faire varier le nombre de Reynolds. Une étude portant sur l'influence de ce dernier paramètre a été menée par Debuchy [8]. L'auteur a testé deux valeurs différentes ($\mathrm{Re} = 1,47.10^6$ *et* $1,96.10^6$) pour un paramètre de forme fixé à $G=0,08$. Il affirme que Re ne présente pas de variations suffisantes pour engendrer des modifications notables des propriétés de l'écoulement. Au cours de ce travail, la plage des variations de Re n'est que légèrement plus importante ($1,14.10^6 < \mathrm{Re} < 1,96.10^6$). Nous avons surtout voulu vérifier que cette conclusion reste valable pour d'autres valeurs du paramètre de forme G, avec ou sans isolation du rotor par le carter fixe, à $\lambda = 0$. Nous considérerons ici les variations du nombre d'Ekman.

L'ensemble des profils de vitesses et de pressions sont obtenus pour trois configurations (figure C.1 à C.26 en annexe C), il s'agit de :

- $G = 0,07$ sans carter ($Ek = 1,06.10^{-4}$ et $1,42.10^{-4}$)
- $G = 0,07$ avec carter ($Ek = 1,06.10^{-4}$ et $1,42.10^{-4}$)
- $G = 0,09$ avec carter ($Ek = 8,28.10^{-5}$ et $1,06.10^{-4}$)

Avec ou sans la présence d'un carter, il y a superposition de la quasi-totalité des profils représentés, et ce quelle que soit la position radiale.
En ce qui concerne les profils de vitesses radiales et circonférentielles, quelques différences apparaissent localement. C'est le cas de la vitesse tangentielle pour le troisième cas présenté ($G = 0,09$ avec carter) où un écart est constaté dans une zone correspondant à $\hat{r} < 0,48$. L'écart maximum ne dépasse pas 10% dans le noyau central. En ce qui concerne la vitesse radiale, on observe également des différences dans cette même zone qui se prolongent jusqu'au stator. Ceci est valable pour chacune des trois configurations. Néanmoins, ces différences sont faibles et l'allure des profils reste identique.
Pour les auto-corrélations et les corrélations croisées de vitesses, nous avons vérifié que les profils se superposent. Ces résultats ne sont présentés que pour la première configuration citée (figure C.5 à C.12).
On peut conclure qu'une variation du nombre d'Ekman n'engendre pas de modification notable sur les propriétés de l'écoulement dans la cavité. Sur l'échelle des valeurs testées ($8,28.10^{-5} < Ek < 1,42.10^{-4}$), le nombre d'Ekman ne fait donc pas partie des paramètres prédominants dans ce type de système. Cette conclusion est valable pour les deux types d'écoulements décrits précédemment : le cas G=0,07 sans carter possède les caractéristiques décrites dans la seconde configuration présentée (§ 2.2.2) alors que les cas avec carter correspondent plutôt à la première configuration (§ 2.2.1).

2.3.2 Etude de l'influence du paramètre de forme G

Là encore, trois séries de profils nous permettent de discuter de l'influence de ce paramètre (figure C.27 à C.68). Deux d'entre elles sont réalisées à nombre de Reynolds fixé (égal à $1,47.10^{6}$) et la troisième à nombre d'Ekman constant ($1,06.10^{-4}$). Tous les cas sont présentés à $\lambda = 0$ afin de laisser ce paramètre constant lorsque G varie. Les séries de profils sont présentées dans l'ordre suivant :

- $Re = 1,47.10^{6}$ sans carter ($0,05<G<0,08$)
- $Re = 1,47.10^{6}$ avec carter ($0,05<G<0,1$)
- $Ek = 1,06.10^{-4}$ avec carter ($0,07<G<0,09$)

Pour la configuration sans carter ($Re = 1,47.10^6$;$0,05<G<0,08$), l'influence de G est prépondérante puisque les variations de ce paramètre conduisent à faire apparaître l'écoulement en bloc dans un domaine éloigné de la périphérie. Le même processus que celui décrit dans les deux configurations de référence se reproduit ici : pour $G \geq 0,07$, on constate que le taux de prérotation est faible (inférieur à 0,1), ce qui provoque un déséquilibre des débits masse circulant dans les couches limites. Le rééquilibrage s'opère alors que K augmente au fur et à mesure que $\hat{r}$ diminue, mais l'écoulement de type Batchelor n'est pas atteint, du moins dans la zone accessible à la mesure. Au contraire, à $G = 0,05$, le taux de prérotation est plus élevé (environ 0,15), et la valeur de K se stabilise à environ 0,35 pour $\hat{r} < 0,48$ (figure C.39). Les profils de vitesses radiales et circonférentielles correspondants indiquent que l'on a bien atteint l'écoulement de type Batchelor.

Tout comme le paramètre λ, G est donc un paramètre prédominant en ce qui concerne l'apparition du mouvement en bloc du noyau central. Si l'on compare aux résultats obtenus par Djaoui et al. [13], on peut affirmer que ce mouvement se produit pour des valeurs de λ d'autant plus petites que G diminue.

En présence d'un carter, les résultats sont analysés à nombre de Reynolds constant puis à nombre d'Ekman constant. Compte tenu des remarques effectuées en 2.3.1, nous pouvons déjà prévoir que les conclusions tirées seront identiques. Nous présentons toutefois l'ensemble des profils expérimentaux pour confirmation.

L'évolution des profils de vitesses circonférentielles montre que, quelle que soit la position radiale, l'écoulement est scindé en trois zones que sont les deux couches limites et le noyau central caractérisé par un gradient de vitesse nul. On constate que la valeur du taux de prérotation K_0 augmente à mesure que G diminue. Cela se vérifie sur les évolutions de vitesse tangentielle à mi-hauteur de cavité (figures C.53 et C.67). Dans tous les cas, cette valeur de K_0, qui est supérieure ou égale à 0,2, est suffisamment élevée pour que le noyau central tourne en bloc près du centre de la cavité. Toutefois, on n'atteint pas systématiquement la valeur théorique de 0,382. Cela confirme la conclusion de Daily et Nece [7] dénotant la sensibilité de ce taux de rotation aux variations du paramètre G. De plus, on observe que le domaine dans lequel le noyau central tourne en bloc est d'autant plus étendu dans la direction radiale que G diminue.

En ce qui concerne la composante radiale de la vitesse, les profils se superposent parfaitement dans la partie inférieure de la cavité ($z/H < 0,5$) et l'on constate de grosses disparités au niveau de la couche limite stator qui s'estompent à mesure que l'on s'approche de la périphérie.

Pour ce qui est des auto-corrélations et de corrélations croisées de vitesses, les profils sont identiques. Le cas $G = 0,05$ sans carter se distingue néanmoins pour des positions radiales telles que $\hat{r} > 0,8$. A la position radiale $\hat{r} = 0,976$, cette différence devient conséquente dans le noyau central, les niveaux de corrélations étant deux fois plus importants en milieu de veine en comparaison des cas $G = 0,07$ et $G = 0,08$. En présence du carter, G n'a pas d'influence sur les auto-corrélations et corrélations croisées de vitesse.

Enfin, la pression totale est négative pour $\hat{r} < 0,6$. Dans cette zone, elle est d'autant plus éloignée de la pression atmosphérique que la valeur de G est petite. Au-delà de cette position radiale ($\hat{r} > 0,6$), les profils se superposent.
L'évolution de la pression statique mesurée sur le stator est conforme à celle de la vitesse tangentielle à mi-hauteur de cavité.

Les profils expérimentaux, sur lesquels se basent les explications du second chapitre, sont présentés en annexe C.

Chapitre 3 : Effets de bord

Nous avons observé au chapitre précédent que l'écoulement non soumis à un flux superposé dans une cavité de type rotor-stator ouverte en périphérie dépend largement des conditions d'entrée du fluide à la périphérie des disques, en particulier du taux de prérotation K_0. La vitesse circonférentielle adimensionnée à mi-hauteur de cavité K évolue à mesure que l'on s'approche du centre de la cavité vers une valeur finale atteinte lorsque l'écoulement est de type Batchelor, c'est-à-dire que le noyau central est animé d'une rotation en bloc pour lequel la composante radiale de la vitesse est nulle. K vaut alors environ 0,4. Ce type d'écoulement ne peut être atteint seulement si la valeur de K_0 est suffisamment proche de 0,4 et indépendamment du fait qu'elle soit inférieure ou supérieure à la valeur finale.

Il est alors intéressant de mener une étude sur la zone d'entrée à l'extérieur de la cavité inter-disques. Pour cela, la technique expérimentale retenue est la sonde dotée de trois trous car la composante axiale de la vitesse ne peut être négligée à l'extérieur de la cavité. Par ailleurs, une étude numérique est réalisée à l'aide du code de calcul Fluent 6.2.16. Cette étude a été initiée en partenariat avec l'Université de Florence, le but étant de vérifier s'il y a une bonne concordance entre ces résultats de calcul et l'expérience sur les quelques configurations les plus significatives. Etant donné la bonne corrélation, une campagne supplémentaire de simulations numériques a été mise en place pour compléter nos résultats expérimentaux.

Au cours de ce chapitre, la vitesse de rotation du rotor est fixée de sorte que $Re = 1,47.10^6$. Le paramètre de forme de la cavité retenu est $G = 0,08$. De ce fait, le nombre d'Ekman est fixé à $Ek = 1,06.10^{-4}$.

3.1 Présentation du code de calcul

Les nombres sans dimension Re, Ek et G étant fixés, l'étude numérique est basée sur quatre configurations permettant d'étudier l'influence de la variation du paramètre λ ainsi que de l'apport d'un carter autour du rotor (figure 3.1).

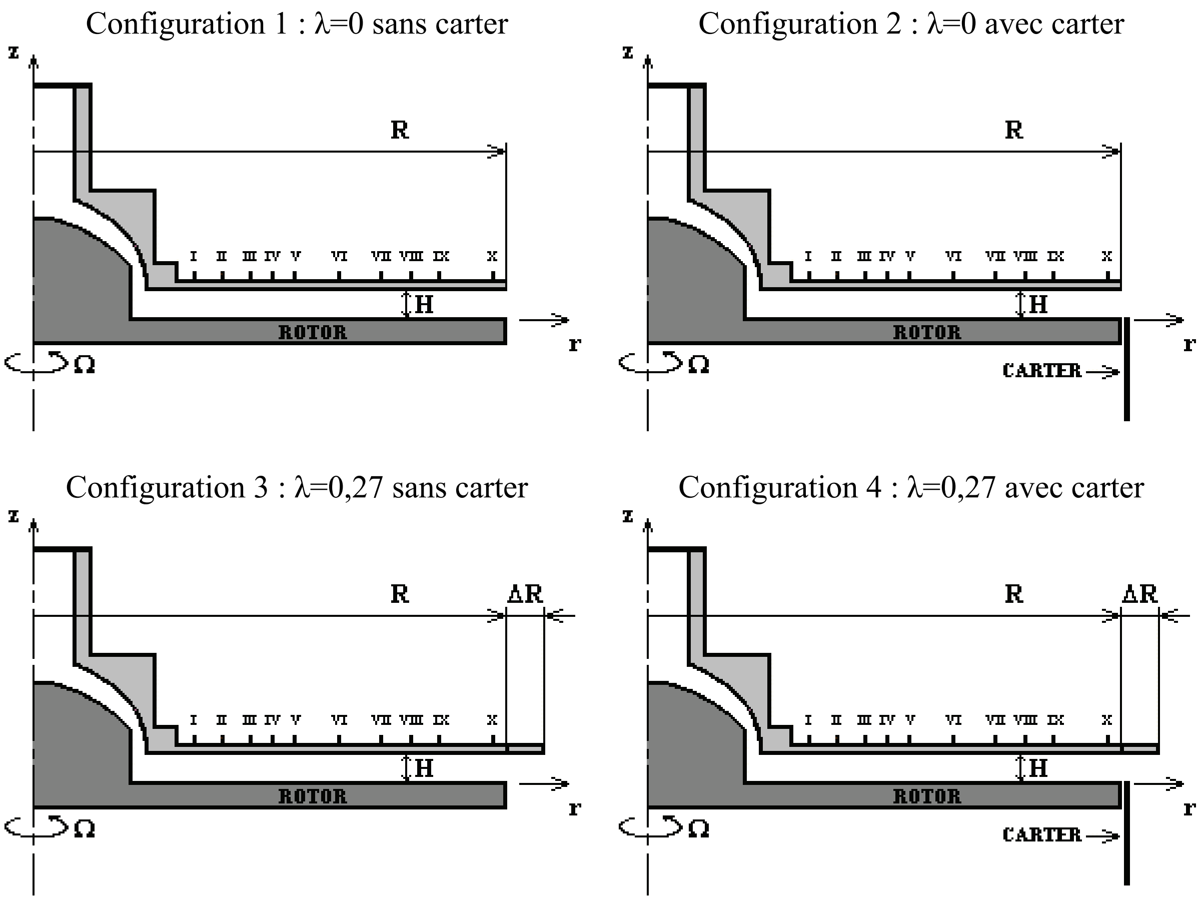


Figure 3.1 : Schéma des quatre configurations testées avec Fluent

$$\mathrm{G} = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^{6} \quad et \quad \mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$$

3.1.1 Maillage et conditions aux limites

On considère que le fluide évolue selon une symétrie axiale, ce qui permet de ne modéliser qu'une partie du domaine complet et d'inclure une condition d'axisymétrie sur les frontières radiales. Une condition de pression constante est imposée en ce qui concerne les parois hautes, basses ainsi qu'extérieures. Ailleurs, une condition de vitesse nulle est fixée sauf en ce qui concerne la vitesse circonférentielle sur le rotor ainsi que sur le moyeu central.
La sensibilité de l'écoulement au domaine d'extension a été testée : le domaine extérieur à la cavité est étendu à 3,5 fois la hauteur en dessous du rotor et à deux fois le rayon en ce qui concerne l'extension radiale.

Une grille a été générée pour chacune de ces quatre configurations. Les maillages, hybrides, ont été automatiquement créés à l'aide du logiciel Centaur. Chaque grille de calcul comporte approximativement 4.10^{5} éléments.

Des détails sur les différents maillages sont proposés sur la figure suivante :

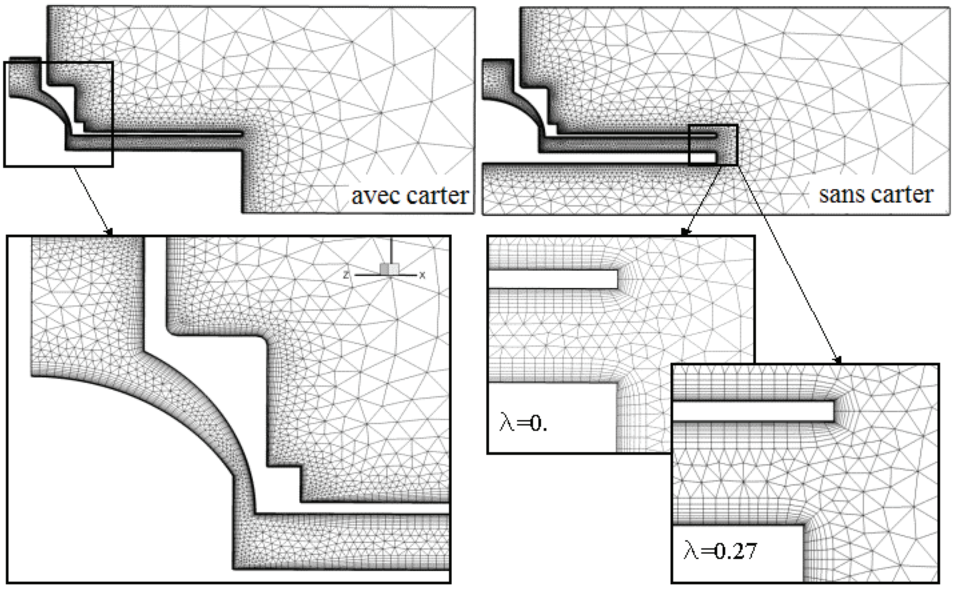


Figure 3.2 : Détails sur la discrétisation géométrique

3.1.2 Modèle de turbulence

Trois modèles de turbulence ont été testés lors de cette campagne d'essais, il s'agit en premier lieu du modèle k-ε, avec loi de paroi, fréquemment utilisé pour les écoulements à nombre de Reynolds élevé, vient ensuite un essai avec le modèle k-ω proposant une meilleure estimation de la turbulence au niveau des parois. Le modèle de turbulence k-ω SST est une combinaison des modèles k-ε et k-ω, il en regroupe les points positifs de chacun.
Une comparaison de chacun de ces modèles est réalisée avec l'expérience dans la configuration 2 :

$$G=0{,}08; \quad Re=1{,}47.10^{6}; \quad Ek=1{,}06.10^{-4}; \quad \lambda=0 \quad \text{avec} \quad \text{carter}$$

La meilleure corrélation entre résultats numériques et expérimentaux est obtenue avec le modèle de turbulence k-ω SST. Il est donc retenu pour fermer le système d'équations.

Pour ce modèle de turbulence, la taille de la plus petite maille est $1{,}13\ mm^3$ et la distance minimale d'une paroi est $0{,}1\ mm$. Les valeurs de y+ sont les suivantes :

Configuration	Valeur de λ	Présence du carter	Valeur de y+
1	0	Non	13,78
2	0	Oui	7,43
3	0,27	Non	12,78
4	0,27	Oui	7,19

3.1.3 Validation du code de calcul

La validation du code de calcul est effectuée pour deux configurations (figure 3.3).
La première se résume au cas de la cavité fermée. Il est admis que l'écoulement est de type Batchelor pour l'ensemble des positions radiales à l'intérieur de la cavité. Cela se caractérise par une vitesse tangentielle évoluant en KΩr où K est constant. Une droite pointillée symbolise l'écoulement de Batchelor, la valeur de K retenue ici vaut 0,41. Rappelons qu'à ce jour, aucune valeur unique de K n'est définie, celle-ci variant entre 0,3 et 0,5 dans la littérature.
La seconde comparaison est effectuée sur la configuration 1 (figure 3.1). La cavité est composée de deux disques de rayons égaux et le carter n'est pas mis en place. Les résultats expérimentaux ont été présentés dans le second chapitre et seule l'évolution radiale de K est proposée ici.
Pour ces deux essais de comparaison, on constate une très bonne corrélation entre les résultats de simulation numérique et l'expérience.

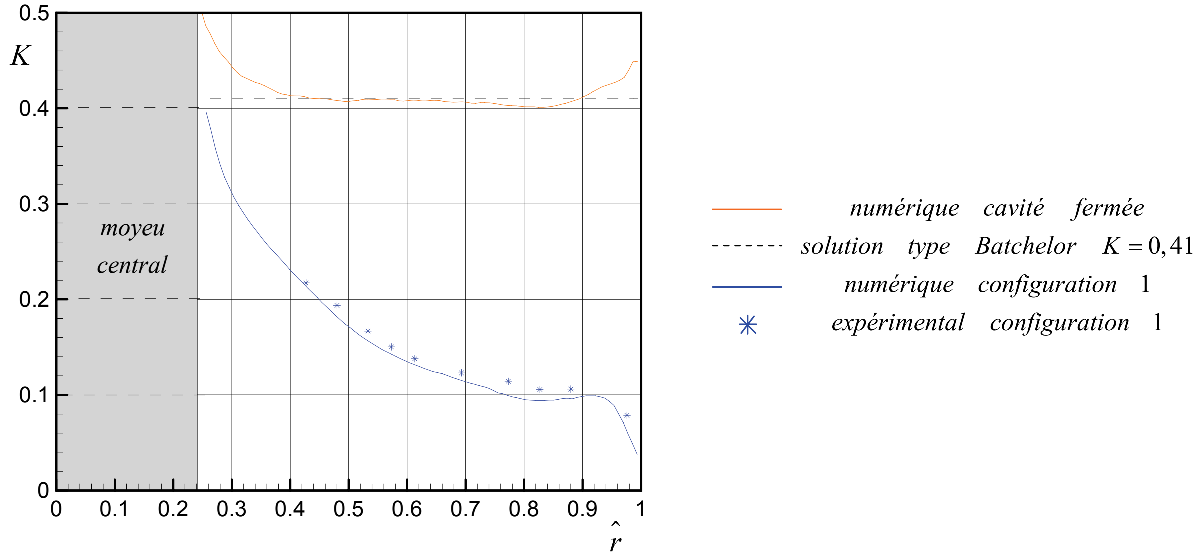


Figure 3.3 : Validation du code numérique

3.2 *Etude de l'influence d'un carter*

Pour rappel, le carter est composé d'une bande plastique d'épaisseur 2 mm enroulée autour du rotor. L'intérêt réside dans la volonté de réduire au maximum les effets centrifuges induits par la face inférieure du rotor ainsi que par son épaisseur. De cette façon, on suppose que les mouvements d'air en dehors de la cavité sont essentiellement produits par l'écoulement créé par le rotor à l'intérieur de la cavité. On rappelle que le carter ne sera pas entraîné en rotation et n'obstruera pas la cavité au cours de ce travail.

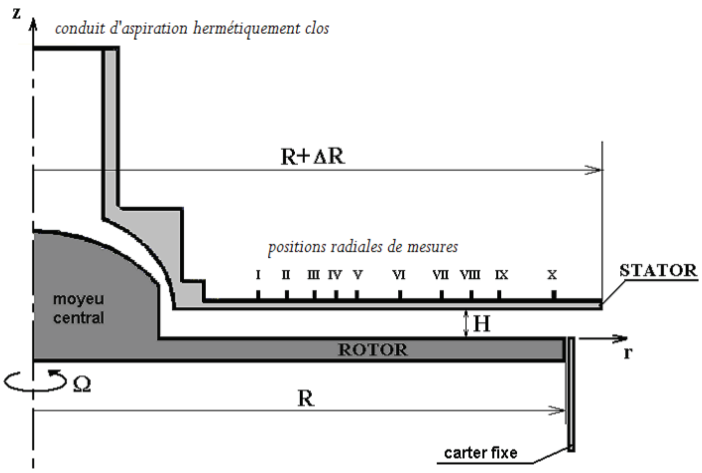


Figure 3.4 : Géométrie de l'installation expérimentale avec la mise en place du carter

L'étude de l'influence du carter est réalisée en deux étapes. La cavité est, dans un premier temps, formée de deux disques de rayons différents (λ=0,27). Des profils de vitesses permettent de visualiser l'écoulement à l'intérieur puis à l'extérieur de la cavité. Les résultats expérimentaux et numériques sont comparés. Dans un second temps, le rotor et le stator sont de même rayon, soit λ=0.

3.2.1 Influence du carter à λ=0,27

3.2.1.1 Ecoulement intérieur

On prend en considération les configurations 3 et 4 rappelées en début de chapitre. Les composantes tangentielle et radiale de la vitesse sont présentées en fonction de la côte axiale pour les dix positions radiales de mesure à l'intérieur de la cavité (figure 3.5 à 3.9).

En ce qui concerne la comparaison entre les résultats issus de l'expérience (symboles) et ceux provenant des calculs numériques (lignes), les profils se superposent pour des rayons tels que $r/R \leq 0,693$. Au-delà de ce rayon, une différence apparaît en ce qui concerne la vitesse tangentielle. Elle devient significative pour les rayons proches de la périphérie où l'écart entre l'expérience et le calcul atteint 20%. La corrélation entre numérique et expérimental reste très bonne pour la composante radiale, et ce quelle que soit la position radiale.

D'un point de vue qualitatif, on distingue parfaitement les trois domaines définis au second chapitre. L'écoulement est scindé en un noyau central séparé par les couches limites des deux disques. En ce qui concerne la composante radiale, le noyau central est doté d'une vitesse radiale nulle jusqu'à la position $r/R = 0,613$. On considère donc, à l'instar de ce qui a été présenté précédemment, que l'écoulement dans la cavité est de type Batchelor pour l'ensemble des rayons $r/R < 0,613$.

Au regard des expériences, les profils des deux composantes de la vitesse se superposent parfaitement pour $r/R > 0,613$. On peut donc conclure que la mise en place du carter n'influe pas sur l'écoulement inter-disques lorsque l'on se situe dans une zone proche de la périphérie des disques. Pour les rayons en deçà de la position $r/R = 0,613$, on constate l'apparition d'une différence entre les deux configurations, et ce seulement pour la vitesse circonférentielle. Pour le rayon le plus proche du centre de la cavité où une mesure expérimentale peut être prise, l'écartement entre les deux profils est de l'ordre de 15%, valeur qui est confirmée par la simulation numérique.

Ceci se vérifie à la lecture de l'évolution radiale du taux de rotation K (figure 3.7). La vitesse tangentielle à mi-hauteur de cavité ($z/H = 0,5$) est identique qu'il y ait ou non un carter, ce qui n'est plus le cas à l'approche du centre de la cavité, lorsque l'écoulement est de type Batchelor, même si la tendance est analogue. En effet, pour les rayons tels que $r/R < 0,613$, l'écoulement tend à évoluer vers une solution de type Batchelor dans les deux cas mais avec une valeur de K manifestement différente.

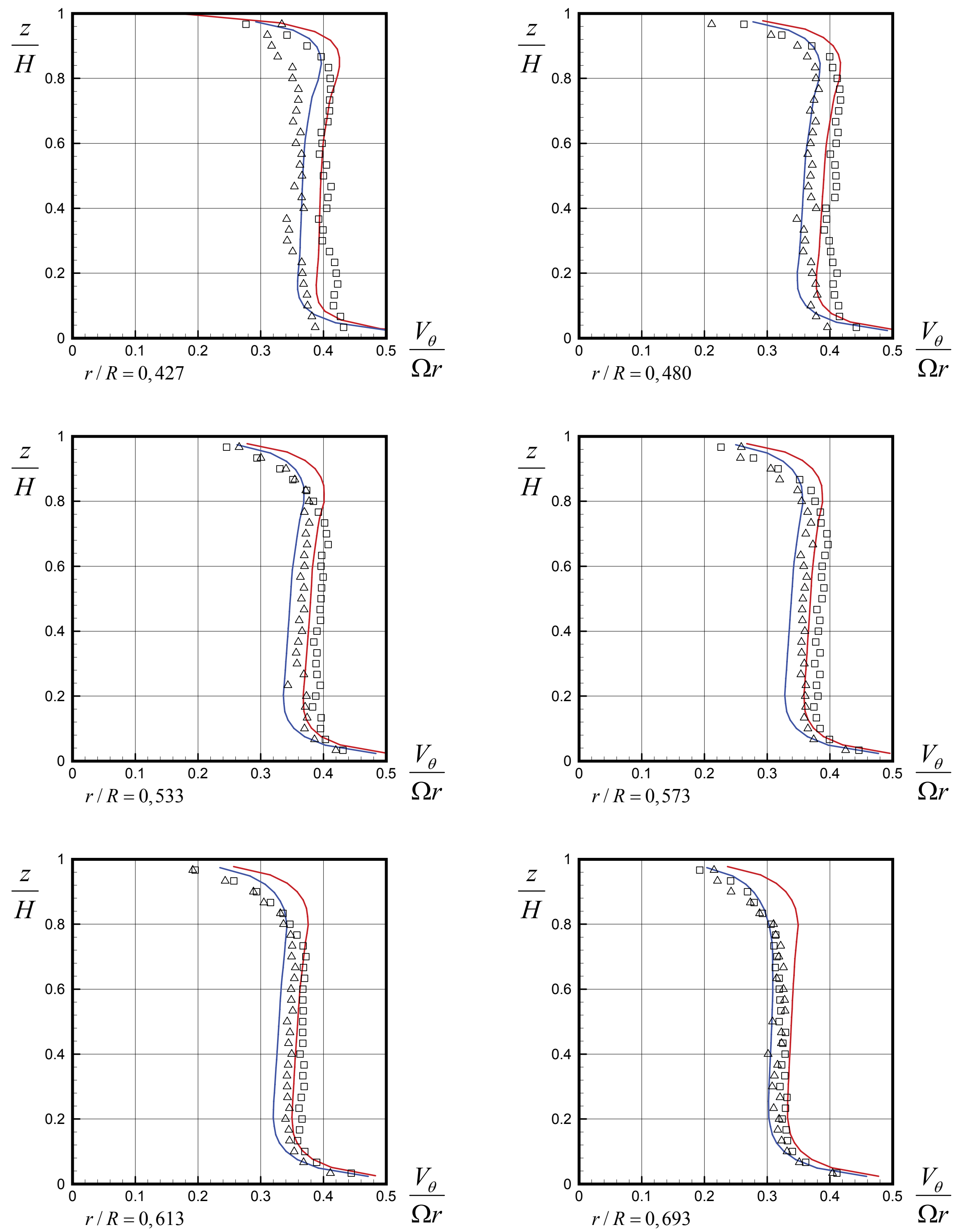


Figure 3.5 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

$$\mathrm{Re} = 1{,}47.10^{6};\quad \mathrm{Ek} = 1{,}06.10^{-4};\quad \mathrm{G} = 0{,}08;\quad \lambda = 0{,}27$$

Numérique avec carter

Numérique sans carter

□ *Expérience avec carter*

△ *Expérience sans carter*

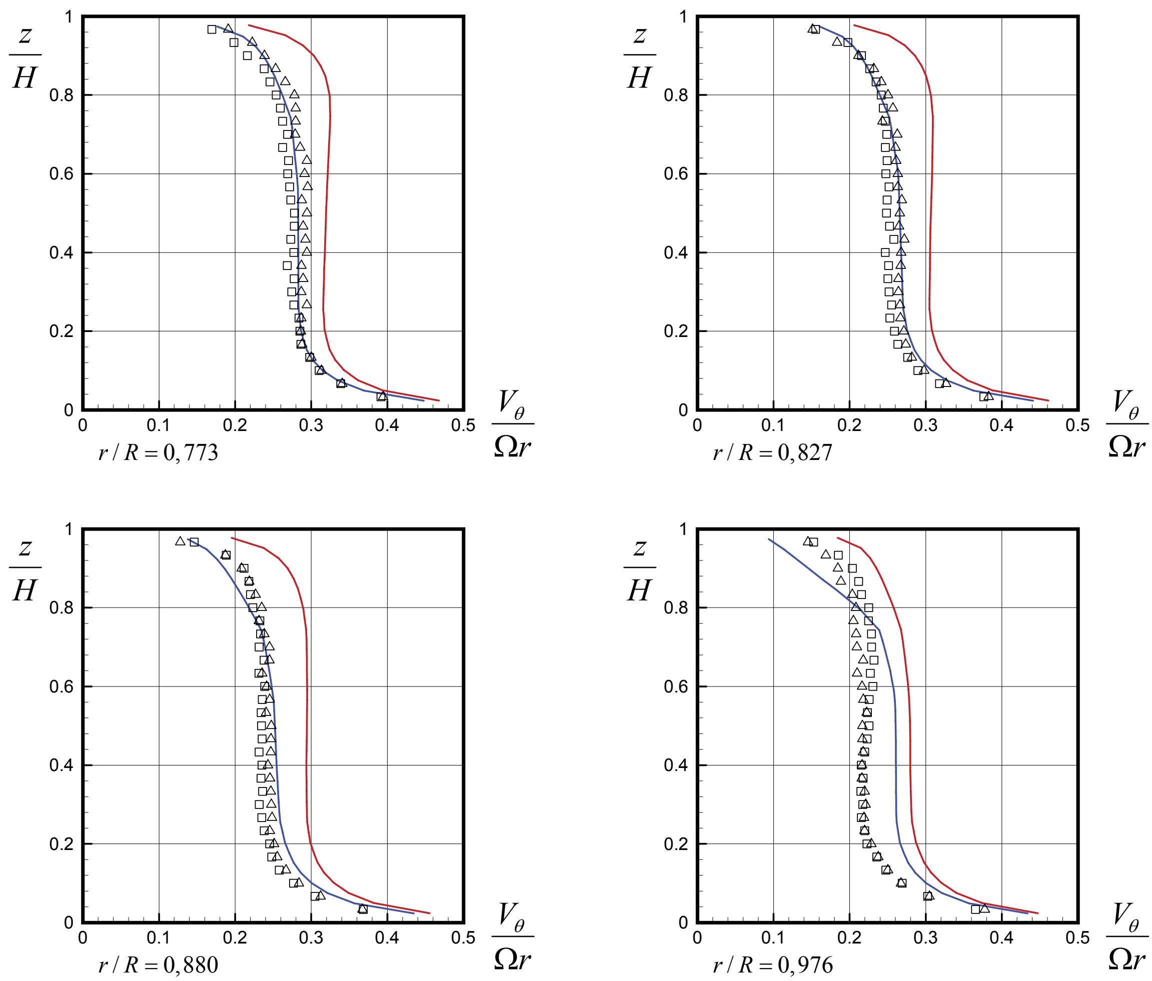


Figure 3.6 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

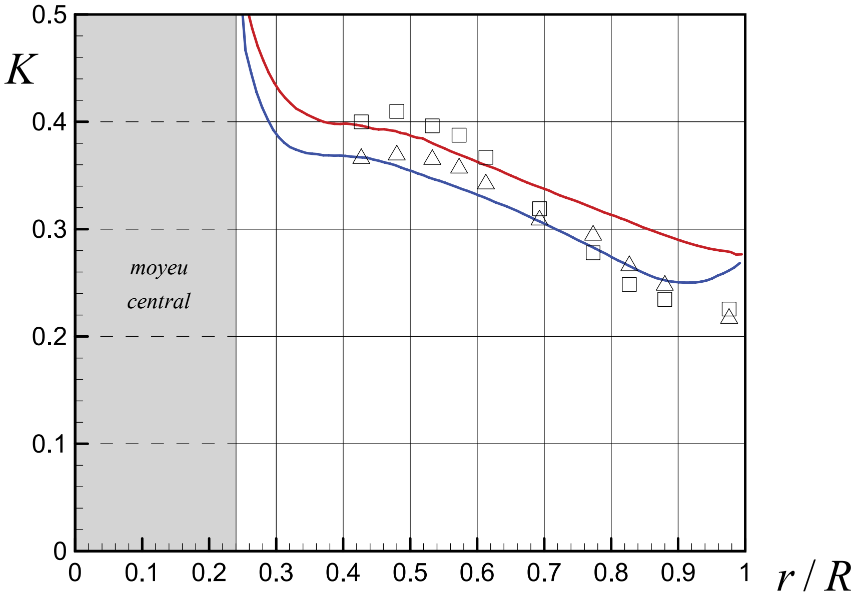


Figure 3.7 : Evolution radiale de K

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$; λ=0,27

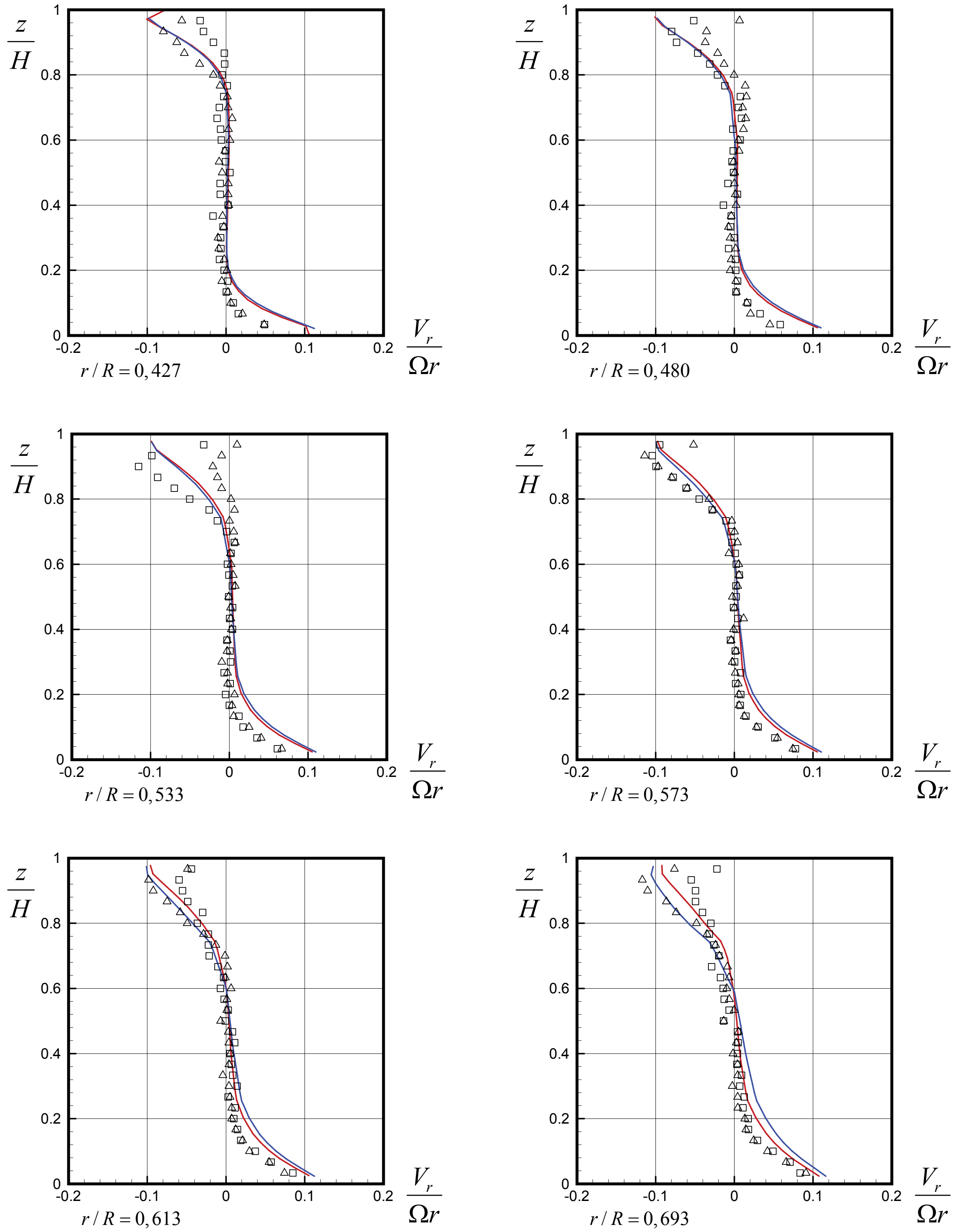


Figure 3.8 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$; λ=0,27

Numérique avec carter

Numérique sans carter

□ *Expérience avec carter*

△ *Expérience sans carter*

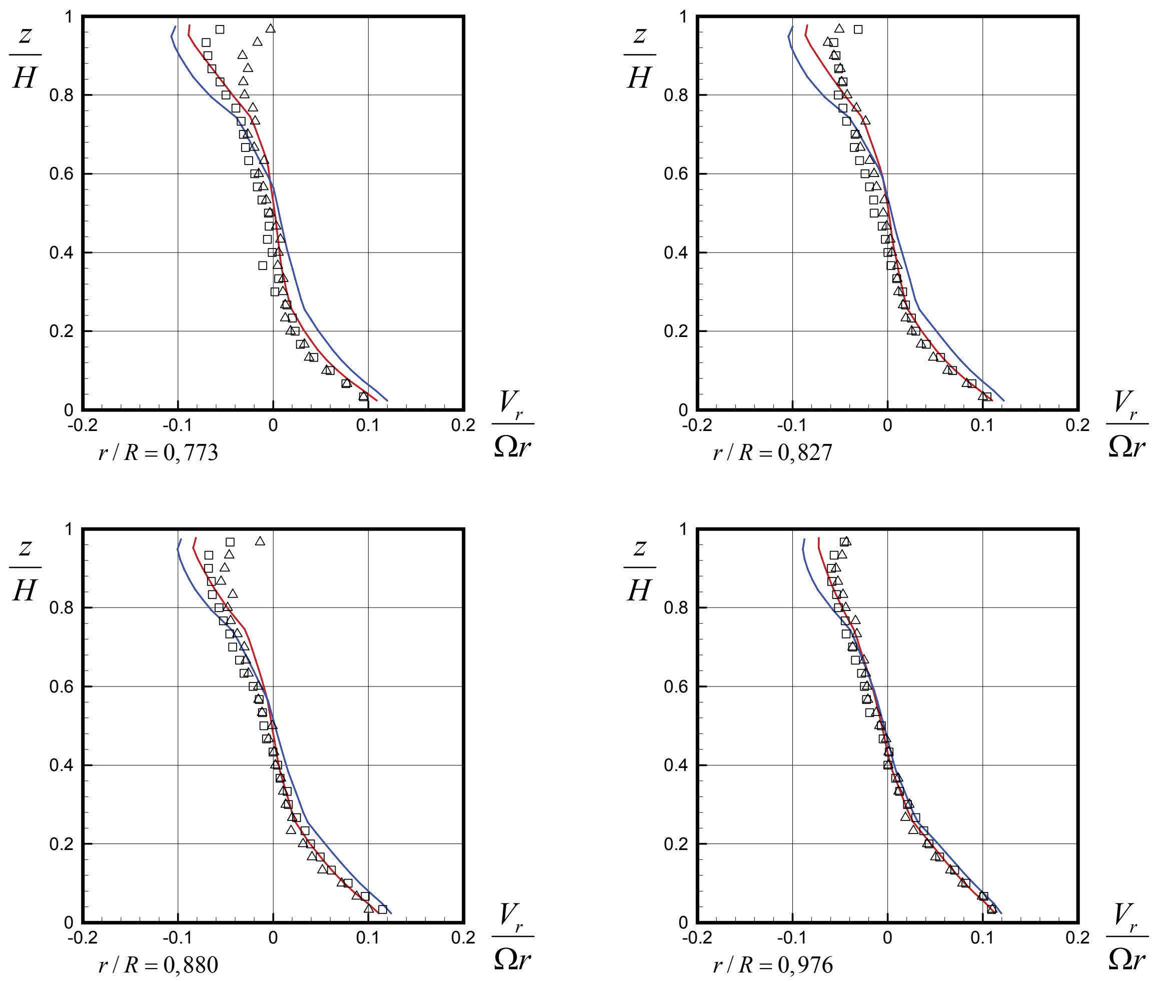


Figure 3.9 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1{,}47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1{,}06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0{,}08$; λ=0,27

3.2.1.2 Ecoulement extérieur

La figure 3.10 représente la configuration 3 pour laquelle le carter n'est pas monté sur l'installation.

A l'extérieur de la cavité, l'allure des profils de vitesse est conforme à nos attentes :
En ce qui concerne la composante tangentielle, on constate que la valeur maximale de vitesse adimensionnée vaut approximativement 0,26 et se situe à la cote $z/H = 0{,}1$, c'est-à-dire au niveau de la face supérieure du rotor où le fluide est expulsé de la cavité. Ce maxima est de l'ordre de grandeur de la valeur de K en périphérie des disques.

Pour la composante radiale, on distingue un profil similaire à ce que l'on trouve en périphérie des disques sur la hauteur de la cavité ($0 < z/H < 1$). La valeur maximale de vitesse radiale est de l’ordre de 7% de la vitesse de rotation du rotor. Un second maximum, d’amplitude double, correspond au fluide éjecté par la face inférieure du rotor ($z/H = -0,66$).

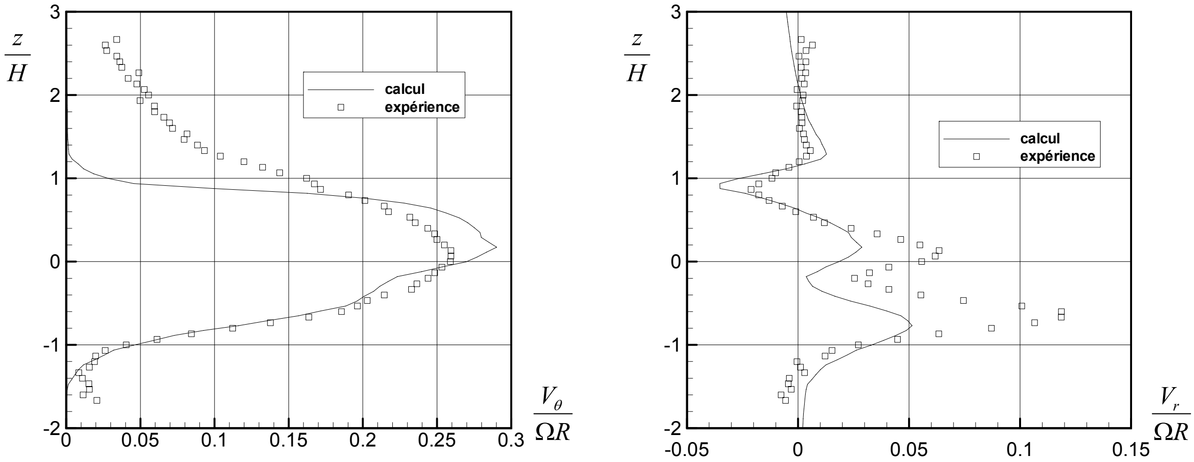


Figure 3.10 : Profils de vitesses tangentielles et radiales à $r/R = 1,027$

$\lambda = 0,27 \quad sans \quad carter$

On remarque là encore une très bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et ceux issus des simulations numériques en dehors de l’amplitude des vitesses radiales dont le rapport passe du simple au double. Les résultats expérimentaux montrent qu’en présence du carter, le maximum de vitesse circonférentielle adimensionnée est un peu plus faible, de l’ordre de 0,21 contre 0,26. On constate qu’il n’y a pas de mouvement de fluide en dessous de la hauteur de la cavité $z/H < 0$ (figure 3.11). Ceci se confirme à la lecture du profil de vitesse radiale, il n’existe plus qu’un unique maximum correspondant à la face supérieure du rotor mais dont la valeur est, cette fois, plus importante en présence du carter. En revanche, l’ordre de grandeur de cette valeur maximale est identique d'après les simulations numériques, que le carter soit monté ou pas.

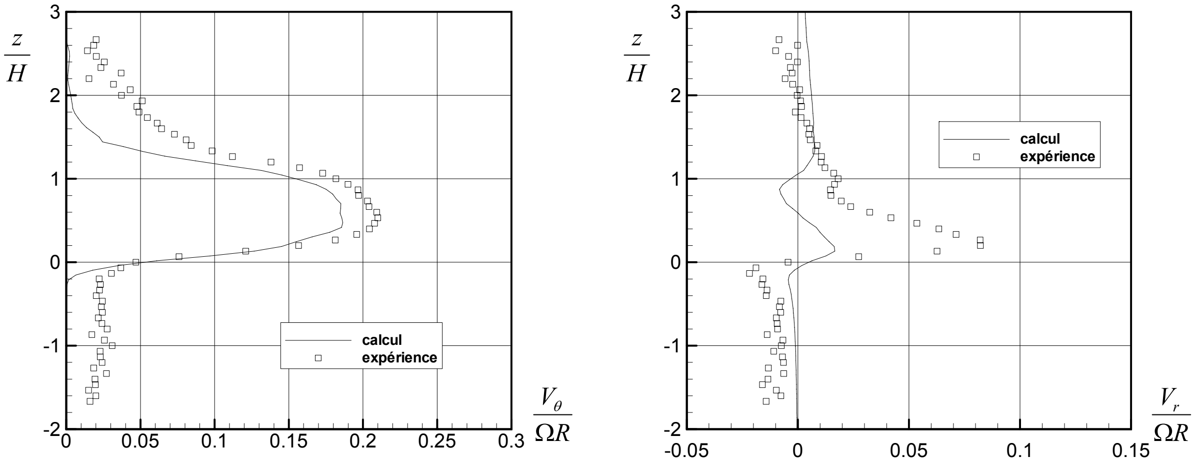


Figure 3.11 : Profils de vitesses tangentielles et radiales à $r/R = 1,027$

$\lambda = 0,27 \quad avec \quad carter$

Pour la configuration 4, dotée du carter, on note une corrélation correcte entre calcul et expérience, même si la différence d'ordre de grandeur des vitesses radiales est beaucoup plus importante.

On notera enfin que la vitesse radiale est toujours positive d'après les résultats issus de l'expérience, c'est-à-dire qu'il n'y a plus de débit radial entrant lorsque l'on se situe à 10mm du rotor. Le fluide éjecté par effet centrifuge doit nécessairement être compensé par une injection qui est réalisée au niveau du stator. Le fluide provient, *a priori*, d'une zone située au dessus du stator et parviendrait axialement au niveau de l'entrée de la cavité.

3.2.2 Influence du carter à λ=0

3.2.2.1 Ecoulement intérieur

La comparaison s'effectue à présent sur les configurations 1 et 2 pour lesquelles les deux disques sont de même rayon.
La première nommée a fait l'objet d'une étude au chapitre II et l'on a observé que les profils de vitesse radiale mettaient en évidence un débit radial sur toute la hauteur de la cavité, et ce pour l'ensemble des positions radiales sondées. Cela s'accompagne d'une vitesse circonférentielle dans le noyau central beaucoup plus faible que pour la configuration comportant un stator de diamètre plus grand ($\lambda = 0,27$).

La mise en place du carter modifie ici largement l'écoulement inter-disques. Le noyau central subit une rotation deux fois plus importante quelle que soit la position radiale, bien que l'allure des profils de vitesse tangentielle soit identique (figure 3.12 à 3.14). On observe également une différence significative en ce qui concerne les profils de vitesse radiale. En effet, Vr est nul dans le noyau central dès lors que $r / R < 0,573$ (figure 3.15 et 3.16).

Le carter augmente largement la valeur de prérotation K_0 en entrée de cavité, passant de 0,08 sans carter à 0,24. L'évolution du rapport des débits masses est tel que l'on se trouve en présence de l'écoulement de Batchelor au centre de la cavité pour une configuration comportant deux disques de rayons identiques. Ceci n'est pas le cas lorsque le carter n'est pas monté.

On remarque une bonne corrélation, une fois de plus, entre l'expérience et la simulation numérique. Il faut noter cependant quelques différences au niveau des vitesses radiales en périphérie des disques. D'autre part, en milieu de veine, un écart se crée pouvant atteindre 15%.

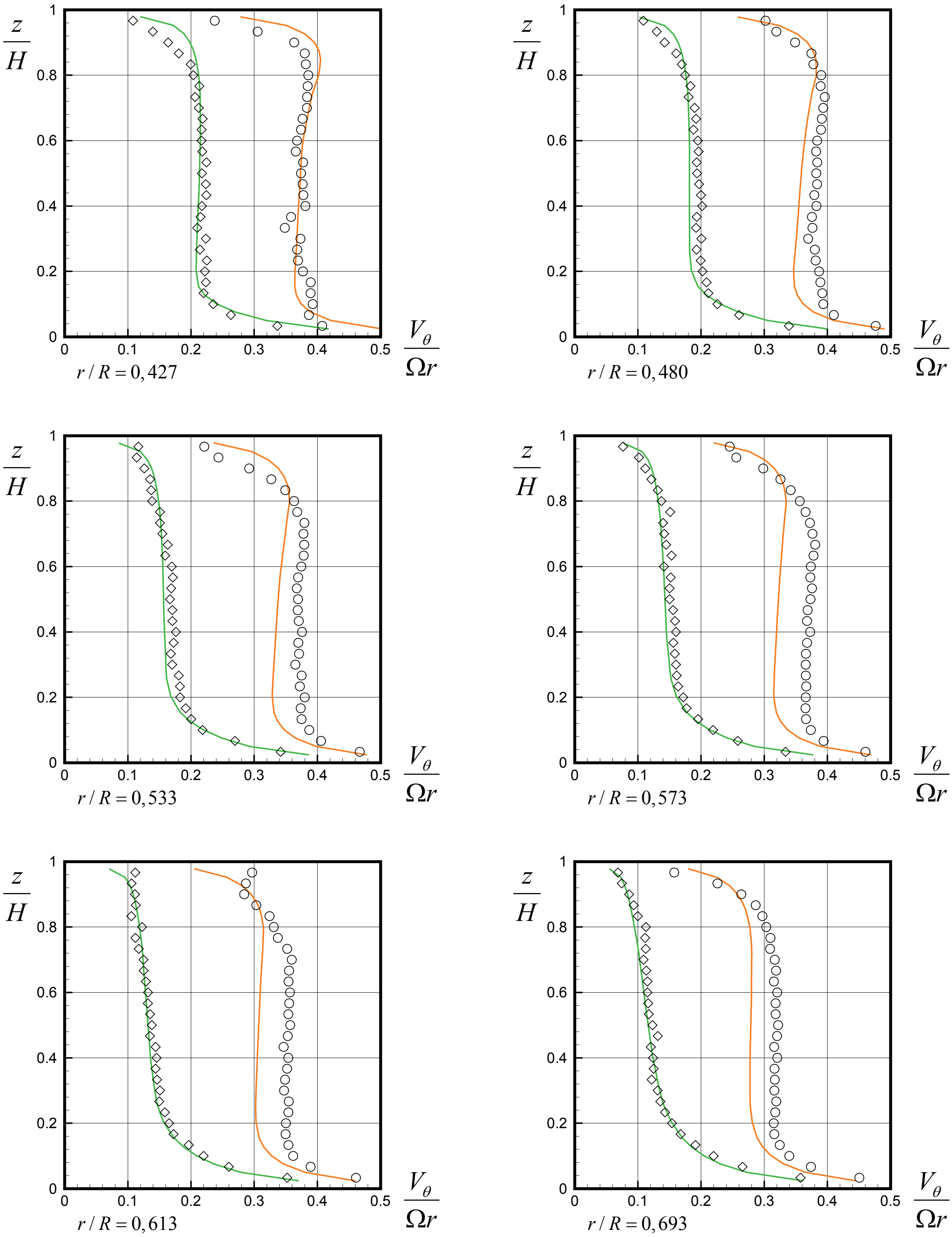


Figure 3.12 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

$\mathrm{Re}=1,47.10^6$; $\mathrm{Ek}=1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G}=0,08$; $\lambda=0$

Numérique avec carter
Numérique sans carter
Expérience avec carter
Expérience sans carter

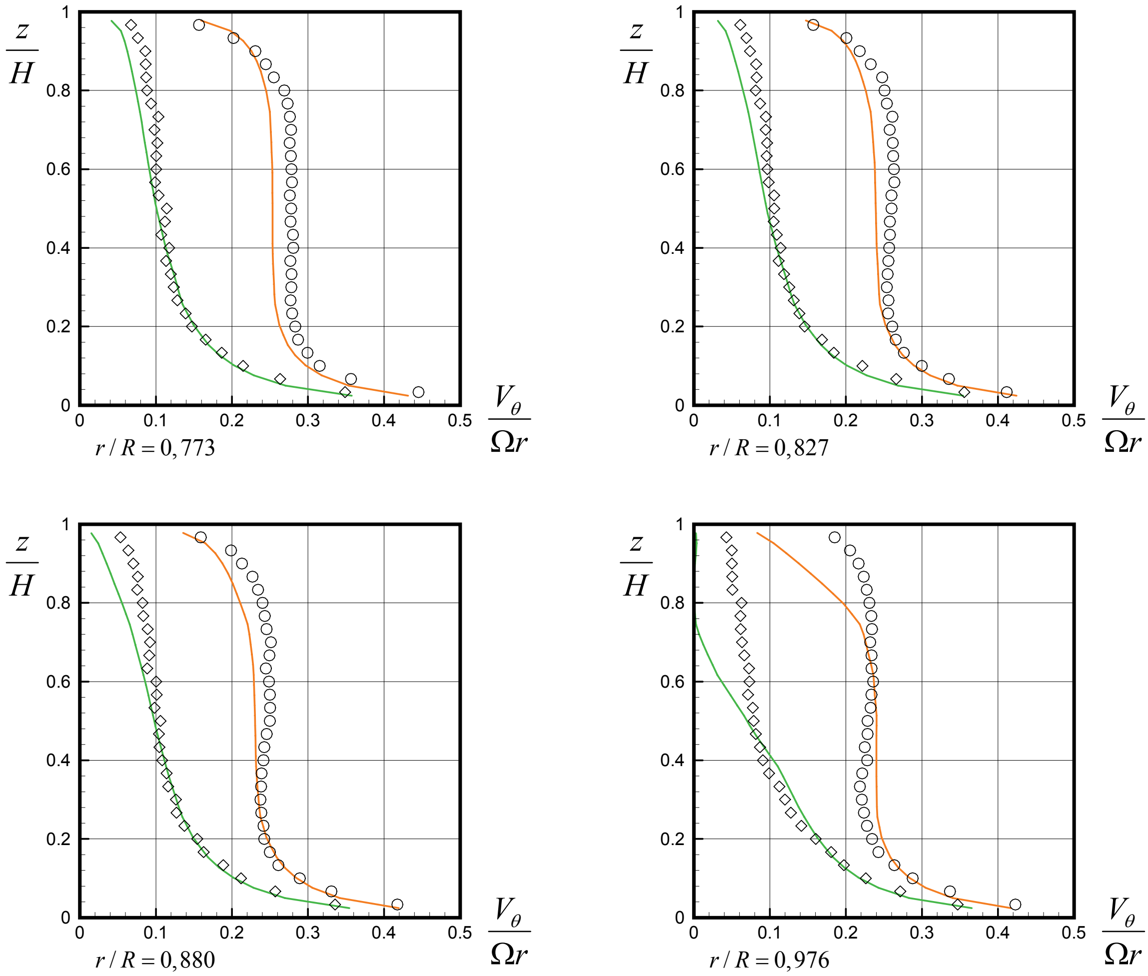


Figure 3.13 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

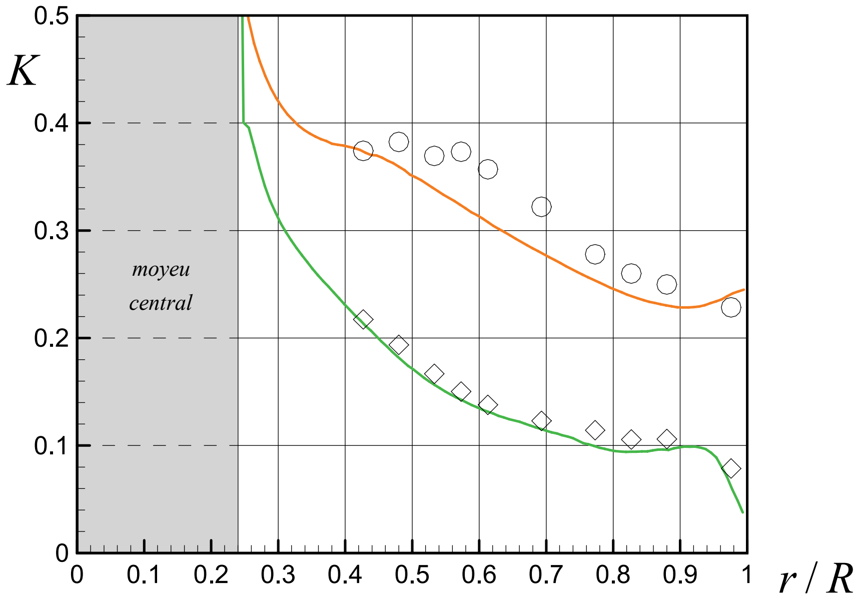


Figure 3.14 : Evolution radiale de K

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$; $\lambda = 0$

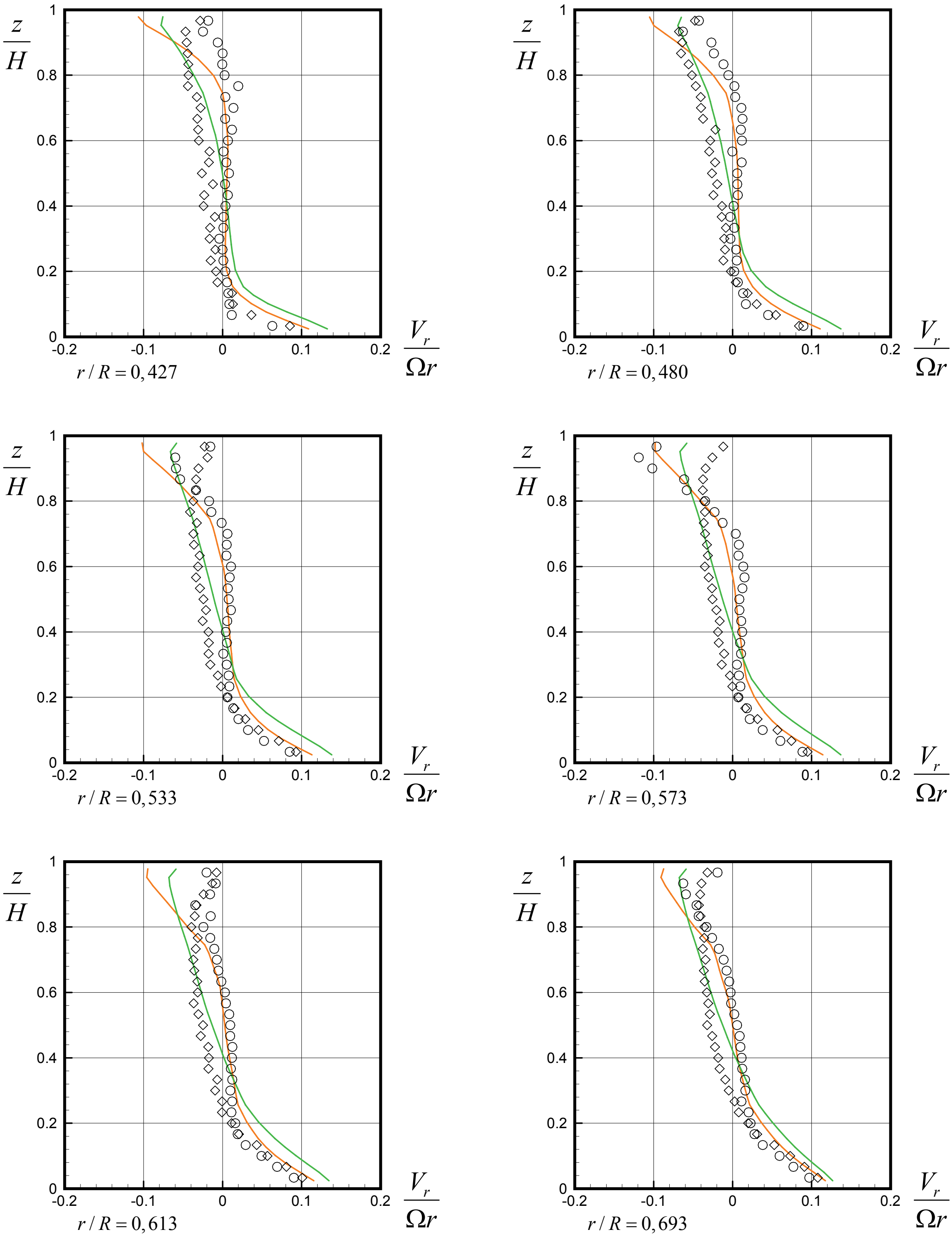


Figure 3.15 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$; $\lambda = 0$

— (orange)	*Numérique avec carter*
— (vert)	*Numérique sans carter*
○	*Expérience avec carter*
◊	*Expérience sans carter*

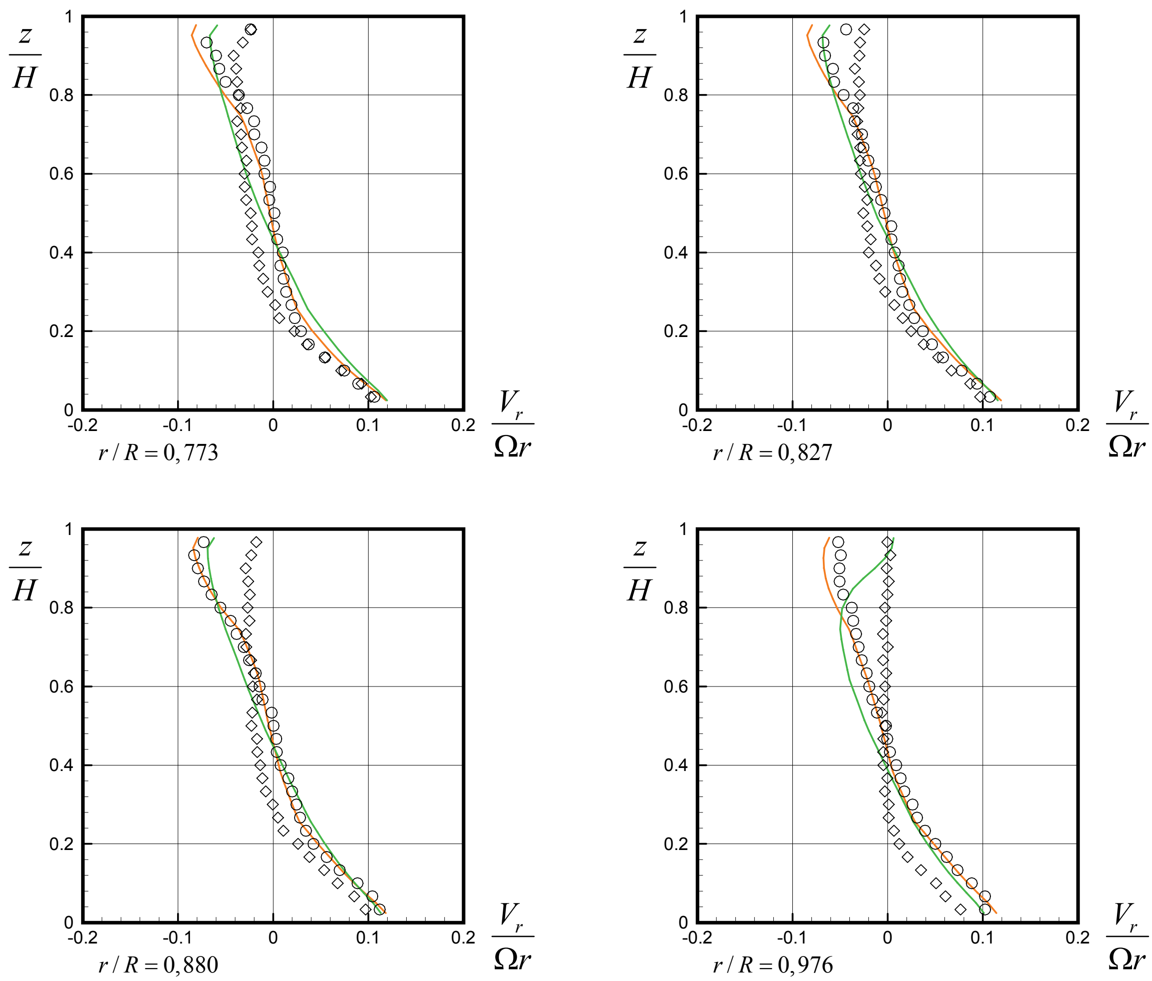


Figure 3.16 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$; $\lambda = 0$

Numérique avec carter

Numérique sans carter

○ *Expérience avec carter*

◊ *Expérience sans carter*

3.2.2.2 Ecoulement extérieur

A première vue, les profils de vitesses à l'extérieur de la cavité sont semblables à ceux présentés pour les deux premières configurations ($\lambda = 0,27$). On observe ainsi que les profils de vitesses radiales sont deux à deux similaires pour les configurations 1 et 3 d'une part (sans carter), 2 et 4 d'autre part (avec carter).

Ainsi, lorsque le carter n'est pas installé, on distingue les deux mêmes zones d'éjection de fluide sur le profil de vitesse radiale (figure 3.17). Cette fois encore, c'est à hauteur de la face inférieure du rotor qu'apparaît le niveau maximal de vitesse radiale.

Pour ce qui est de la composante tangentielle, la vitesse maximale est relevée non plus au niveau de la face supérieure du rotor mais à mi-hauteur de son épaisseur ($z/H = 0{,}33$) et la valeur de ce maxima est de l'ordre de 0,22, ce qui est deux fois supérieur à la vitesse circonférentielle rencontrée à la sortie des disques (K_0).

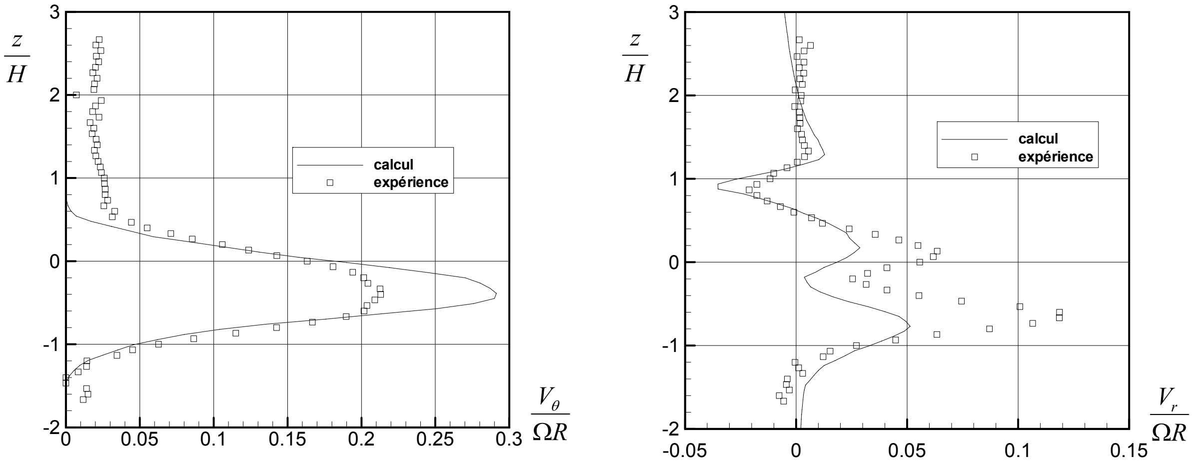


Figure 3.17 : Profils de vitesses tangentielles et radiales à $r/R = 1{,}027$

$\lambda = 0 \quad sans \quad carter$

Lorsque le carter est en place, le maximum de vitesse tangentielle adimensionnée se situe à mi-hauteur de cavité ($z/H = 0{,}5$). A 10 mm de la sortie de cavité, le fluide tourne à 20% de la vitesse périphérique du disque comme l'attestent les deux sources de résultats (figure 3.18). On observe l'éjection radiale de fluide due à l'effet centrifuge sur le profil de vitesse radiale. Là encore, Vr est positif sur toute la hauteur de cavité.

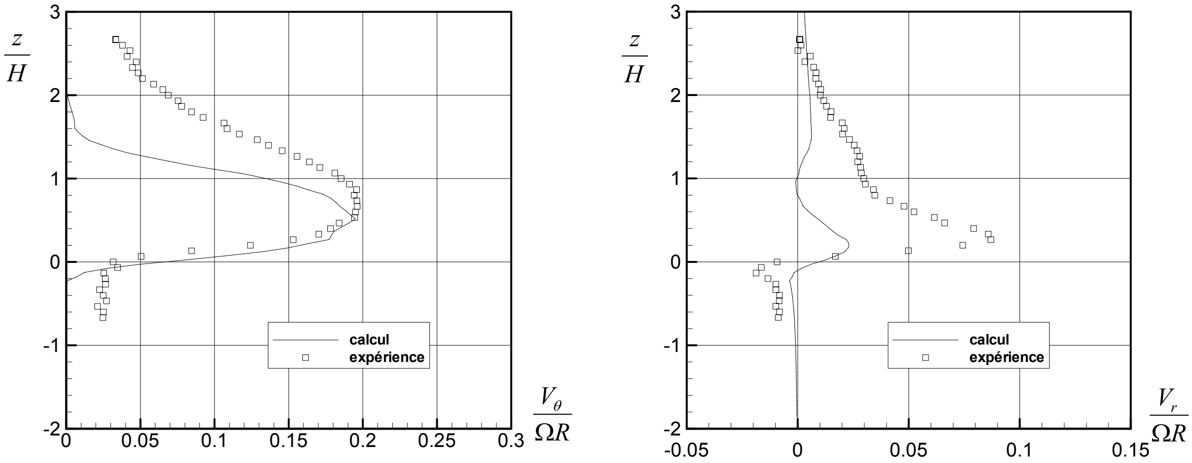


Figure 3.18 : Profils de vitesses tangentielles et radiales à $r/R = 1{,}027$

$\lambda = 0 \quad avec \quad carter$

3.2.3 Conclusion

L'intérêt du carter est de réduire au maximum l'écoulement créé par les faces extérieures du rotor, n'a d'influence que lorsque les disques sont de mêmes rayons ($\lambda = 0$). L'écoulement inter-disques est identique en ce qui concerne les configurations 3 et 4, dotées du stator de diamètre plus grand.
Le carter remplit cependant bien son rôle si l'on s'en tient aux profils de vitesse à l'extérieur de la cavité. En effet, on constate qu'il n'y a pas d'écoulement radial de fluide en dessous du rotor en sa présence.
Enfin, la corrélation entre résultats expérimentaux et numériques est bonne, que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité hormis l'ordre de grandeur des vitesses radiales.

3.3 Etude de l'influence du paramètre λ

L'objet de la présente partie est de rendre compte de l'influence du paramètre λ sur la nature de l'écoulement interdisques.

Dans un premier temps, cette étude est basée sur les configurations 1 et 3, c'est-à-dire sans la présence du carter contre le rotor. Deux stators ont été testés lors des campagnes de mesures expérimentales de telle sorte que le paramètre λ soit égal à 0 et 0,27. Comme rappelé en début de premier chapitre, il existe deux réseaux de courbes selon que λ soit négatif ou supérieur à 0,25 selon Djaoui et al. [13] (figure 3.19). Ceci se confirme par les présentes expériences (cf chapitre 2).

Par comparaison avec l'expérience, on a conclu que les simulations numériques représentent correctement l'écoulement à l'intérieur de la cavité pour $\lambda = 0$ et $\lambda = 0,27$ (figures 3.5 à 3.9 et 3.12 à 3.16). Etant donné la difficulté de faire varier expérimentalement la valeur de λ, la simulation numérique est privilégiée au cours de cette partie. En effet, on présume que le code de calcul peut nous permettre de connaître la nature de l'écoulement entre ces deux valeurs de λ, c'est-à-dire dans l'intervalle [0 ; 0,27]. Deux résultats de calculs pour des valeurs de λ au-delà de 0,27 sont également présentés, il s'agit des cas $\lambda = 0,4$ et $\lambda = 1$.

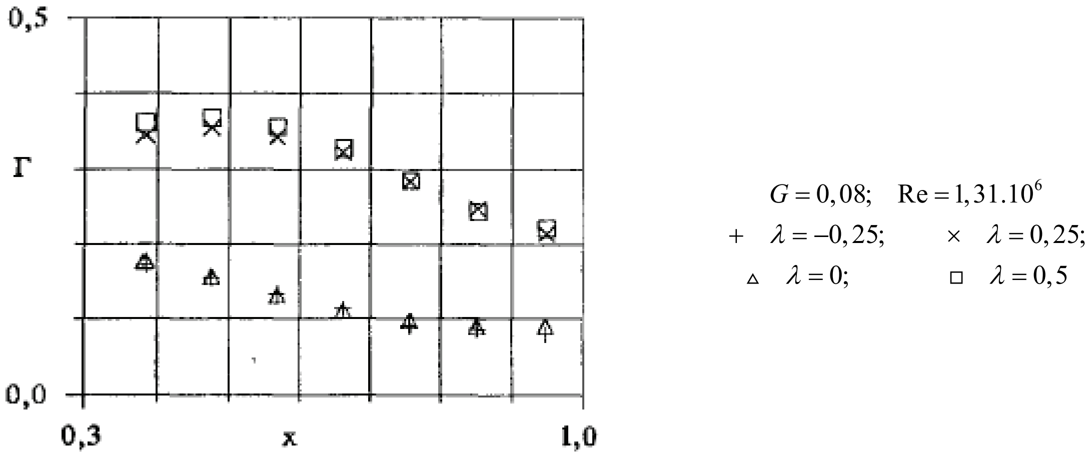


Figure 3.19: Coefficient d'entraînement ($\Gamma = K$), d'après Djaoui et al. [13]

3.3.1 Influence du paramètre λ sans carter

Les composantes radiales et tangentielles de la vitesse sont représentées en fonction de la côte axiale pour six valeurs de λ (0 ; 0,13 ; 0,20 ; 0,27 ; 0,40 et 1). Seuls les profils obtenus en simulations numériques sont présentés pour cette comparaison. En outre, ces résultats de calcul permettent également de se rendre compte de l'ordre de grandeur des vitesses axiales à l'intérieur de la cavité.

3.3.1.1 Ecoulement intérieur

Les profils de vitesse tangentielle à l'intérieur de la cavité ont la même allure générale que ceux décrits précédemment, c'est-à-dire que l'on distingue parfaitement le noyau central, où le taux de rotation $V_\theta / \Omega r$ est invariant à la position axiale, séparant les deux couches limites adjointes aux disques. Cette indépendance de $V_\theta / \Omega r$ reste vraie jusqu'à la position radiale $r / R = 0,613$ pour les trois valeurs les plus faibles de λ et jusqu'à la périphérie dès $\lambda = 0,27$ (figure 3.20 et 3.21).

A la lecture de ces profils, on note que la vitesse circonférentielle évolue de façon graduelle avec λ. On constate également que les profils des cas $\lambda = 0,40$ et $\lambda = 1$ se superposent, nous conduisant à penser que le profil obtenu pour le cas $\lambda = 0,40$ correspond aux vitesses tangentielles maximales pouvant être rencontrées entre les disques.
Cela n'est pas en contradiction avec les résultats obtenus par Djaoui et al. [13] (figure 3.19). Une évolution graduelle doit probablement exister dans l'intervalle [0 ; 0,25]. Au cours de l'expérience de Djaoui et al. [13] et lors de nos simulations, on note que $V_\theta / \Omega r$ atteint un maximum pour une certaine valeur de λ. Celle-ci est comprise entre 0,27 et 0,40 dans notre cas, elle est déjà atteinte à 0,25 pour Djaoui et al. [13].

L'évolution radiale du taux K montre qu'en entrée de cavité, le coefficient de prérotation K_0 est inférieur à 0,1 pour $\lambda \leq 0,20$ alors qu'il est supérieur à 0,25 pour les autres cas (figure 3.22). Si l'on se base sur l'idée développée au chapitre précédent concernant le rapport entre K_0 et la nature de l'écoulement dans la cavité, on peut conclure que seules les configurations telles que $\lambda \geq 0,27$ laisseront apparaître un écoulement de type Batchelor lorsque l'on se rapproche du centre de la cavité. Cela se confirme à la lecture des profils de vitesse radiale (figure 3.23 et 3.24), Vr est nul dans le noyau central pour $r/R < 0,573$ pour le cas $\lambda = 0,27$ et cette caractéristique est encore vraie jusque $r/R = 0,693$ lorsque $\lambda \geq 0,4$. Enfin, le noyau central n'admet pas de vitesse radiale nulle pour $r/R \leq 0,2$.

Les profils de vitesses axiales sont proposés dans cette partie (figure 3.25 et 3.26). En dehors de la position radiale la plus proche de la périphérie, ces vitesses sont négatives quelle que soit la côte axiale. L'échange de fluide entre les deux couches limites s'effectue toujours de la couche limite stator vers celle du rotor du fait de l'éjection de fluide par effet centrifuge au niveau du rotor.

Sur l'ensemble des profils, la vitesse axiale relevée n'excède pas 5% de la vitesse tangentielle à la même position. L'utilisation de l'anémométrie à fils chauds avec une sonde dotée de deux fils n'est donc pas à remettre en cause.

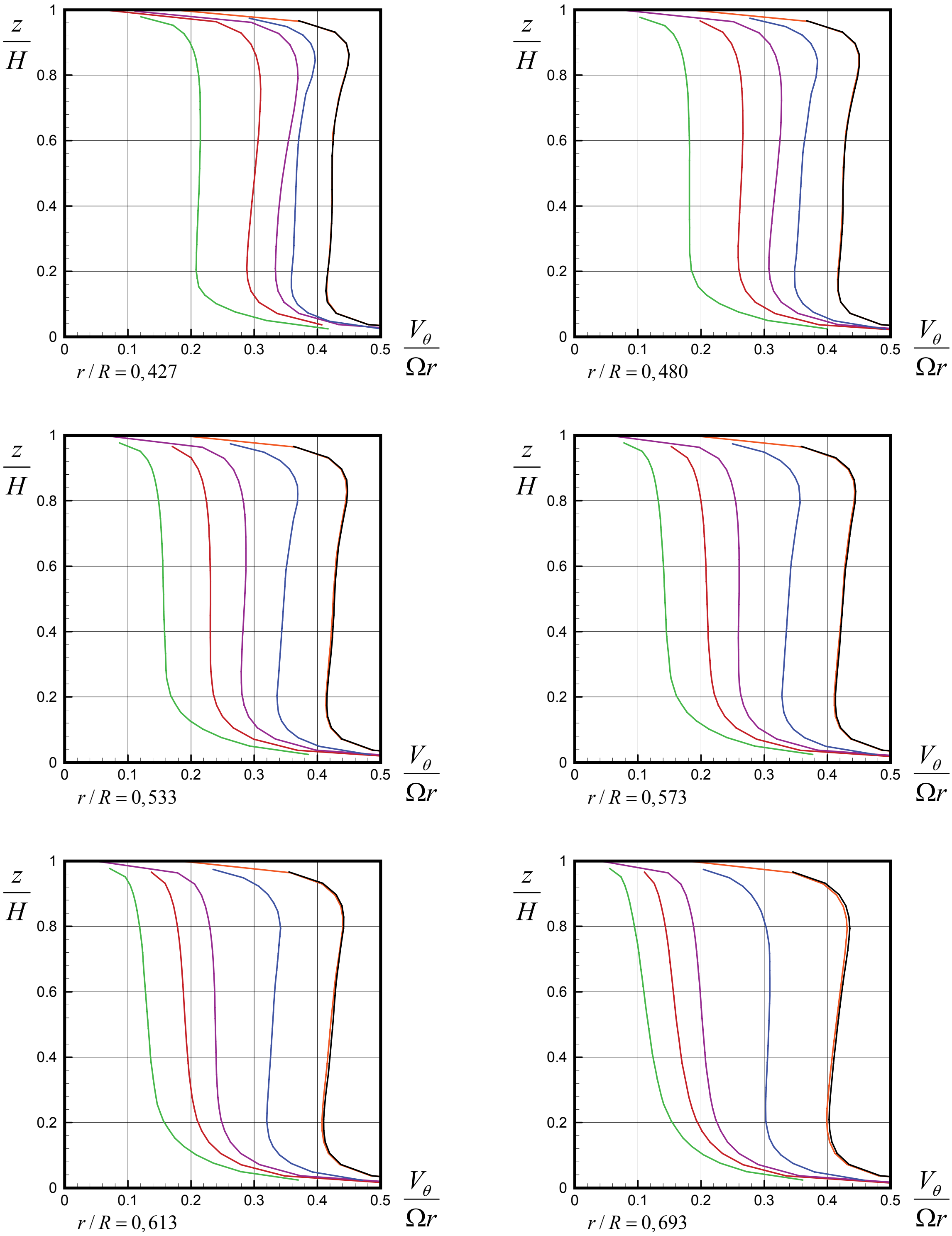


Figure 3.20 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *sans carter*

$\lambda = 0$ $\lambda = 0,27$

$\lambda = 0,13$ $\lambda = 0,40$

$\lambda = 0,20$ $\lambda = 1$

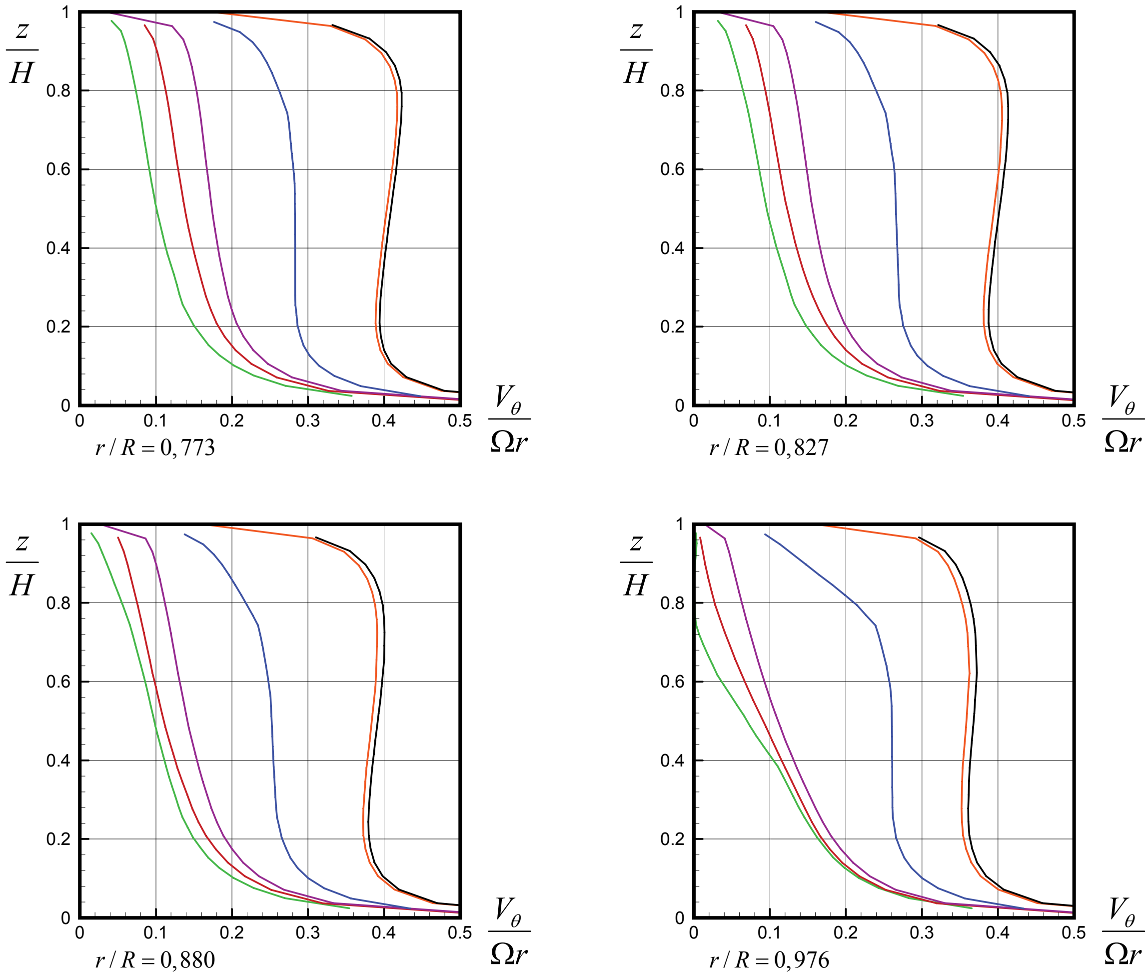


Figure 3.21 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

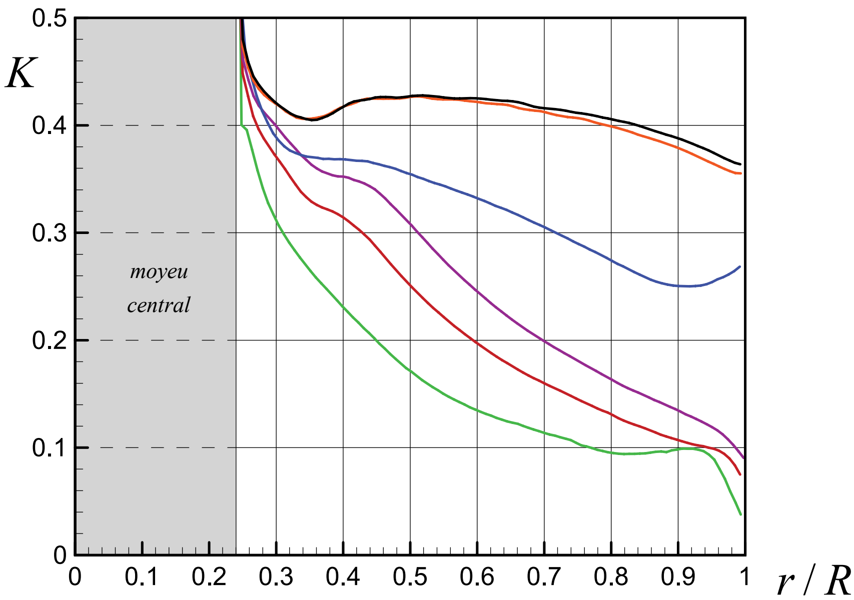


Figure 3.22 : Evolution radiale de K

$\text{Re} = 1,47.10^6$; $\text{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $G = 0,08$ *sans carter*

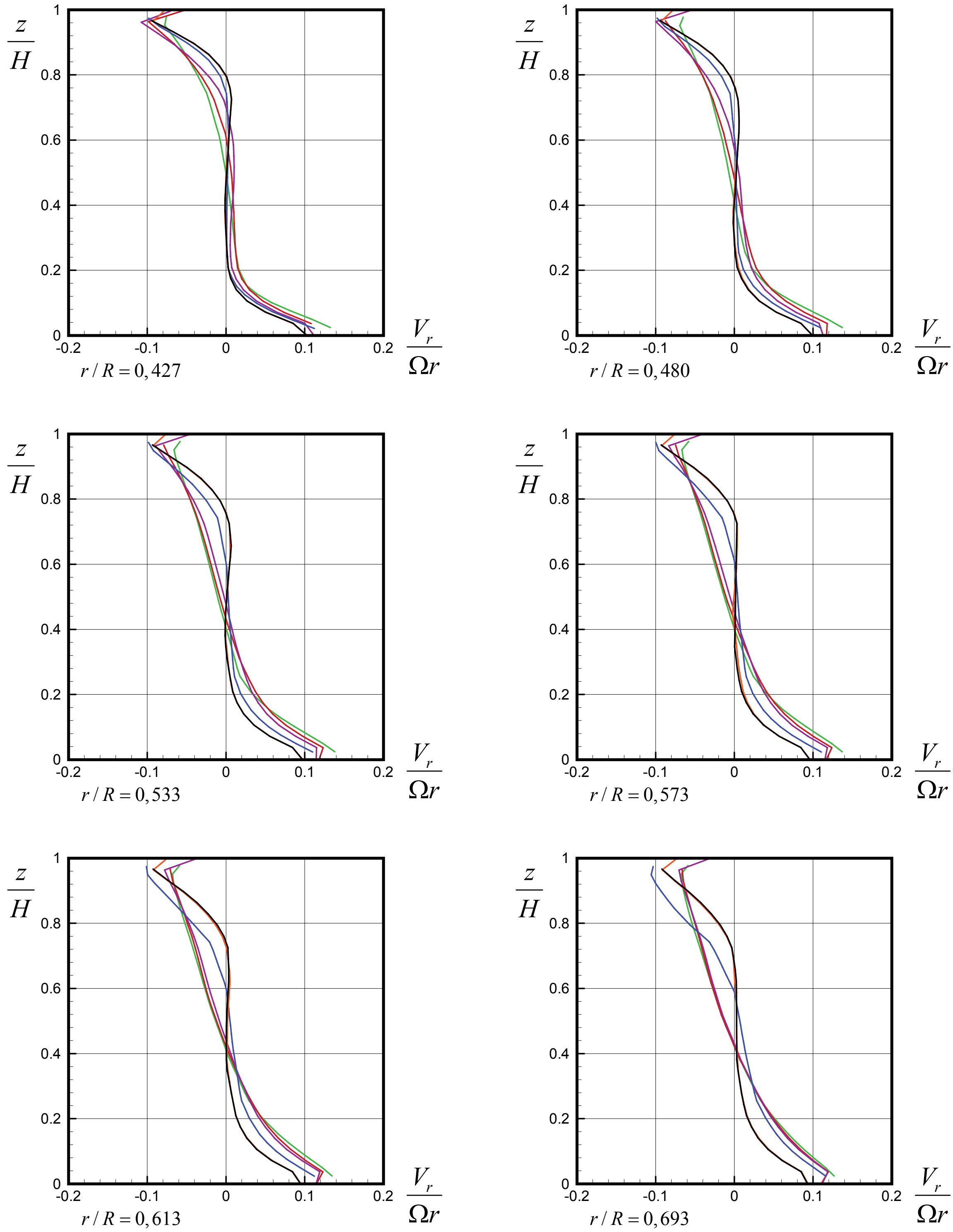


Figure 3.23 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *sans carter*

$\lambda = 0$	$\lambda = 0,27$
$\lambda = 0,13$	$\lambda = 0,40$
$\lambda = 0,20$	$\lambda = 1$

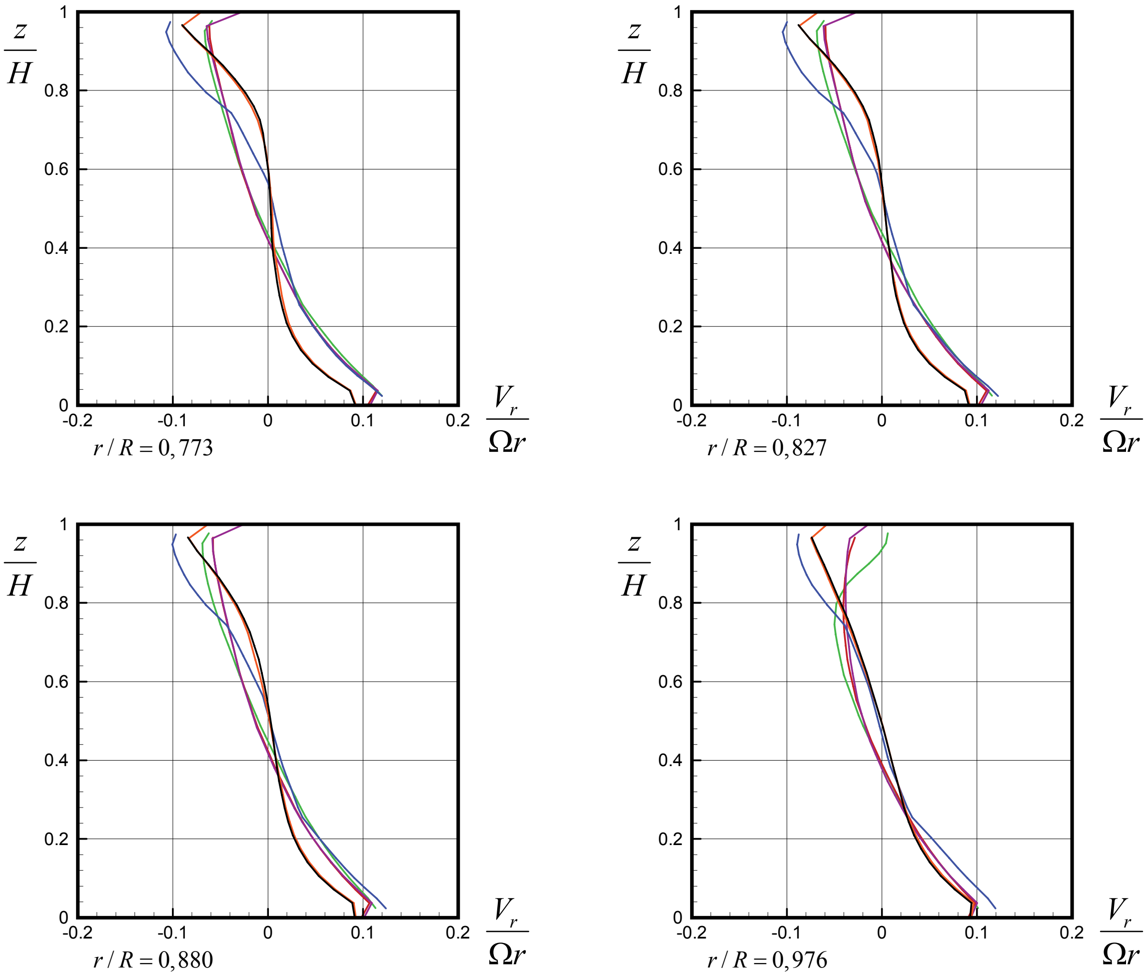


Figure 3.24 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *sans carter*

$\lambda = 0$	$\lambda = 0,27$
$\lambda = 0,13$	$\lambda = 0,40$
$\lambda = 0,20$	$\lambda = 1$

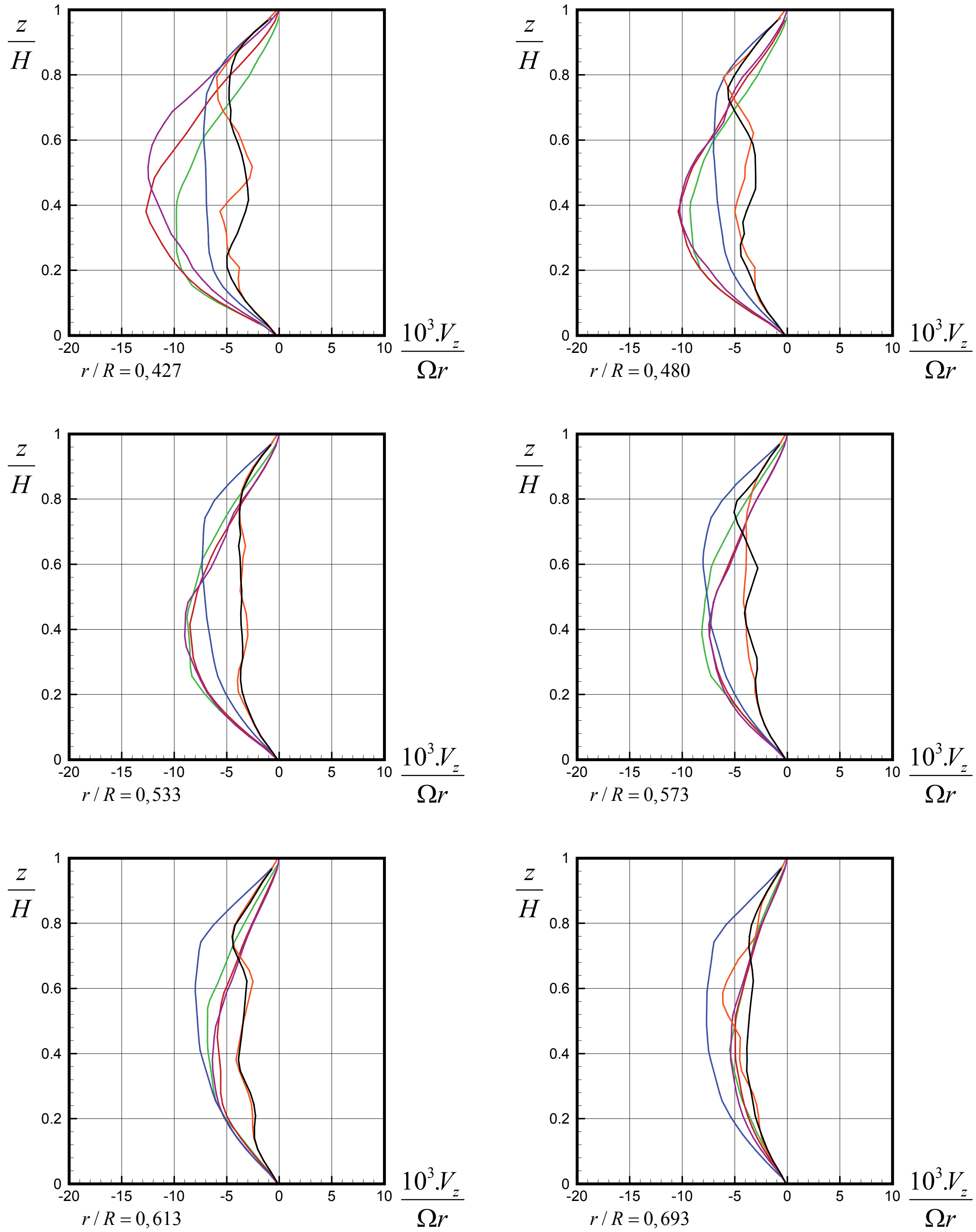


Figure 3.25 : Profils de vitesses axiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *sans carter*

$\lambda = 0$	$\lambda = 0,27$
$\lambda = 0,13$	$\lambda = 0,40$
$\lambda = 0,20$	$\lambda = 1$

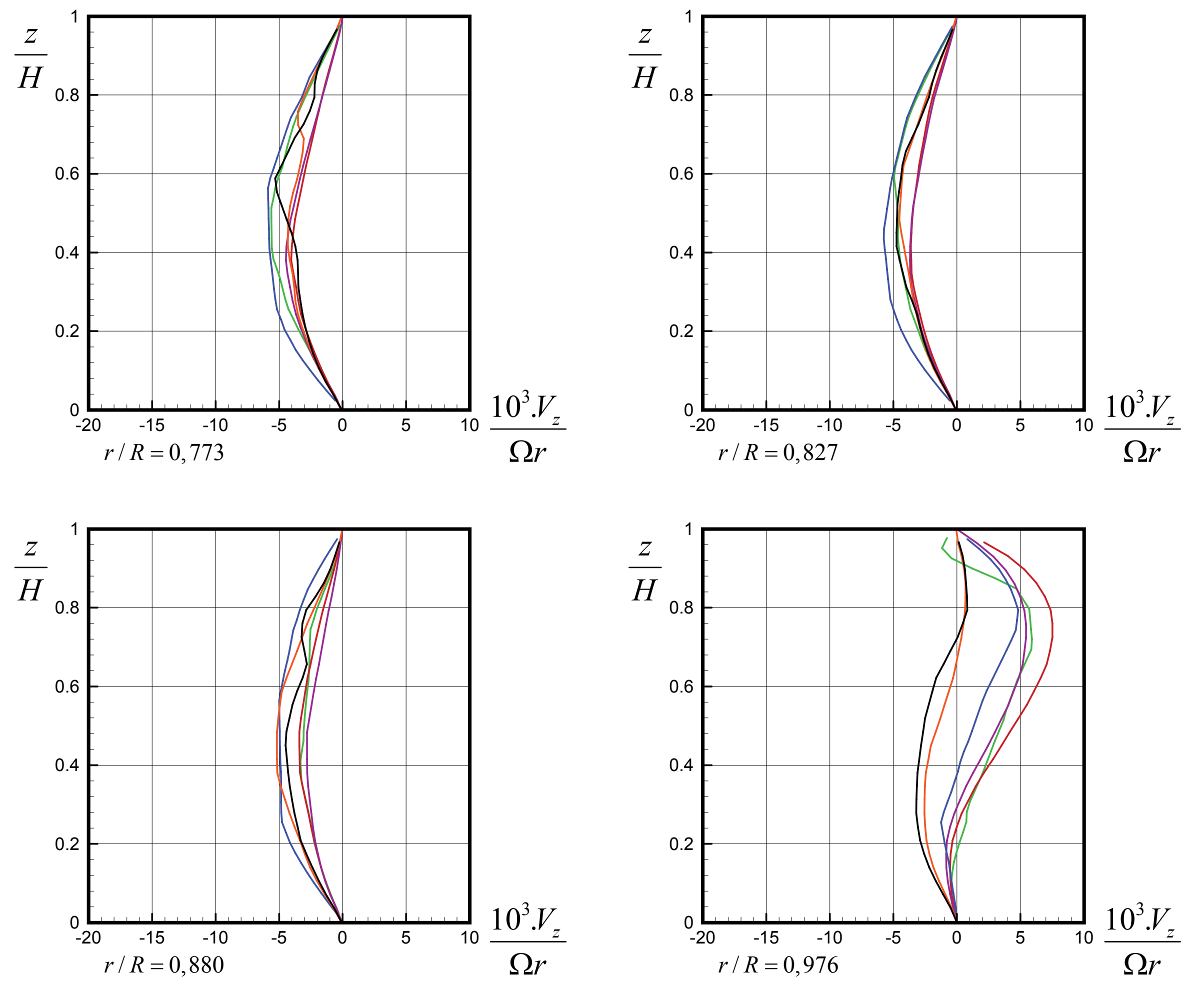


Figure 3.26 : Profils de vitesses axiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *sans carter*

$\lambda = 0$	$\lambda = 0,27$
$\lambda = 0,13$	$\lambda = 0,40$
$\lambda = 0,20$	$\lambda = 1$

3.3.1.2 Ecoulement extérieur

Les figures suivantes représentent les « pseudo » lignes de courant pour les six valeurs de λ, il s'agit en réalité de projections de surfaces de courant dans le plan méridien (r,z). Lorsque les deux disques sont de rayon identique ($\lambda = 0$), on distingue parfaitement en périphérie des disques ($r / R = 1$) un domaine situé contre le stator où le fluide est éjecté horizontalement ainsi qu'un second domaine où, par compensation, le fluide pénètre dans l'espace interdisques (figure 3.27). Les écoulements produits dans les deux couches limites du rotor, adjacentes aux parois interne et externe de la cavité, sont assez similaires et l'on observe donc une symétrie par rapport au rotor. A l'extérieur de la cavité, ces deux écoulements se rejoignent à une distance de l'ordre de l'épaisseur du disque, de telle sorte que la totalité du fluide éjecté par le rotor possède une composante axiale très faible voire nulle.

A la périphérie des disques, la vitesse du rotor vaut approximativement 60 $m.s^{-1}$. Par ailleurs, $V_\theta / \Omega r$ varie entre 0,1 et 1 dans cette zone (figure 3.21). La part de fluide sortant de la cavité est donc dotée d'une vitesse circonférentielle comprise entre 6 et 60 $m.s^{-1}$. En revanche, à l'admission, le fluide provient d'une zone dans laquelle il est initialement au repos et donc affecté, *a priori*, d'une vitesse de rotation très faible ou nulle.

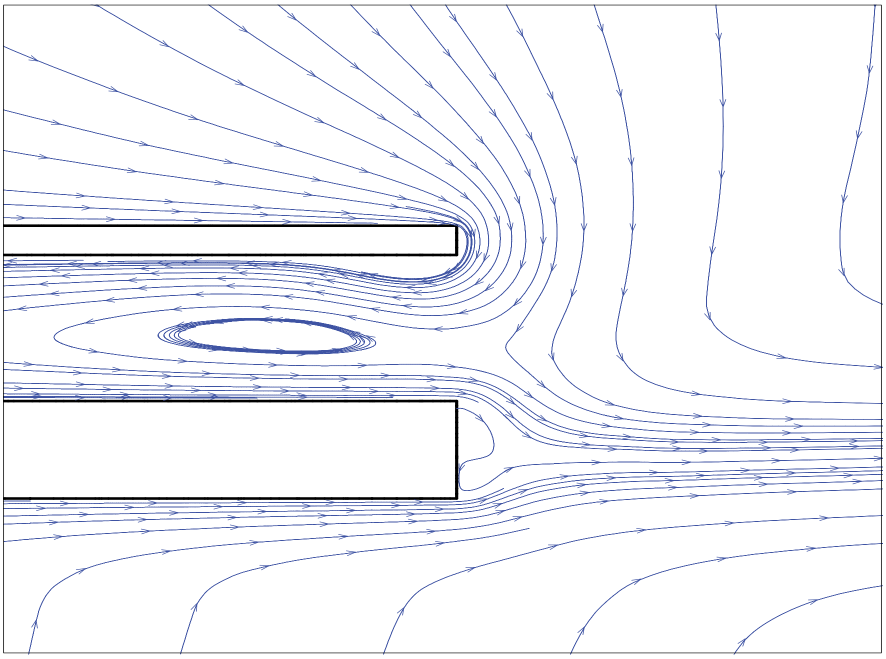


Figure 3.27 : « Pseudo » lignes de courant – λ=0 sans carter

La configuration suivante, $\lambda = 0{,}13$, est assez voisine de la première présentée. Tout juste peut-on observer que la composante axiale de la vitesse du fluide éjecté face à l'épaisseur du rotor est légèrement positive. En revanche, à partir de $\lambda = 0{,}20$, ce phénomène est parfaitement observable (figure 3.29). Si les domaines d'admission et d'éjection de fluide coexistent encore, les « pseudo » lignes de courant sortant de la cavité ne sont plus horizontales mais s'élèvent à mesure que l'on s'éloigne des disques. Dans le même temps, le fluide entrant par compensation dans la cavité provient essentiellement du fluide au repos situé au dessus du stator pour $\lambda = 0$ et $\lambda = 0{,}13$. Ceci explique que la vitesse de prérotation K_0 est faible, inférieure à 0,1.

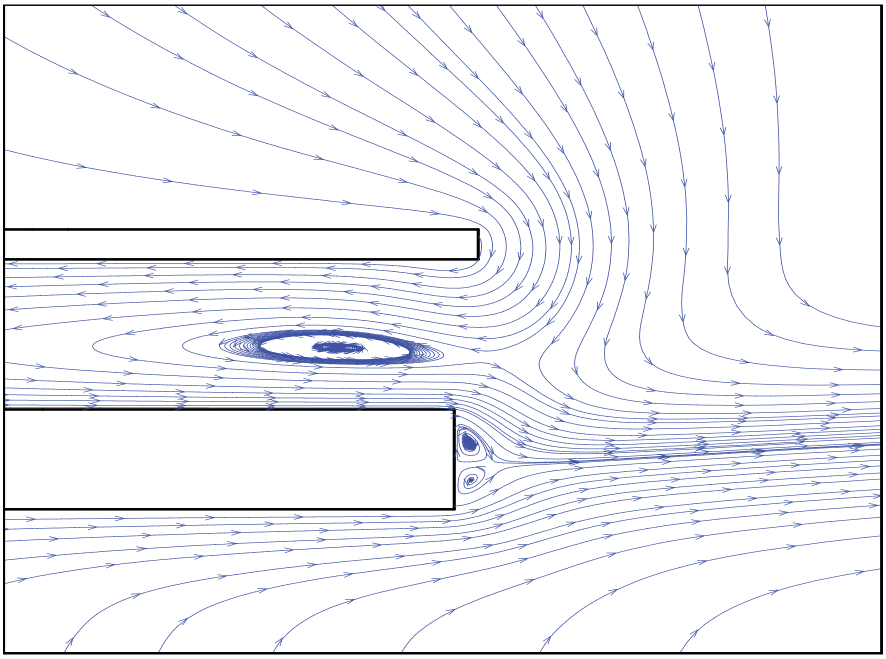


Figure 3.28 : « Pseudo » lignes de courant - λ=0,13 sans carter

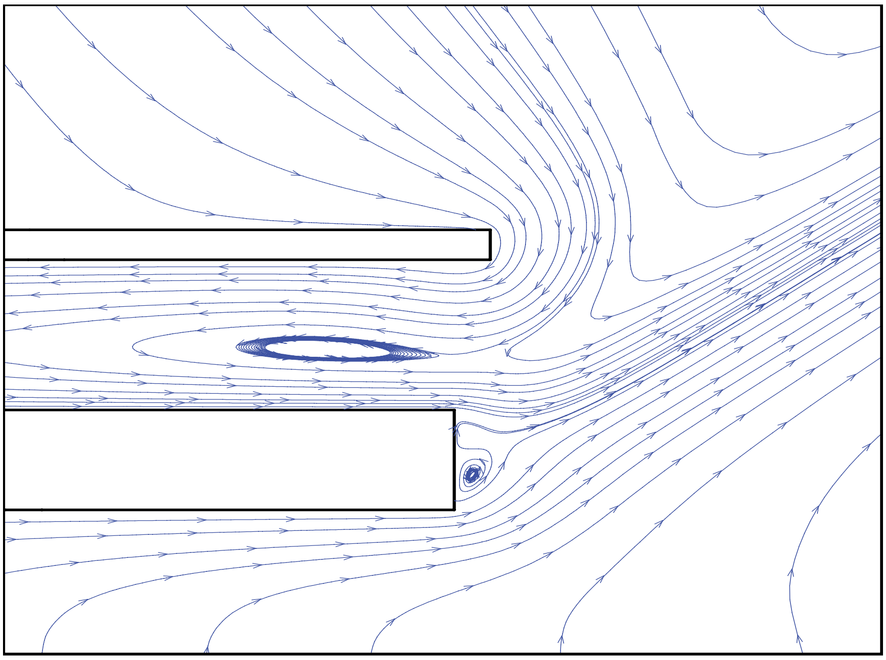


Figure 3.29 : « Pseudo » lignes de courant – λ=0,20 sans carter

Une recirculation de fluide à l'intérieur de la cavité est visible pour ces trois configurations mais il est impossible de la quantifier ou même de la mettre en évidence expérimentalement par l'une des techniques utilisées. Celle-ci prend plus d'ampleur lorsque $\lambda = 0,27$ et la déviation du fluide éjecté est nettement plus importante (figure 3.30).

Pour λ variant jusqu'à 0,4, la part de fluide éjecté par le rotor qui est réinjectée dans la cavité augmente graduellement avec λ et c'est la raison pour laquelle K_0 augmente avec λ comme nous l'avons observé sur la figure 3.22.
C'est de cette proportion de fluide réinjecté que dépend le niveau de prérotation en périphérie. Pour $\lambda > 0,40$, les figures 3.31 et 3.32 montrent que la totalité du fluide pénétrant dans la cavité provient du fluide éjecté par le rotor. Le niveau de prérotation maximal est, *a priori*, atteint et est identique dans les deux cas ($K_0 \sim 0,35$). Par conséquent, les propriétés de l'écoulement sont très voisines à l'intérieur de la cavité (figure 3.22). Les vitesses tangentielles maximales que l'on peut constater dans la cavité sont donc déjà atteintes lorsque $\lambda = 0,40$.

Ces observations sont qualitativement cohérentes avec celles de Djaoui et al. [13] qui montrent que les résultats ne varient plus, ou très peu, à partir de $\lambda = 0,25$. On peut supposer à l'inverse que lorsque tout le fluide qui pénètre dans la cavité provient du fluide au repos, K_0 est minimale. C'est le cas pour $\lambda = 0$ comme cela a été discuté précédemment mais ce doit être également le cas pour $\lambda < 0$. On comprend alors mieux la raison pour laquelle les cas $\lambda = 0$ et $\lambda = -0,25$ se superposent sur la figure 3.19.

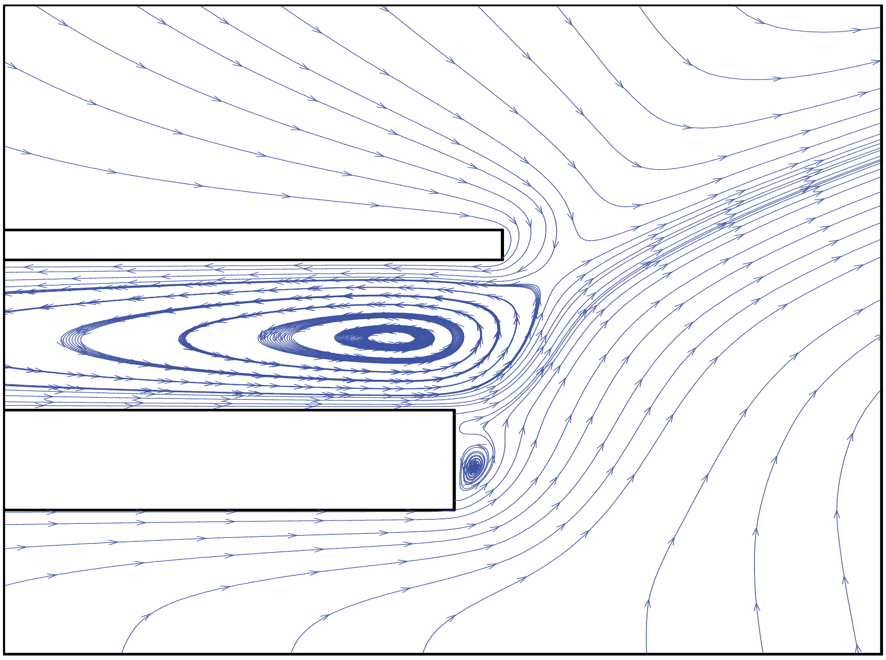


Figure 3.30 : « Pseudo » lignes de courant – λ=0,27 sans carter

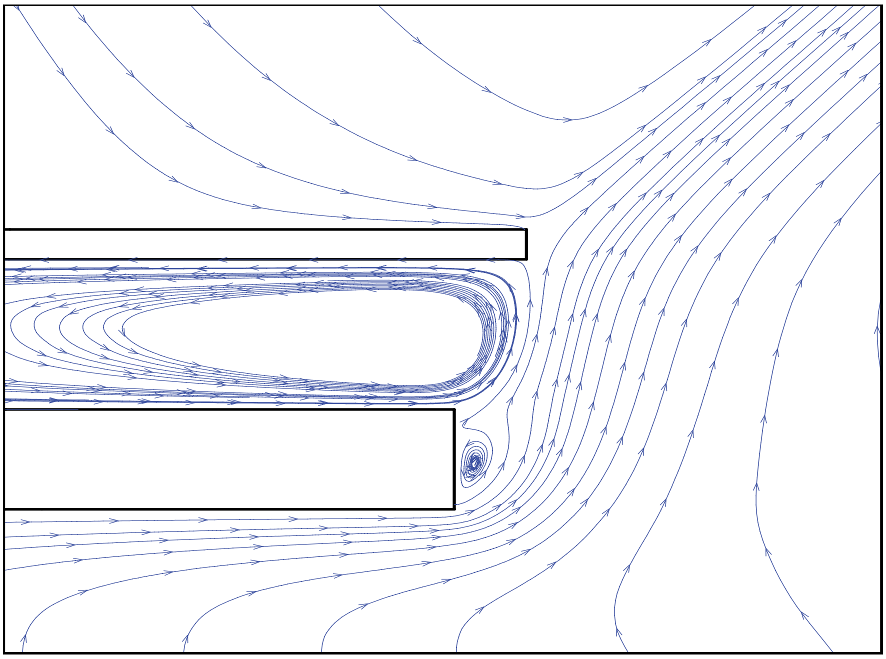


Figure 3.31 : « Pseudo » lignes de courant – λ=0,40 sans carter

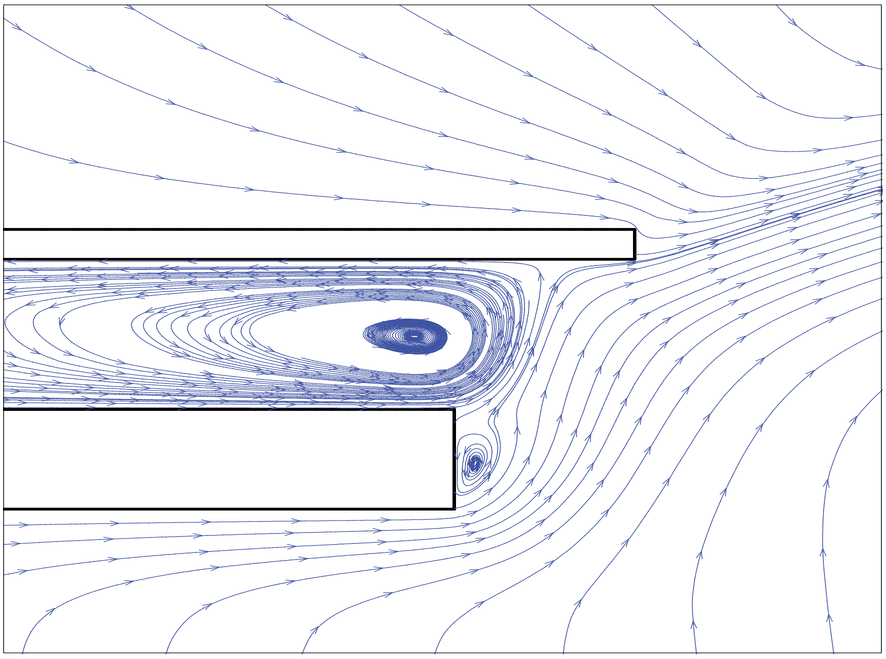


Figure 3.32 : « Pseudo » lignes de courant – λ=1 sans carter

3.3.2 Influence du paramètre λ avec carter

3.3.2.1 Ecoulement intérieur

En présence du carter, nous pouvons distinguer un écoulement de type Batchelor tant que $r/R \leq 0{,}613$ lorsque $\lambda \geq 0$. D'après les profils de vitesses tangentielles et radiales, cet écoulement n'est pas visible pour une valeur de λ négative (figures 3.33 à 3.37).

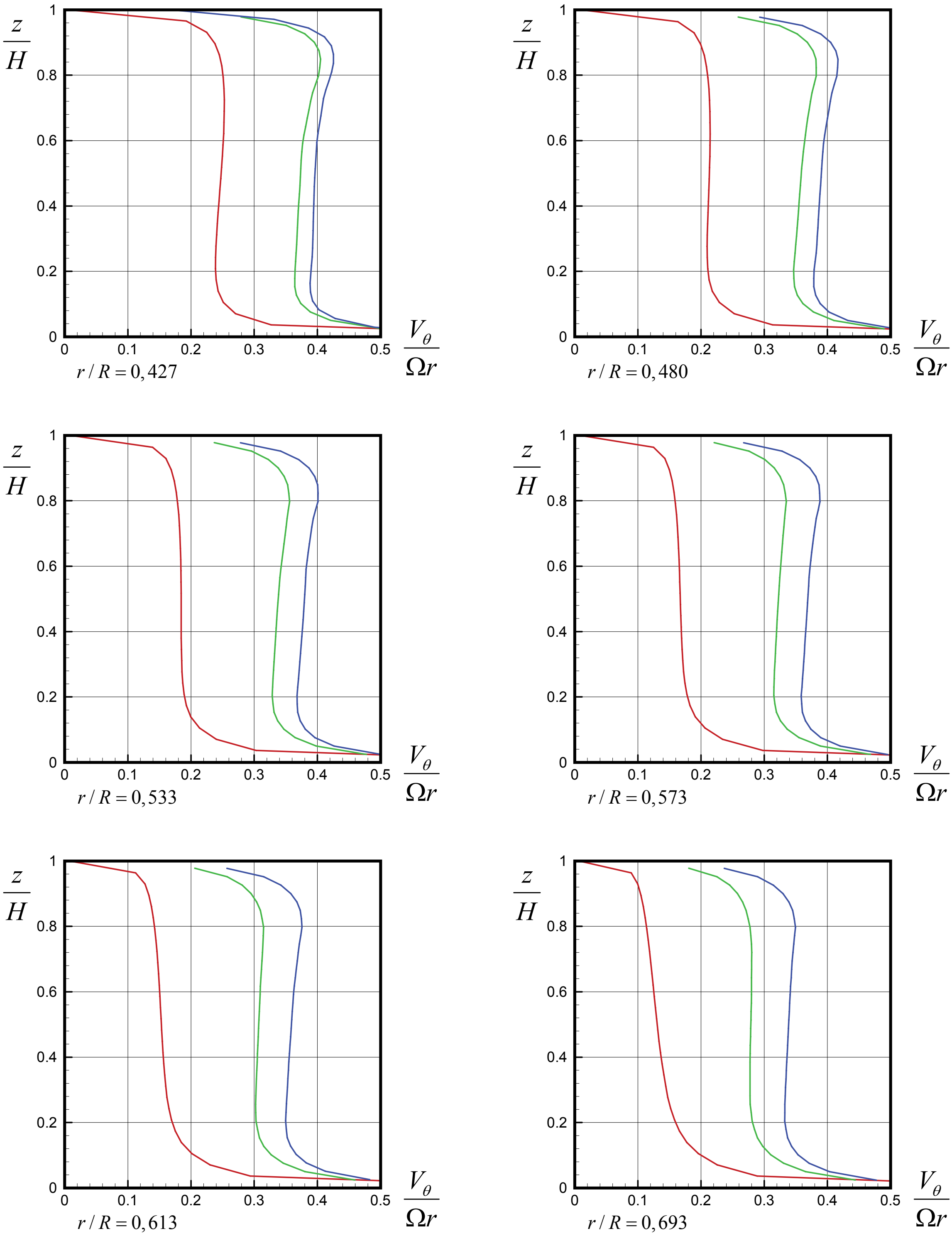


Figure 3.33 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *avec carter*

$\lambda = -0,27$

$\lambda = 0$

$\lambda = 0,27$

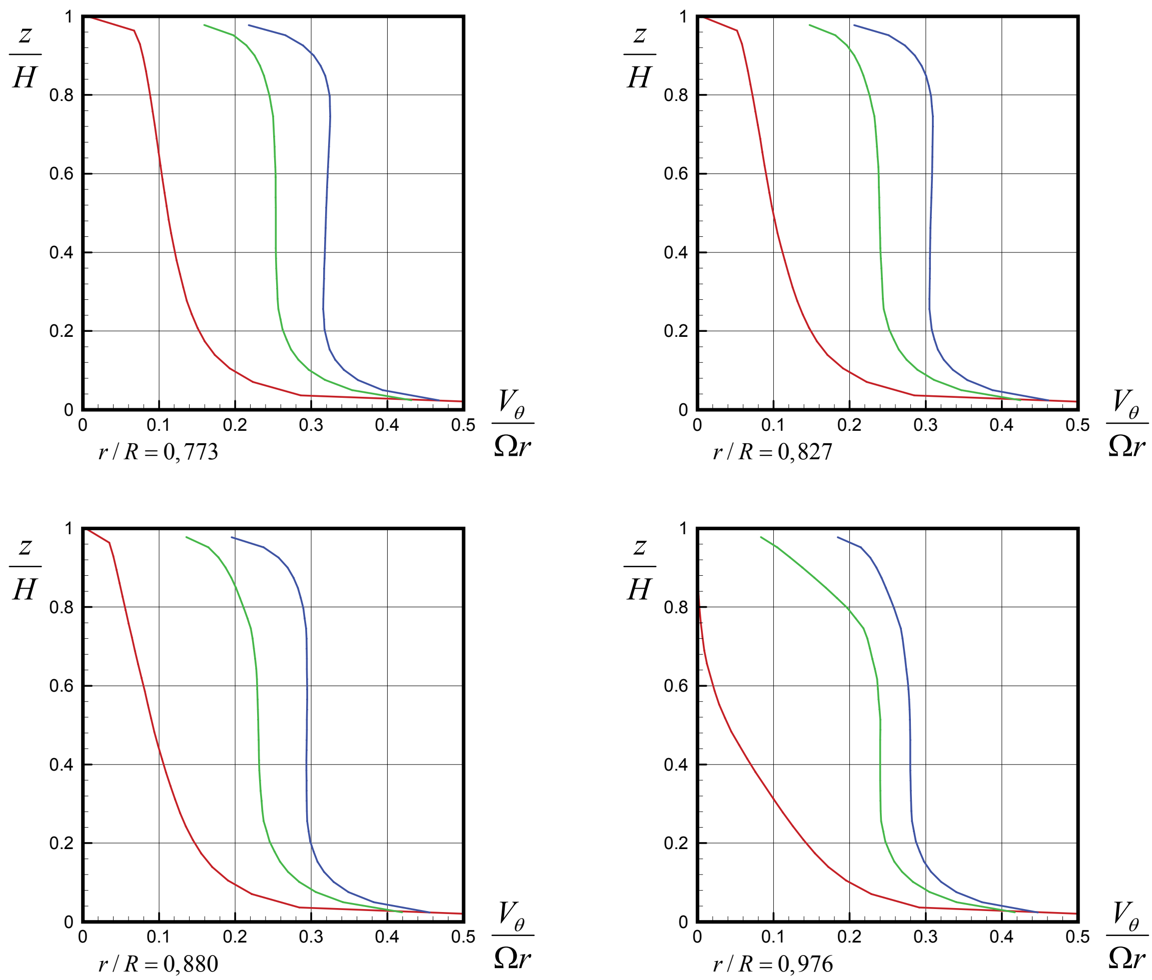


Figure 3.34 : Profils de vitesses circonférentielles adimensionnées

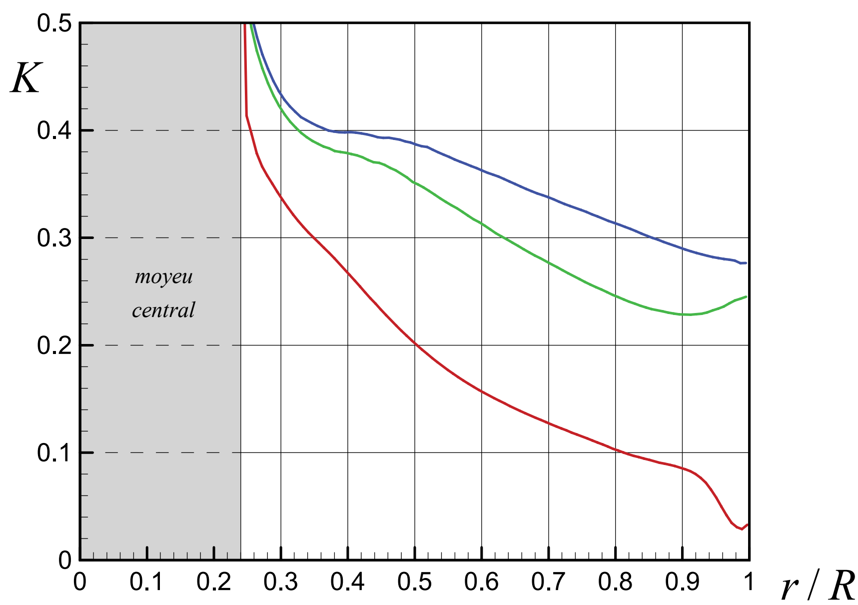


Figure 3.35 : Evolution radiale de K

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}; \quad G = 0,08 \quad avec \quad carter$

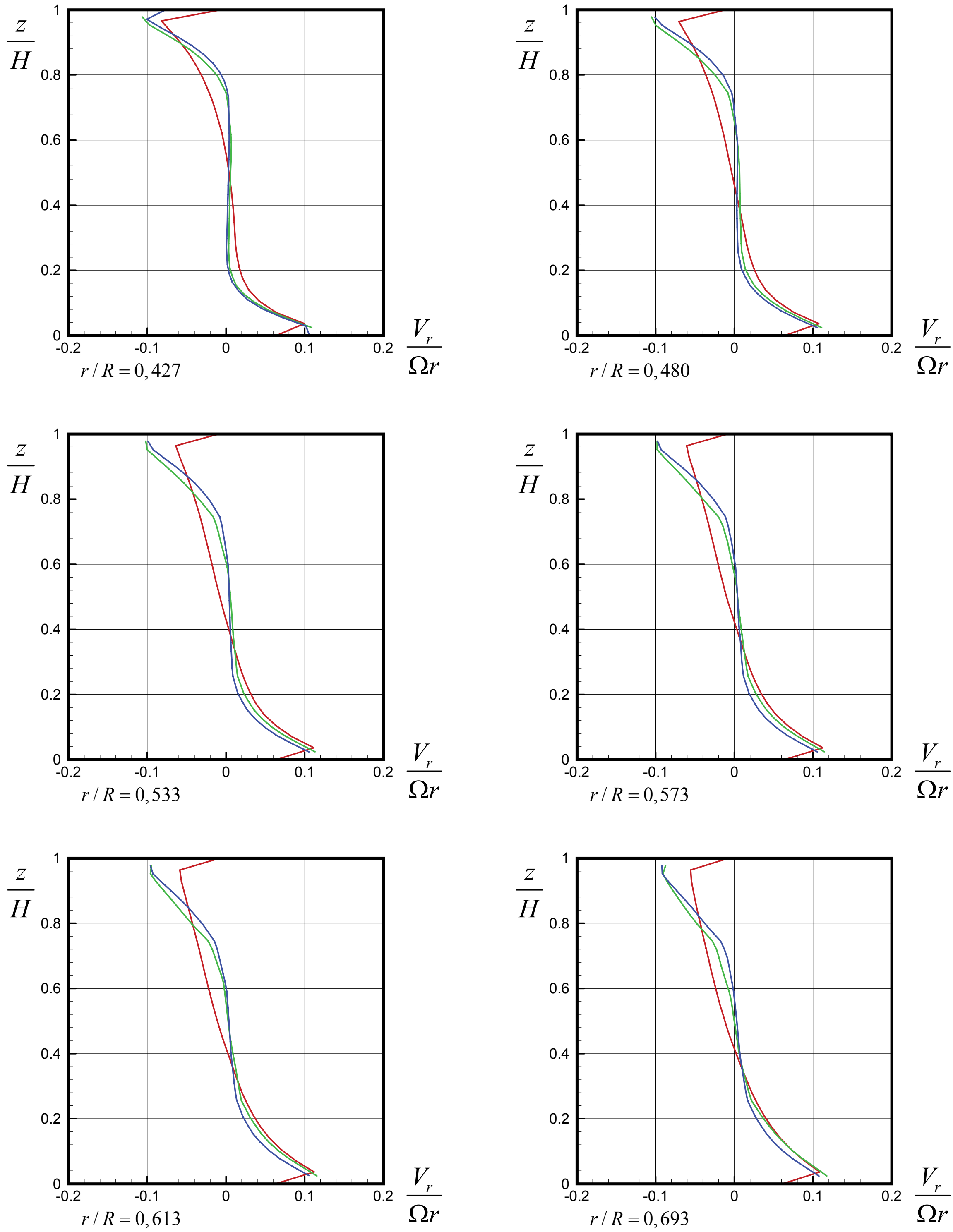


Figure 3.36 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *avec carter*

$\lambda = -0,27$

$\lambda = 0$

$\lambda = 0,27$

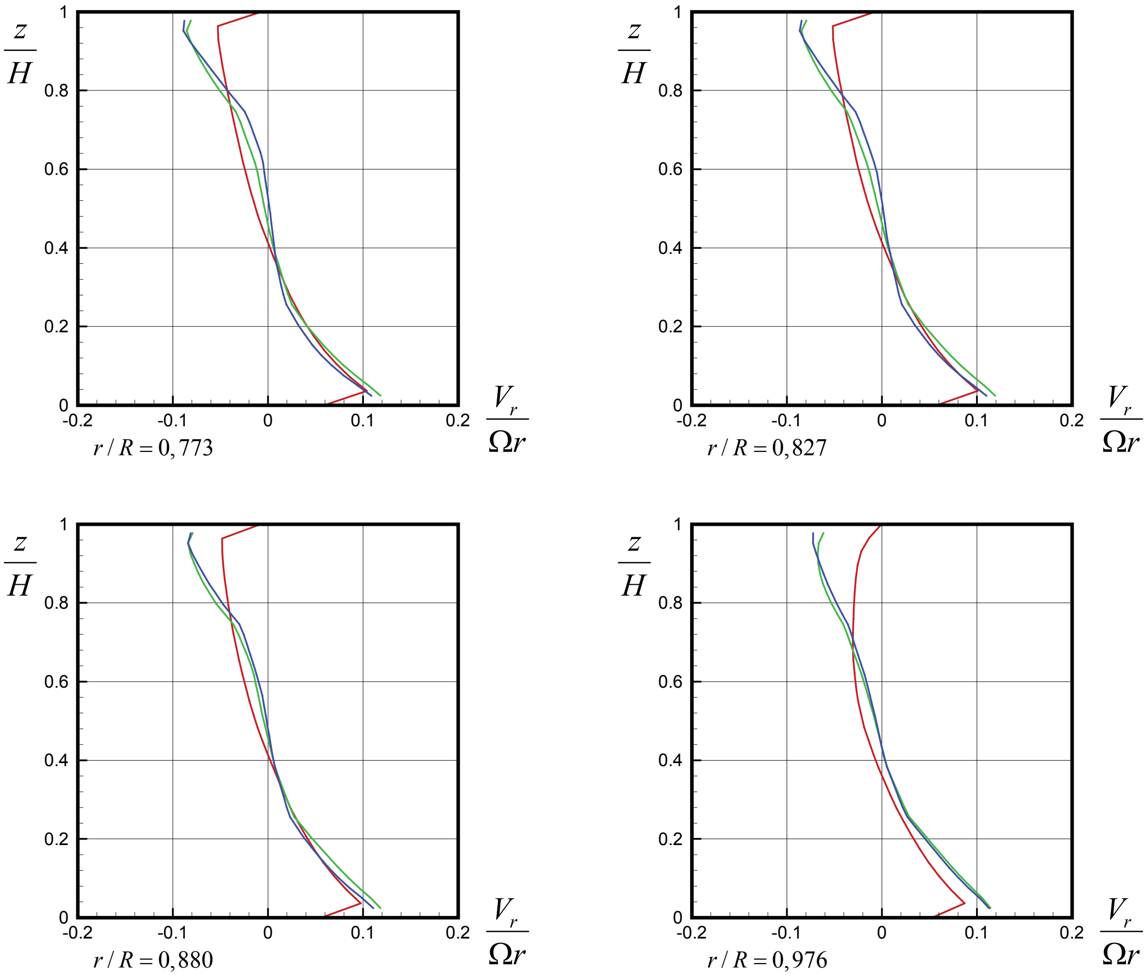


Figure 3.37 : Profils de vitesses radiales adimensionnées

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$; $\mathrm{Ek} = 1,06.10^{-4}$; $\mathrm{G} = 0,08$ *avec carter*

$\lambda = -0,27$

$\lambda = 0$

$\lambda = 0,27$

De la même façon qu'en l'absence de carter, on peut estimer qu'il existe un intervalle de valeurs de λ pour lequel le passage entre deux solutions extrêmes se fait de manière graduelle. Il est cependant nécessaire d'effectuer un plus grand nombre de simulations numériques pour connaître les limites de cet intervalle.

Le phénomène paraît donc être identique que le carter soit, ou non, mis en place sur l'installation. La différence réside dans le fait que la transition s'effectue pour des fenêtres de valeurs de λ différentes.

3.3.2.2 Ecoulement extérieur

L'analyse effectuée sur les configurations sans carter est encore valable ici. Pour $\lambda = 0,27$, la majeure partie du fluide pénétrant dans la cavité semble provenir du fluide éjecté par le rotor comme l'atteste la figure 3.40 et la vitesse de prérotation est très importante ($K_0 \sim 0,27$). A l'inverse, pour la configuration $\lambda = -0,27$, le fluide entrant dans la cavité semble provenir essentiellement du fluide au repos au dessus du stator et la prérotation est très faible. Le cas $\lambda = 0$ est intermédiaire.

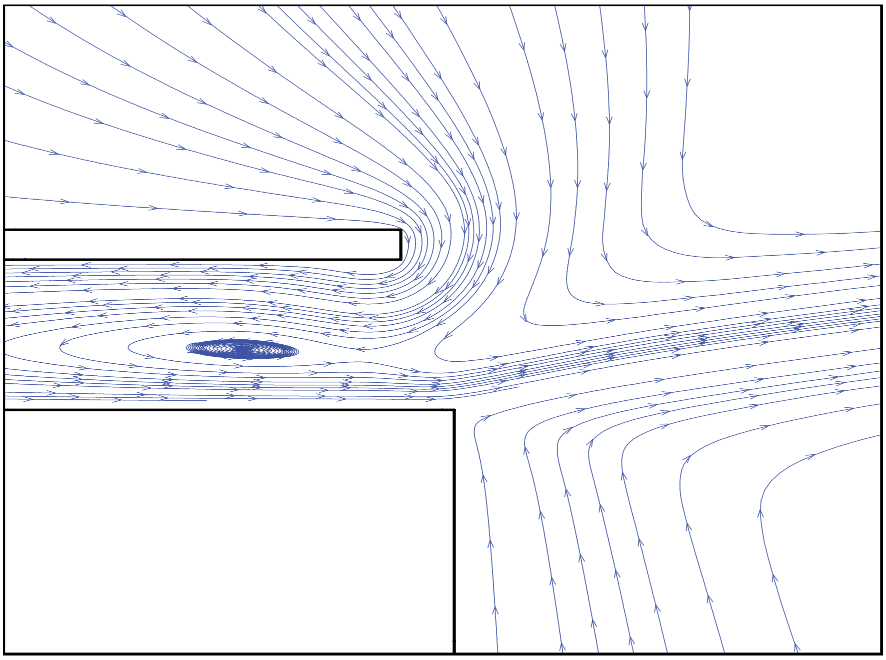


Figure 3.38 : « Pseudo » lignes de courant – λ=-0,27 avec carter

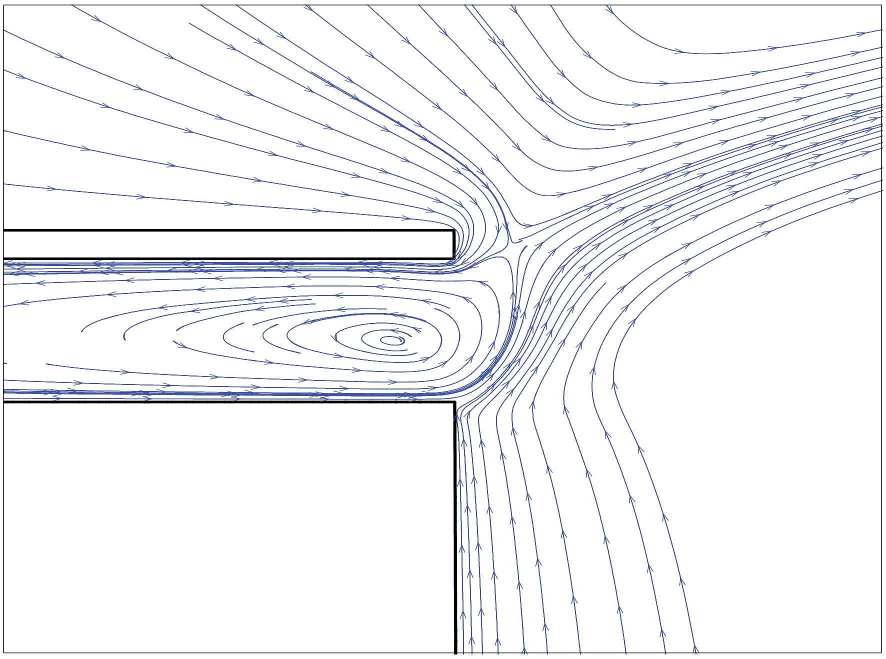


Figure 3.39 : « Pseudo » lignes de courant – λ=0 avec carter

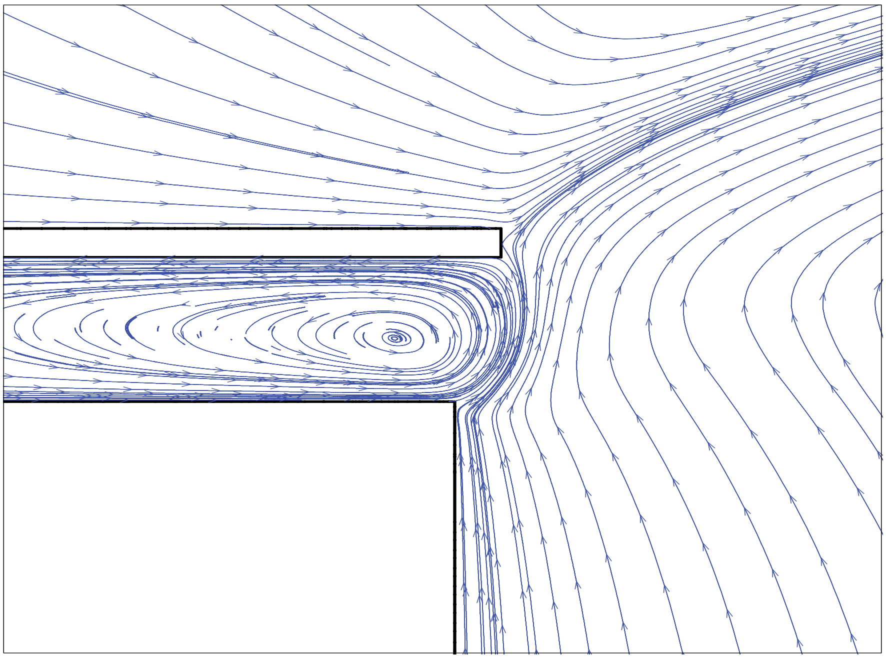


Figure 3.40 : « Pseudo » lignes de courant – λ=0,27 avec carter

3.3.3 Conclusion

Au cours de cette partie, la sensibilité de l'écoulement à la géométrie périphérique a été mise en évidence.
Les observations reposent sur des résultats de simulations numériques, ce qui nous a permis de tester bien plus de cas qu'en expérience, en particulier pour des valeurs intermédiaires de λ. Nous avons retrouvé, en général, une bonne concordance avec les résultats de nos expériences ainsi que ceux de Djaoui et al. [13], pour lequel le banc d'essais était différent.

Mieux comprendre l'interaction entre écoulements intérieur et extérieur est essentiel pour appréhender la nature de l'écoulement dans la cavité inter-disques. La géométrie périphérique modifie largement cet échange et influe en particulier sur la valeur du taux de prérotation K_0. Comme nous l'avons montré à plusieurs reprises, c'est de cette valeur de K_0 que dépend l'apparition de l'écoulement de type Batchelor au centre de la cavité.

Enfin, nous répondons à l'interrogation posée par Djaoui et al. [13] sur l'existence d'une valeur critique de λ correspondant au passage d'un régime d'écoulement à un autre. Plutôt que de définir une valeur critique, l'étude numérique montre qu'il s'agit plutôt d'une zone de valeurs de λ dans laquelle l'apparition de l'écoulement en bloc du noyau central s'opère de manière graduelle.

Conclusion générale

L'objectif de l'étude présentée dans ce mémoire est d'approfondir les connaissances sur les écoulements turbulents dans des systèmes de type rotor-stator, compte tenu des résultats d'études antérieures. Nous nous sommes intéressés plus spécifiquement à l'étude des écoulements dans une cavité ouverte en périphérie et non soumis à un flux radial superposé. Un dispositif d'essais, composé essentiellement de deux disques parallèles et coaxiaux, l'un fixe et l'autre mobile, a été amélioré dans le but d'étudier l'influence de paramètres sans dimension caractéristiques du problème d'une part et de la géométrie en périphérie du système d'autre part.

Trois techniques de mesures ont été mises en œuvre au cours de ce travail. Les analyses portent sur les profils de vitesses circonférentielles et radiales, moyennes et fluctuantes obtenues par anémométrie à fils chauds ainsi que les pressions totales obtenues à l'aide d'une sonde dotée de trois trous. A cela viennent s'ajouter les distributions radiales de pressions statiques sur le stator. En outre, une collaboration avec l'Université de Florence nous a permis d'effectuer des simulations numériques sur certaines configurations après avoir vérifié les capacités du logiciel à restituer correctement les caractéristiques locales de l'écoulement sur des configurations de référence. Cet apport s'est révélé essentiel dans la compréhension des phénomènes qui régissent l'écoulement dans les diverses configurations géométriques testées.

Dans une première partie de notre analyse, nous avons rappelé différents modèles simplifiés capables de restituer l'essentiel des caractéristiques du fluide dans le noyau central. Ceux-ci ont été confrontés à deux configurations représentatives des divers écoulements observés au cours de ce travail et également dans la littérature (Djaoui [12], Djaoui et al. [13]). L'utilisation de ces modèles a pour objectif de mieux comprendre la raison pour laquelle on aperçoit, dans certains cas seulement, une solution de type Batchelor au centre de la cavité. Cette dernière solution se caractérise par une vitesse tangentielle adimensionnée tournant à une vitesse $K\Omega r$, où K représente le taux rotation du fluide en milieu de veine avec une vitesse radiale nulle.

A partir de l'analyse d'Owen et Rogers [21] portant sur le comportement des couches limites, il semble que le taux de prérotation en entrée (K_0) permet de pronostiquer immédiatement un éventuel déséquilibre entre les débits circulant dans les couches limites. Ce déséquilibre est à l'origine d'un écoulement dans le noyau central, centrifuge ou centripète selon que la valeur de K_0 est supérieure ou inférieure à la valeur de K atteinte lorsque l'écoulement de Batchelor apparaît. Ces deux types d'écoulements conduisent à rééquilibrer les débits dans les couches limites et par conséquent à annuler le débit de compensation dans le noyau central. On atteint alors la solution préconisée par Batchelor [1]. On peut alors prévoir que plus la vitesse de prérotation K_0 est éloignée de la valeur finale de K (valant 0,382 pour cette théorie), plus la zone 3 sera étendue au détriment de la zone correspondant à l'écoulement de Batchelor. Si K_0 est trop éloignée, nous ne pouvons observer d'écoulement de rotation en bloc. On peut parallèlement conclure que le moindre déséquilibre entre les débits circulant dans la couche limite stator et la couche limite rotor fait que l'on n'est plus en présence d'un écoulement en bloc.

Une analyse des différents paramètres sans dimension classiques est effectuée. Il en ressort que lorsque le paramètre de forme G est fixé, les nombres d'Ekman et de Reynolds n'engendrent pas de modification notable sur les propriétés de l'écoulement, ceci pour les valeurs testées au cours de ce travail. Au contraire, à nombre de Reynolds ou d'Ekman fixé, le paramètre G est prédominant en ce qui concerne l'apparition du mouvement en bloc du noyau central. La valeur de prérotation K_0 augmente à mesure que G diminue, ce qui a pour conséquence de réduire le déséquilibre entre les débits de couches limites. Pour une valeur de G suffisamment faible, on constate donc l'apparition de l'écoulement de type Batchelor dont l'étendue est d'autant plus importante, dans la direction radiale, que la valeur de G est faible. Enfin, ce paramètre de forme modifie la valeur de K atteinte lorsque le noyau central tourne en bloc, confirmant par là même la conclusion de Daily et Nece [7]. Notons que l'épaisseur e du rotor n'a jamais fait l'objet d'une étude d'influence, en particulier lorsque G devient très petit.

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence de paramètres liés à la géométrie périphérique sur l'écoulement à l'extérieur de la cavité et de son interaction avec l'écoulement inter-disques. Un carter entourant le rotor à pour but de réduire au maximum les effets centrifuges induits par les faces extérieures du disque tournant sur l'écoulement en périphérie de cavité. Sa mise en place nous permet de déterminer l'influence de la prérotation sur l'écoulement inter-disques, rendant les conditions aux limites les plus optimales possibles en minimisant les perturbations apportées par les parois extérieures du rotor. Ce carter remplit parfaitement son rôle si l'on se réfère aux profils de vitesses moyennes à l'extérieur de la cavité. En effet, les composantes tangentielles et radiales de la vitesse sont nulles en dessous de la cavité ($z<0$). A l'intérieur, on montre que le carter n'a d'influence que lorsque les disques sont de mêmes rayons ($\lambda=0$).

Les travaux de Djaoui et al. [13] ont mis en évidence l'influence des conditions périphériques sur l'écoulement inter-disques, ils traitent notamment des effets d'une variation du paramètre λ, basé sur la différence entre le rayon du rotor et celui du stator. Les auteurs constatent un regroupement des courbes en deux faisceaux, l'un correspondant à $\lambda \leq 0$ et l'autre à $\lambda \geq 0,25$ et concluent qu'il doit exister une valeur critique de λ pour laquelle se produit un basculement entre les deux solutions, accompagné par des variations spectaculaires de la composante tangentielle ainsi que de la pression. Pour le second type d'écoulement cité ($\lambda \geq 0,25$), les auteurs constatent que l'écoulement est de type Batchelor dans une zone radiale telle que $r/R<0,6$.

Nos observations, reposant sur des simulations numériques pour lesquelles nous avons retrouvé qualitativement les résultats de nos expériences ainsi que ceux de Djaoui et al. [13], permettent d'affirmer que le passage entre ces deux solutions se fait de manière graduelle. L'analyse basée sur les résultats numériques et expérimentaux, révèle que le fluide éjecté par le rotor en dehors de la cavité est remplacé par compensation d'une part par l'injection de fluide au repos proche du stator et d'autre part par réinjection de fluide venant d'être éjecté par le rotor lui-même, caractérisé par un taux élevé de vitesse tangentielle. La balance entre

ces deux sources est liée à la valeur du paramètre λ, dont la variation influence le taux de prérotation K_0 du fluide entrant dans la cavité et par conséquent le comportement du fluide.
Pour $\lambda = 0$, c'est-à-dire lorsque les disques sont de même rayon, tout le flux entrant dans la cavité provient de fluide initialement au repos contre le stator. Par conséquent, le taux de prérotation est faible et l'écoulement en bloc n'est pas observé dans le noyau central à l'intérieur de la cavité. On montre que le niveau de vitesse de prérotation augmente graduellement avec l'augmentation de λ, jusqu'à ce que cette valeur atteigne 0,4 où l'intégralité du fluide entrant dans la cavité provient du fluide venant d'être éjecté par le rotor. La vitesse de prérotation K_0 est maximale. Au-delà de $\lambda = 0,4$, une variation de λ n'est plus significative.

Les résultats numériques montrent que le passage graduel entre les deux solutions extrêmes, en configuration sans carter, existe également lorsque le carter est monté mais cela se produit pour des valeurs négatives de λ. En effet, pour $\lambda = -0,27$, le fluide entrant dans la cavité provient de la zone située au dessus du stator et donc la vitesse de prérotation K_0 est faible et l'on ne distingue pas de solution de type Batchelor au centre de la cavité. C'est par ailleurs l'explication au fait que le carter n'a d'influence que pour $\lambda = 0$: sans carter, K_0 est minimale alors qu'elle est maximale lorsque celui-ci est monté.

Les paramètres qui nous semblent être prédominants (λ, G) ainsi que la mise en place du carter influent sur le taux de prérotation. C'est cette valeur K_0 qui dicte la nature de l'écoulement à l'intérieur de la cavité. Cependant, il est nécessaire de définir une autre quantité physique plus représentative et mieux adaptée que K_0.

Les simulations numériques aident à comprendre le lien existant entre les conditions de bord et l'écoulement à l'intérieur ainsi qu'à l'extérieur de la cavité. Elles sont un complément d'informations essentiel aux essais expérimentaux. Le moindre coût avec lequel les différentes configurations peuvent être testées (notamment la modification du paramètre λ) fait qu'il s'agit d'un outil important pour persévérer dans ces recherches. Une étude expérimentale plus poussée nécessite quand à elle une technique de mesure plus fiable à l'extérieur de la cavité. Si la sonde trois trous permet d'estimer les caractéristiques moyennes du fluide dans un plan, elle peut donner des moyennes fausses compte tenu de son encombrement relatif. A l'intérieur de la cavité, il est à envisager d'avoir recours à des méthodes optiques pour améliorer la qualité des résultats expérimentaux, notamment au niveau des couches limites, et pour pouvoir mener des expériences dans la zone proche du moyeu central, c'est-à-dire pour $0,24 < r/R < 0,427$. On a remarqué que le comportement du fluide est largement modifié sous certaines conditions, par exemple lors de la mise en place du carter. Il serait intéressant de compléter les analyses avec des écoulements superposés centrifuges ou centripètes, avec des conditions de giration contrôlables et modifiables autres que celles imposées par la seule épaisseur des disques.

Annexes

Annexe A : Détails sur l'étalonnage de la sonde à fils chauds

L'étalonnage de la sonde s'effectue fil par fil. Il est réalisé en sortie d'un convergent fixé derrière le ventilateur présenté en 1.2.2. En utilisation, la sonde est introduite verticalement dans la cavité à travers les trous percés sur le stator comme le montre la figure suivante :

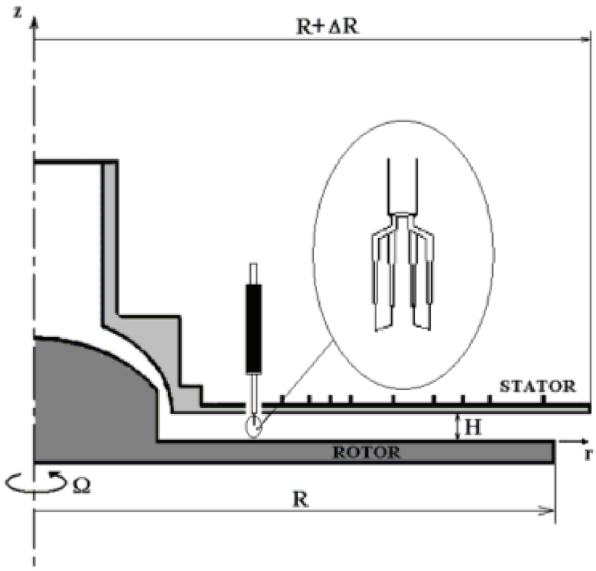


Figure A.1 : Implantation de la sonde sur la maquette

Seules les composantes radiales et circonférentielles de la vitesse sont mesurées. De fait, l'équation (1.2) se résume ici à :

$$Ve^2 = k^2.Vt^2 + Vb^2$$

Les deux fils sont successivement placés parallèlement à la section de sortie du convergent pour obtenir les coefficients de la loi de King (1.1).
Ils sont ensuite placés perpendiculairement afin d'obtenir la valeur du coefficient k (sensibilité directionnelle). La vitesse effective Ve est mesurée au moyen d'un tube de pitôt. Toutes les données sont acquises informatiquement grâce à une carte d'acquisition.

L'étalonnage d'un fil chaud repose donc sur le choix des coefficients E01, B1, n1, k1 pour le premier fil ainsi que E02, B2, n2, k2 pour le second.

Annexe B : Etalonnage de la sonde de pression « trois trous »

Lors des essais réalisés en soufflerie, il a été observé que les rapports $(P_T - P_D)/(P_G - P_D)$ et $(P_T - P_G)/(P_D - P_G)$ sont indépendants de la vitesse d'écoulement Ve, au moins lorsque celle-ci reste comprise entre 1 et 40 $m.s^{-1}$.

L'étalonnage, réalisé pour des angles α variant de -40 à 40 degrés par pas de 5° autour de la position $P_G - P_D = 0$, a permis de représenter graphiquement l'évolution de ces rapports en fonction de α. Les évolutions de ces quantités sont représentées en pointillés sur la figure B.1 et les zones utilisées le sont en traits continus. Le rapport $(P_T - P_D)/(P_T - P_G)$ sert de transition pour les angles faibles.

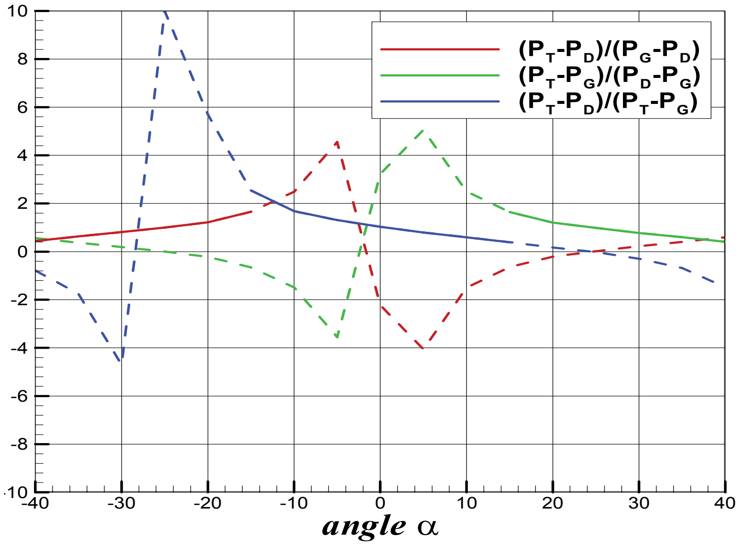


Figure B.1 : Rapports de pressions différentielles

De la même manière, il a été observé que les rapports $(P_{pitot} - P_0)/(P_T - P_D)$ et $(P_{pitot} - P_0)/(P_T - P_G)$ sont également indépendants de Ve pour un angle α donné. L'étalonnage permet alors de représenter l'évolution de ces rapports en fonction de la position angulaire de la sonde.

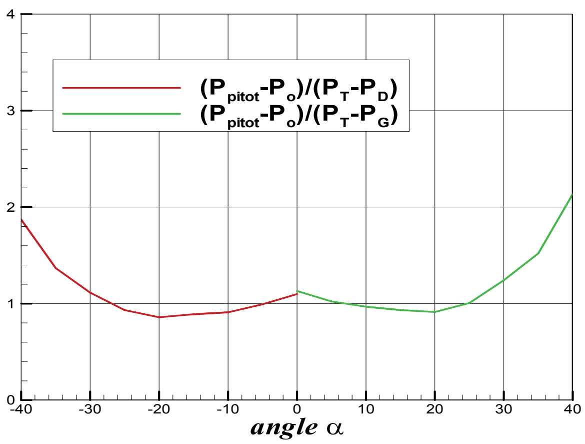


Figure B.2 : Rapport à la pression pitôt

Annexe C : Présentation des résultats expérimentaux

Cette section est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux dont l'interprétation est faite dans le chapitre II. Les différentes campagnes d'essais sont présentées dans l'ordre suivant :

Pour chaque étude présentée, les profils obtenus à l'aide des différentes techniques de mesures sont ordonnés de façon identique. L'ordre de présentation est le suivant :

- Vitesses circonférentielles moyennes
- Vitesses radiales moyennes
- Auto-corrélations de vitesses circonférentielles *
- Auto-corrélations de vitesses radiales *
- Corrélations croisées de vitesses *
- Pressions totales *
- Vitesses circonférentielles moyennes à mi-hauteur de cavité
- Pressions statiques sur le stator

* : comme précisé au cours du second chapitre, ces profils ne sont pas systématiquement présentés.

Influence du nombre d'Ekman à G=0,07 sans carter

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

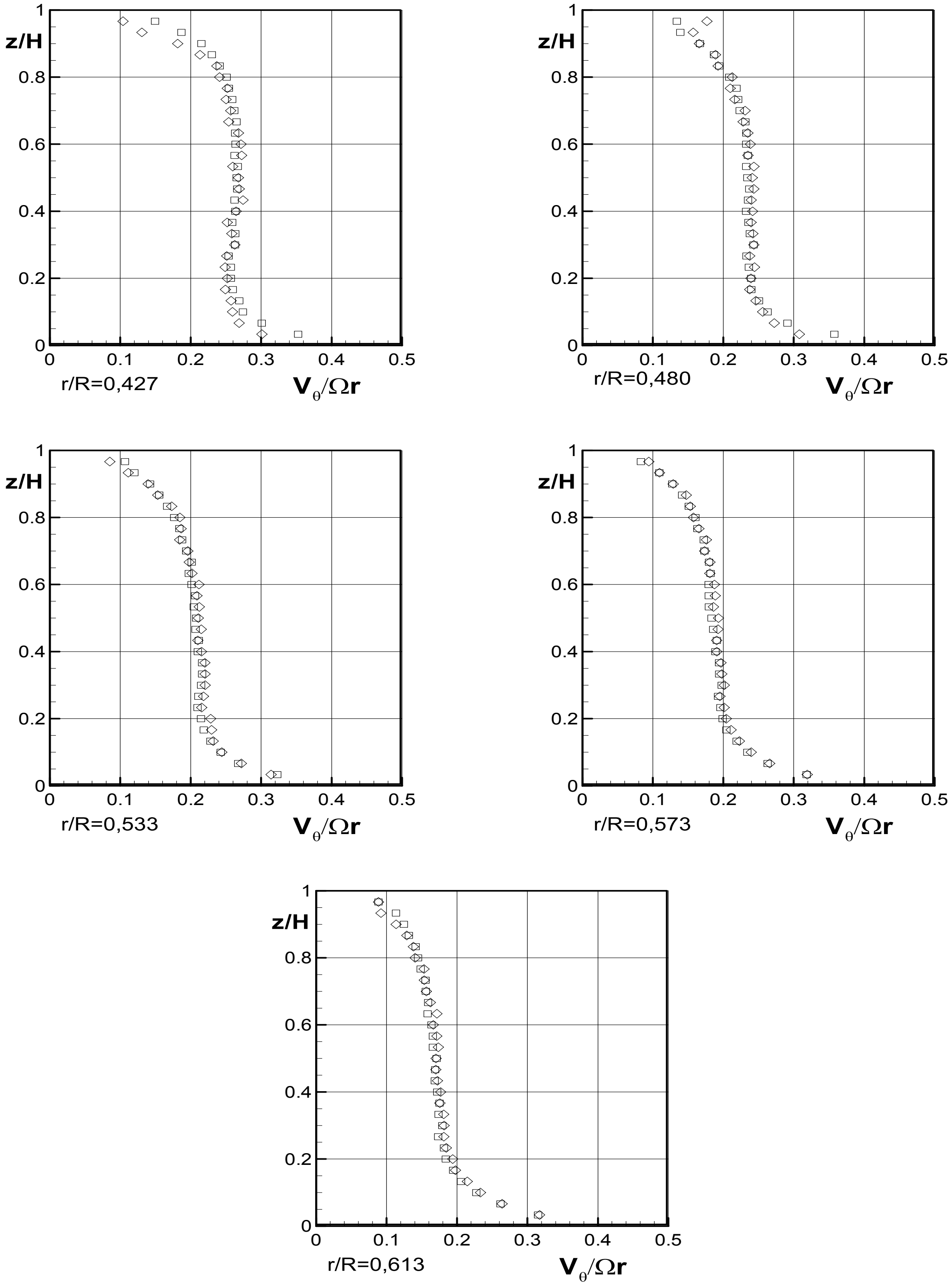


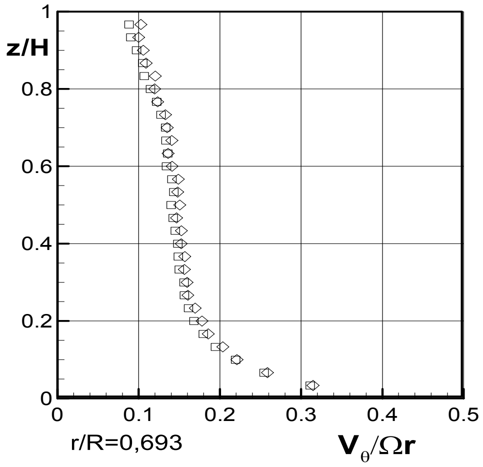
Figure C.1 : Vitesses circonférentielles

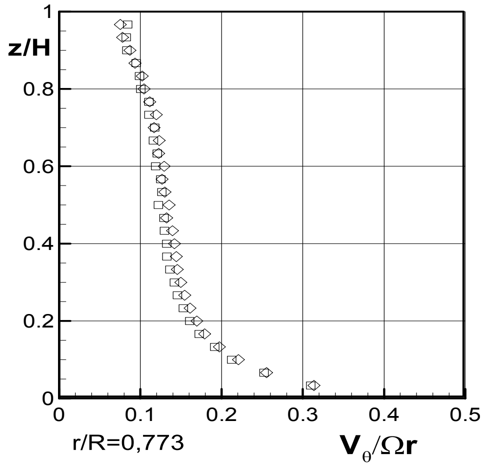
$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

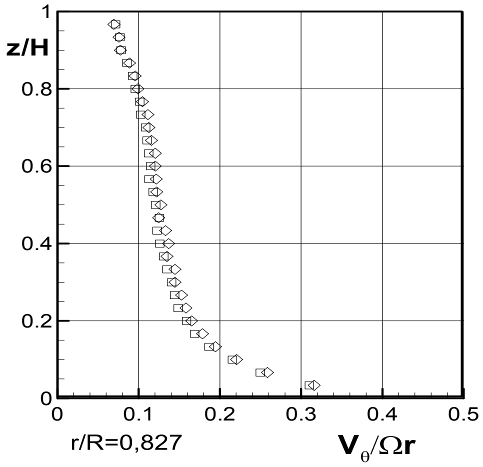
$\Diamond \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

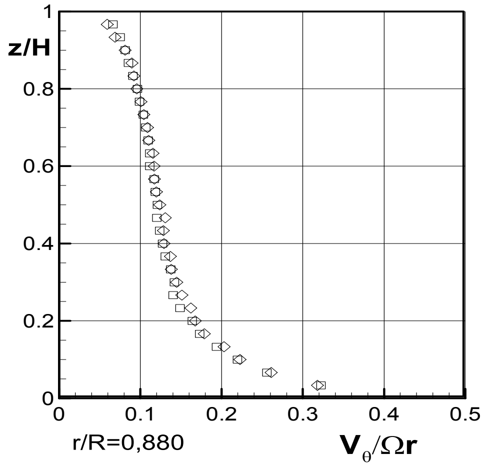
$\square \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter









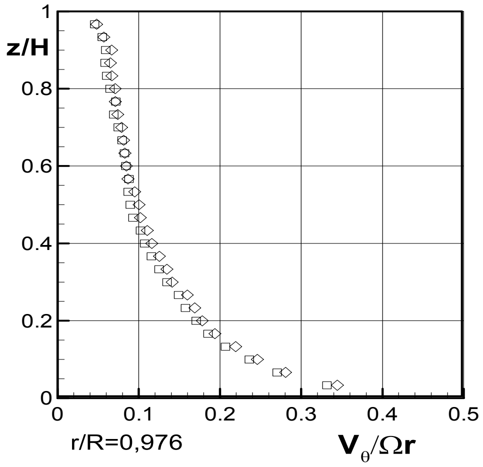


Figure C.2 : Vitesses circonférentielles

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

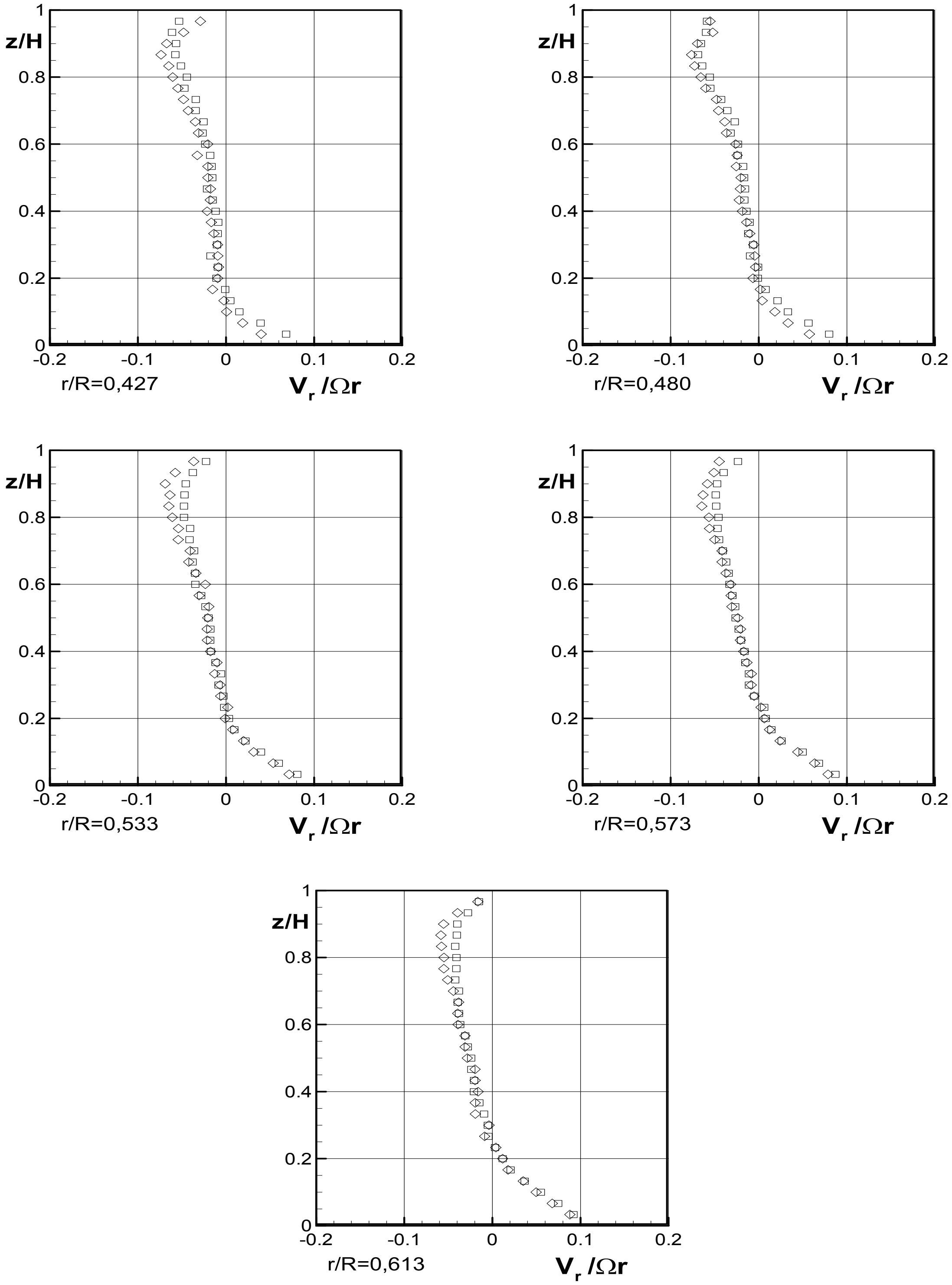


Figure C.3 : Vitesses radiales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

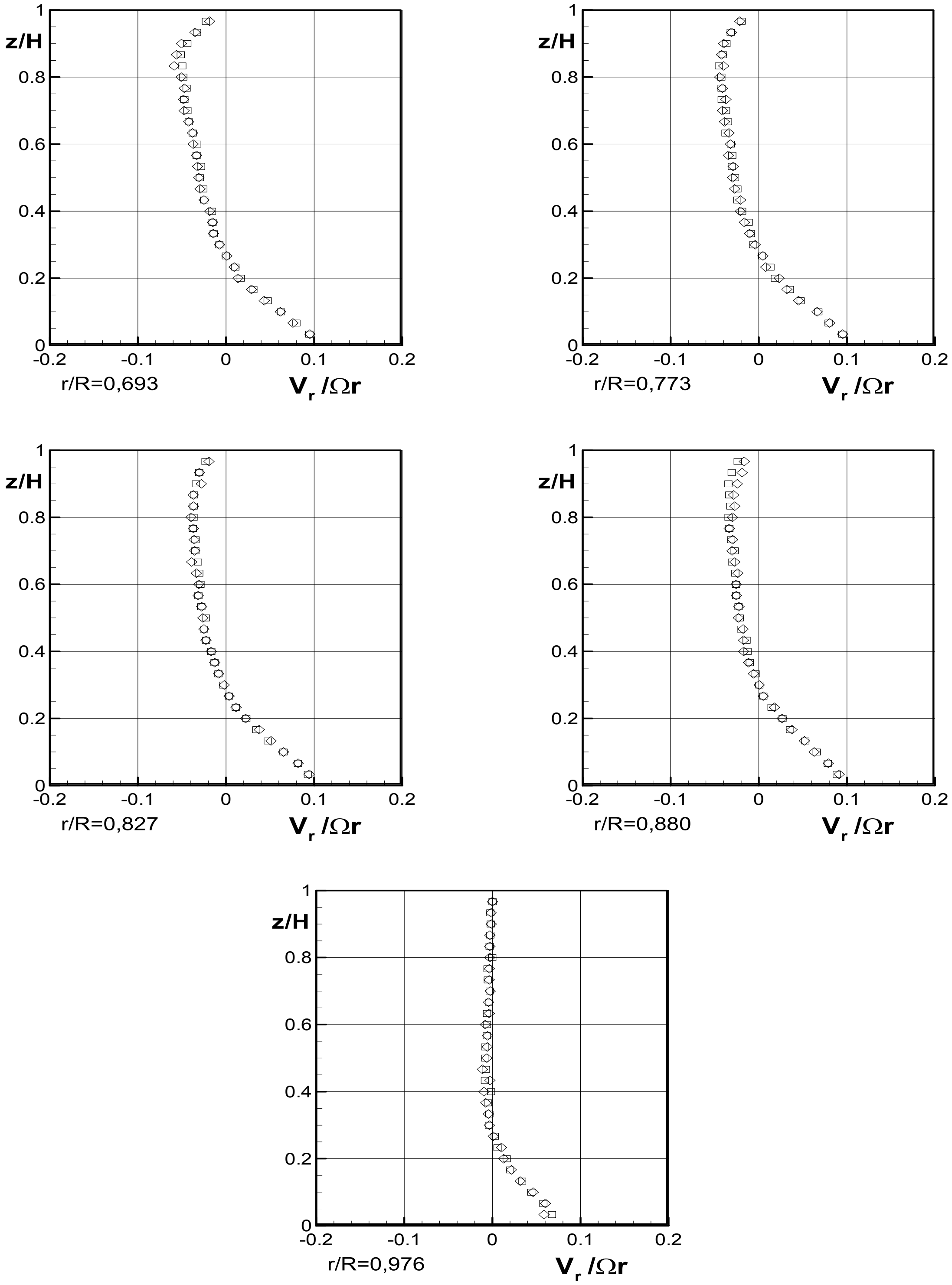


Figure C.4 : Vitesses radiales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

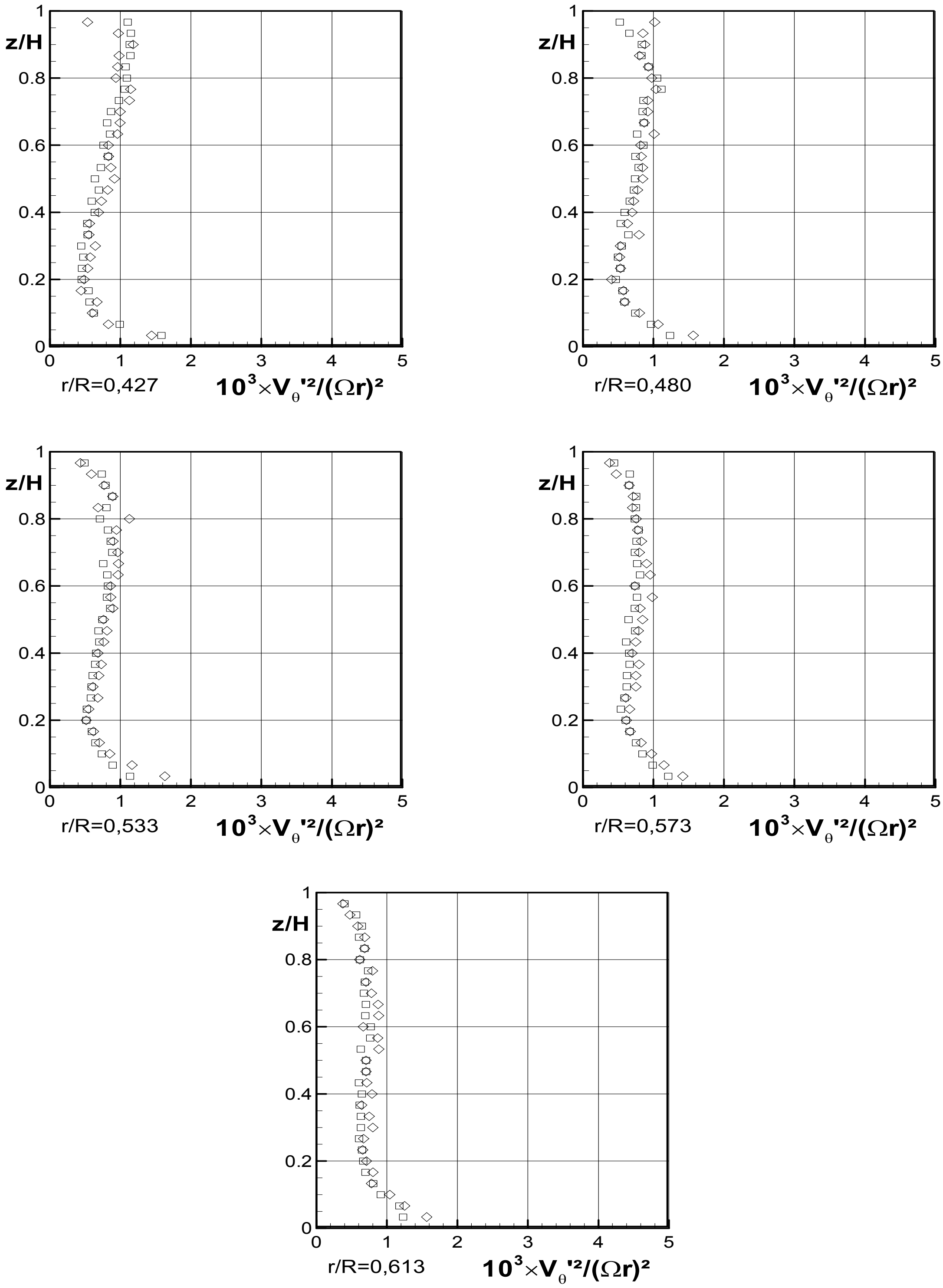


Figure C.5 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$$\Diamond \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$$

$$\square \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

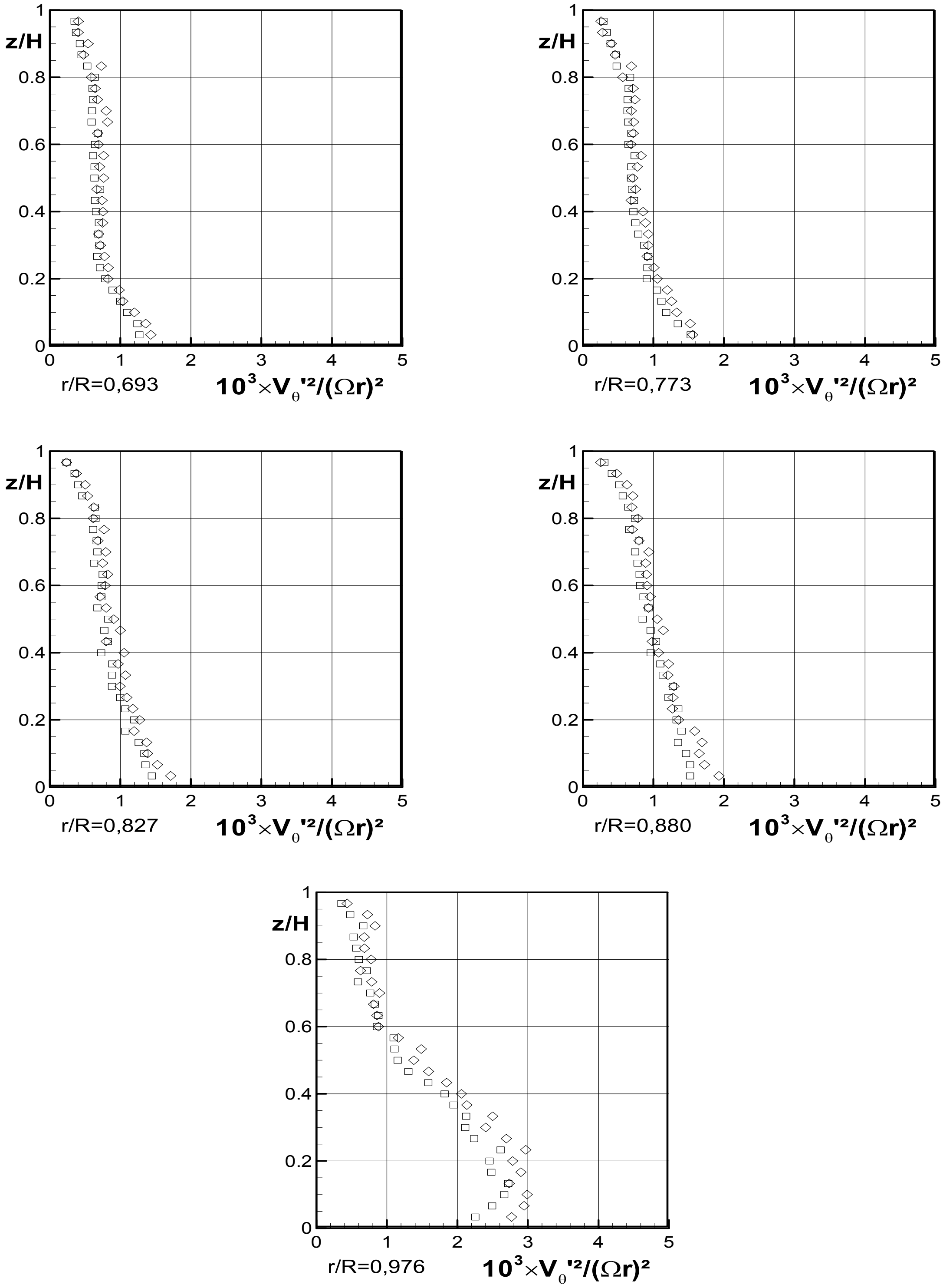


Figure C.6 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$$G = 0{,}07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$$\Diamond \quad \mathrm{Re} = 1{,}47.10^6; \quad Ek = 1{,}42.10^{-4}$$

$$\square \quad \mathrm{Re} = 1{,}96.10^6; \quad Ek = 1{,}06.10^{-4}$$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

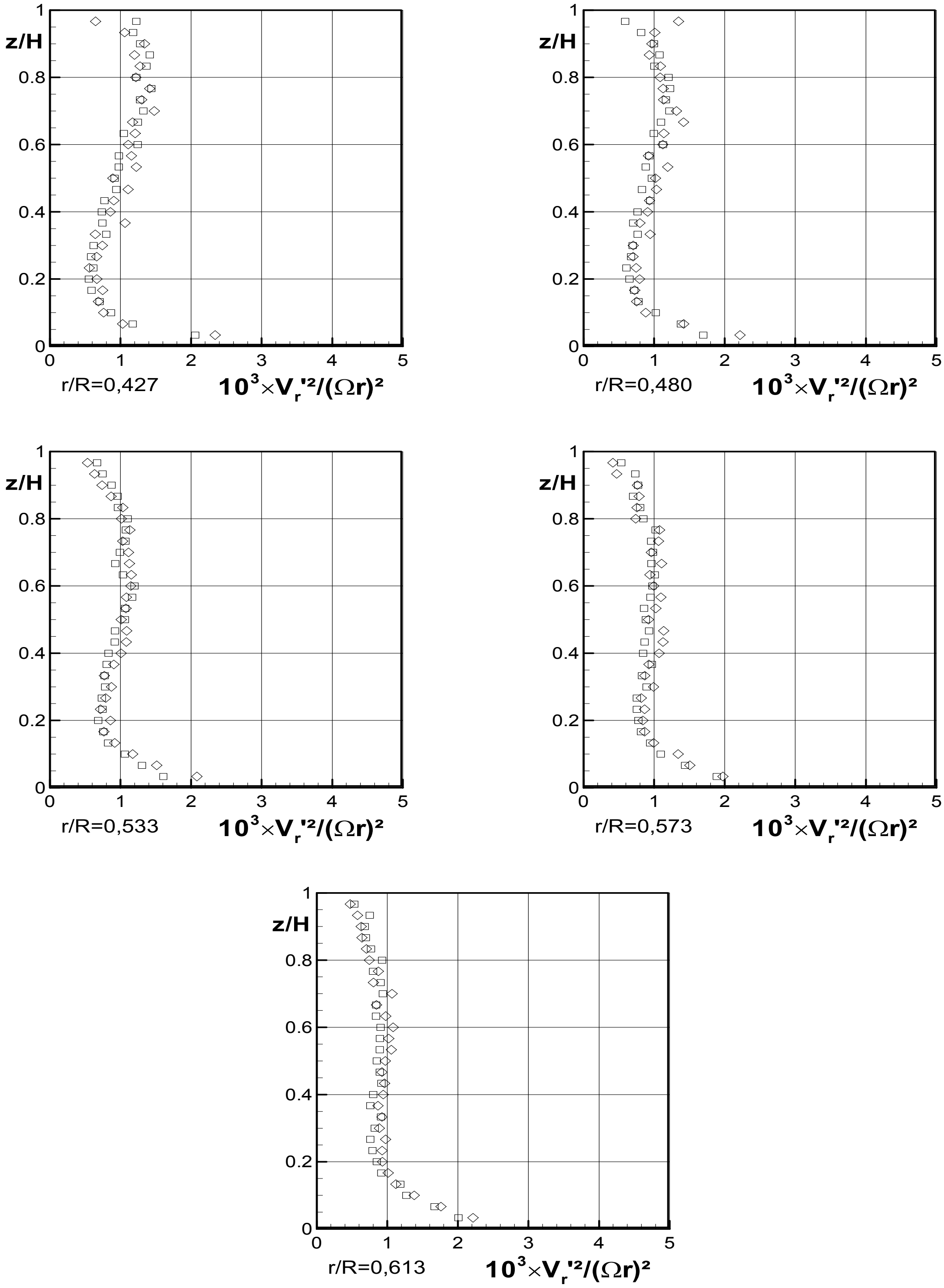


Figure C.7 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

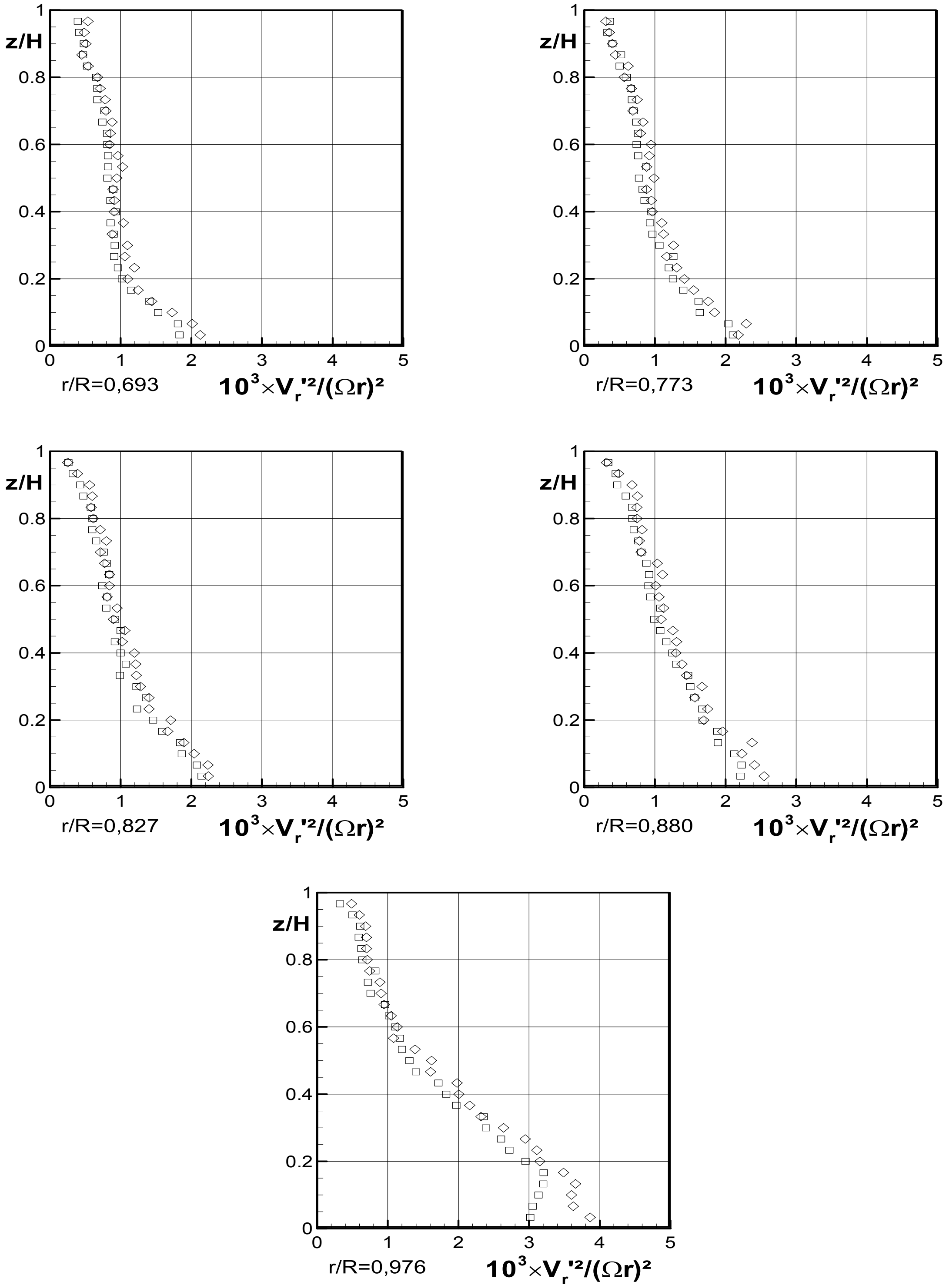


Figure C.8 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$$\Diamond \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$$

$$\square \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

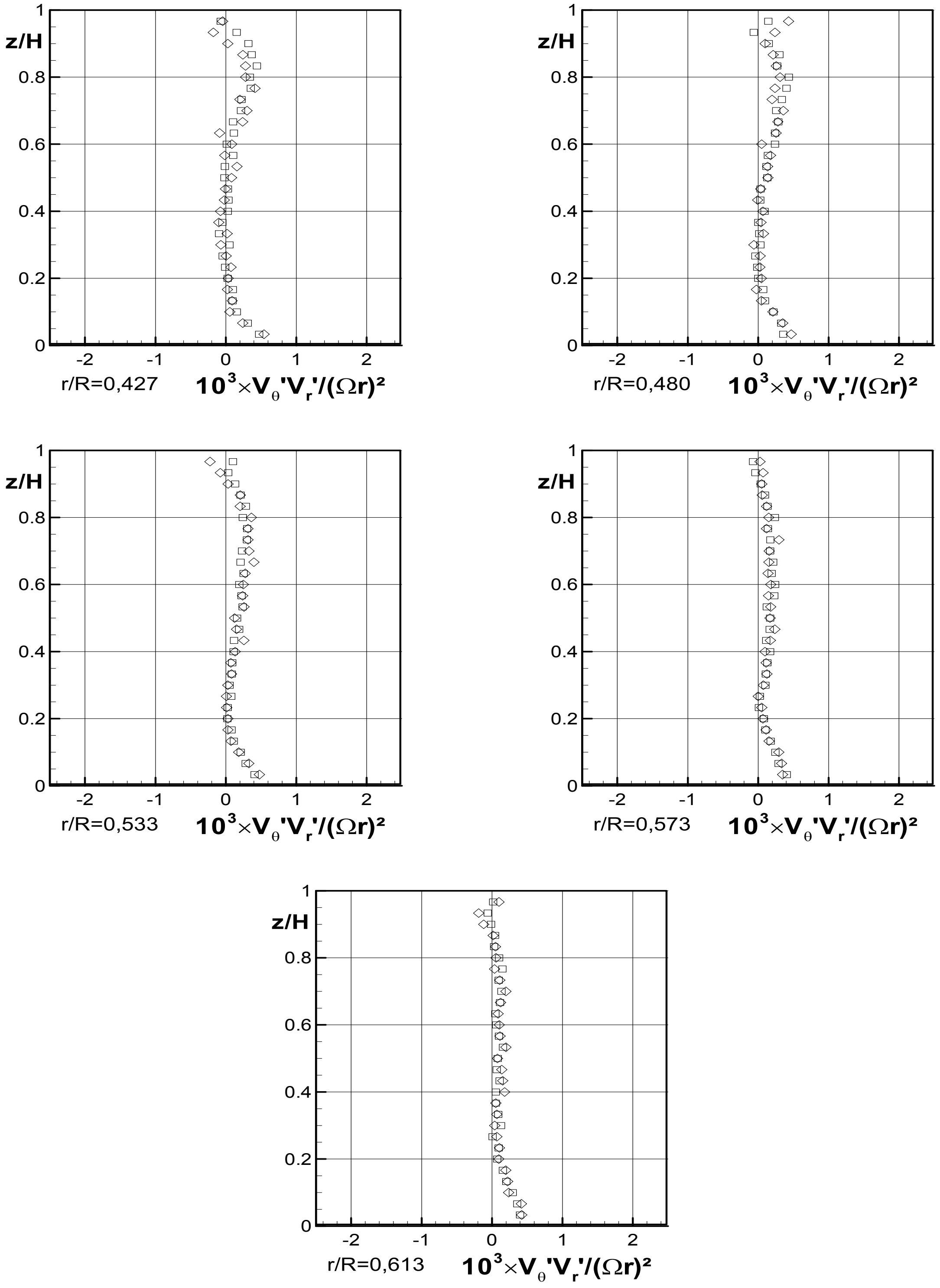


Figure C.9 : Corrélations croisées de vitesses

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

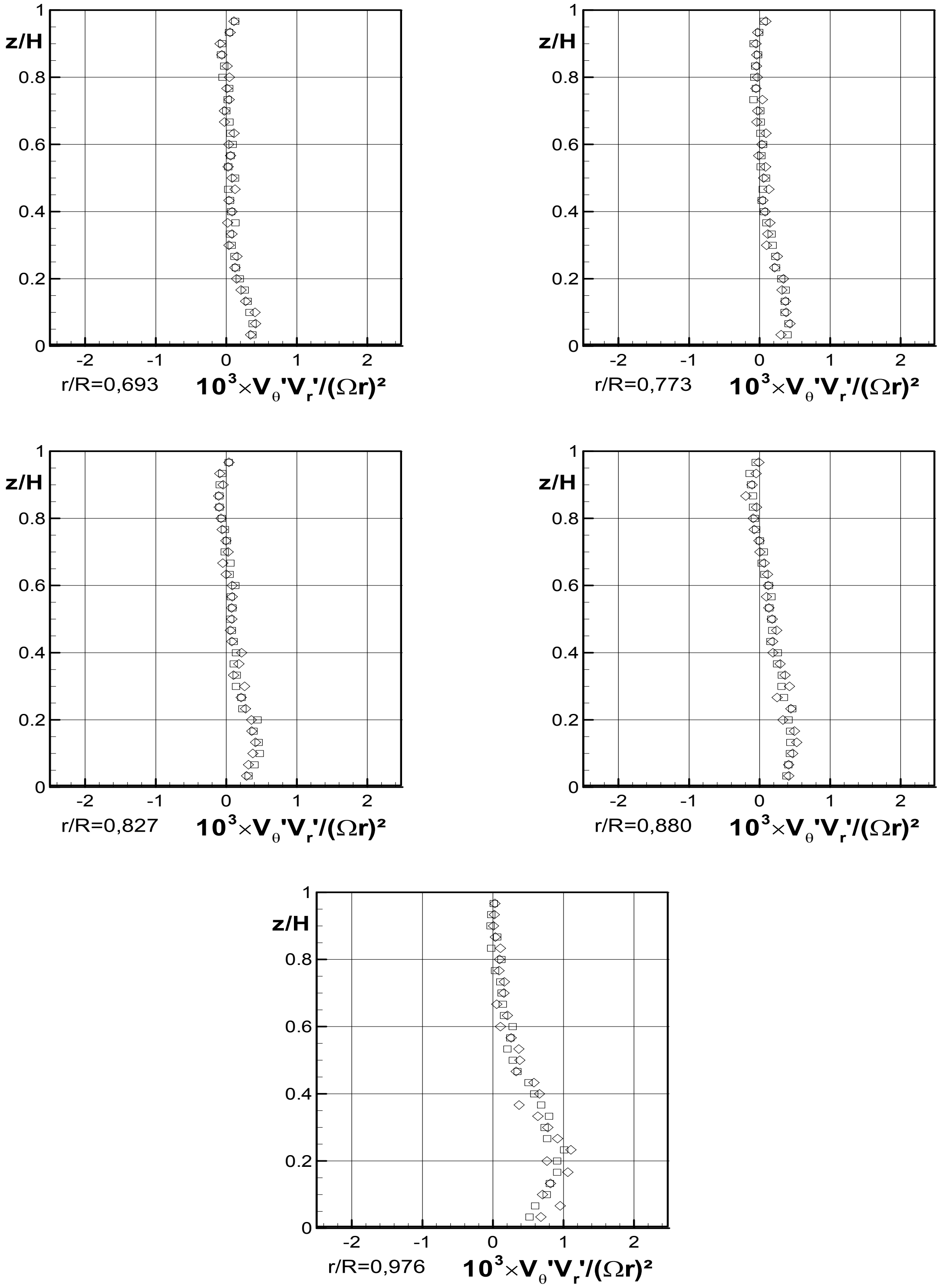


Figure C.10 : Corrélations croisées de vitesses

$$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$\lozenge$ $\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\square$ $\mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

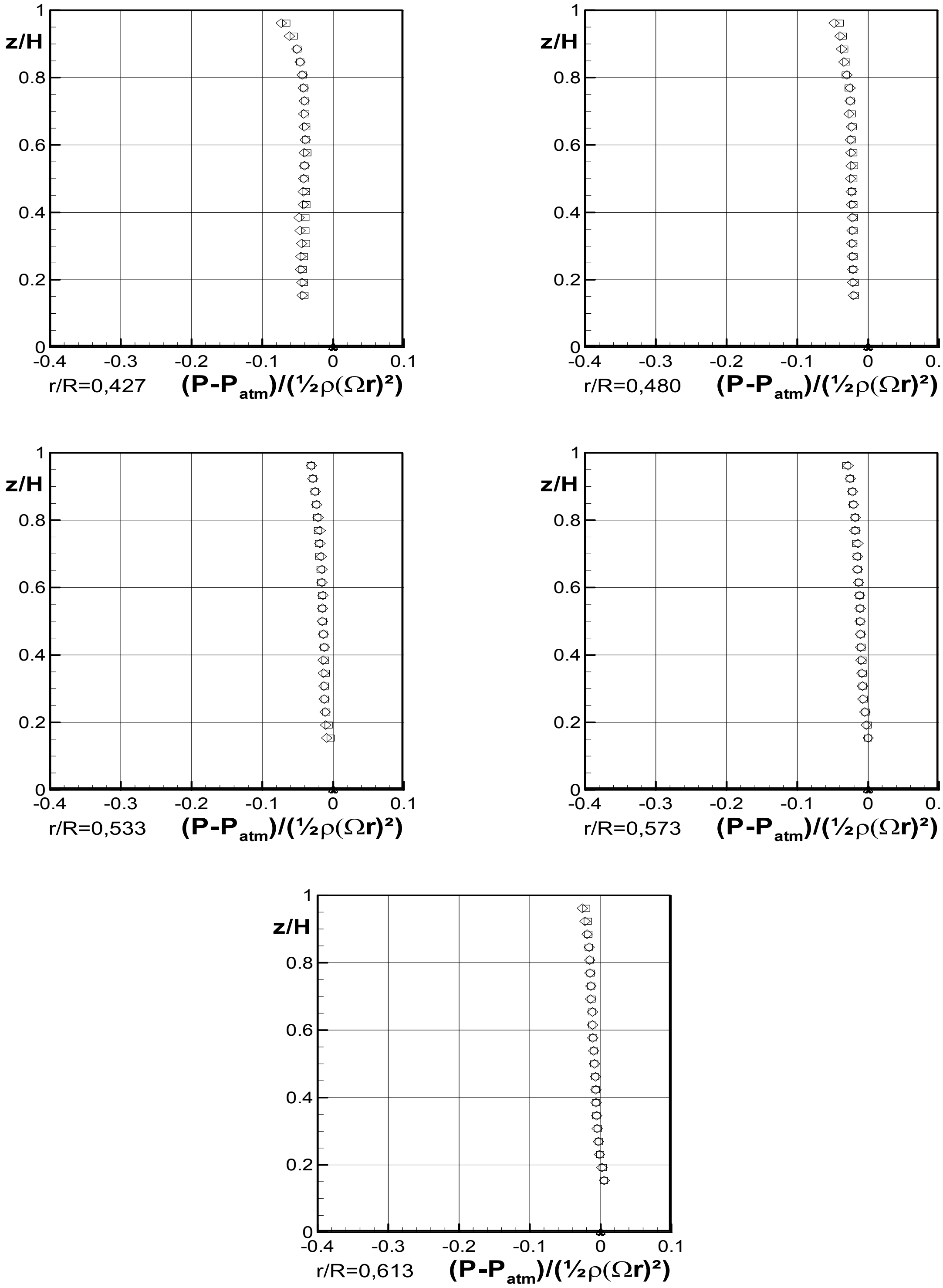


Figure C.11 : Pressions totales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

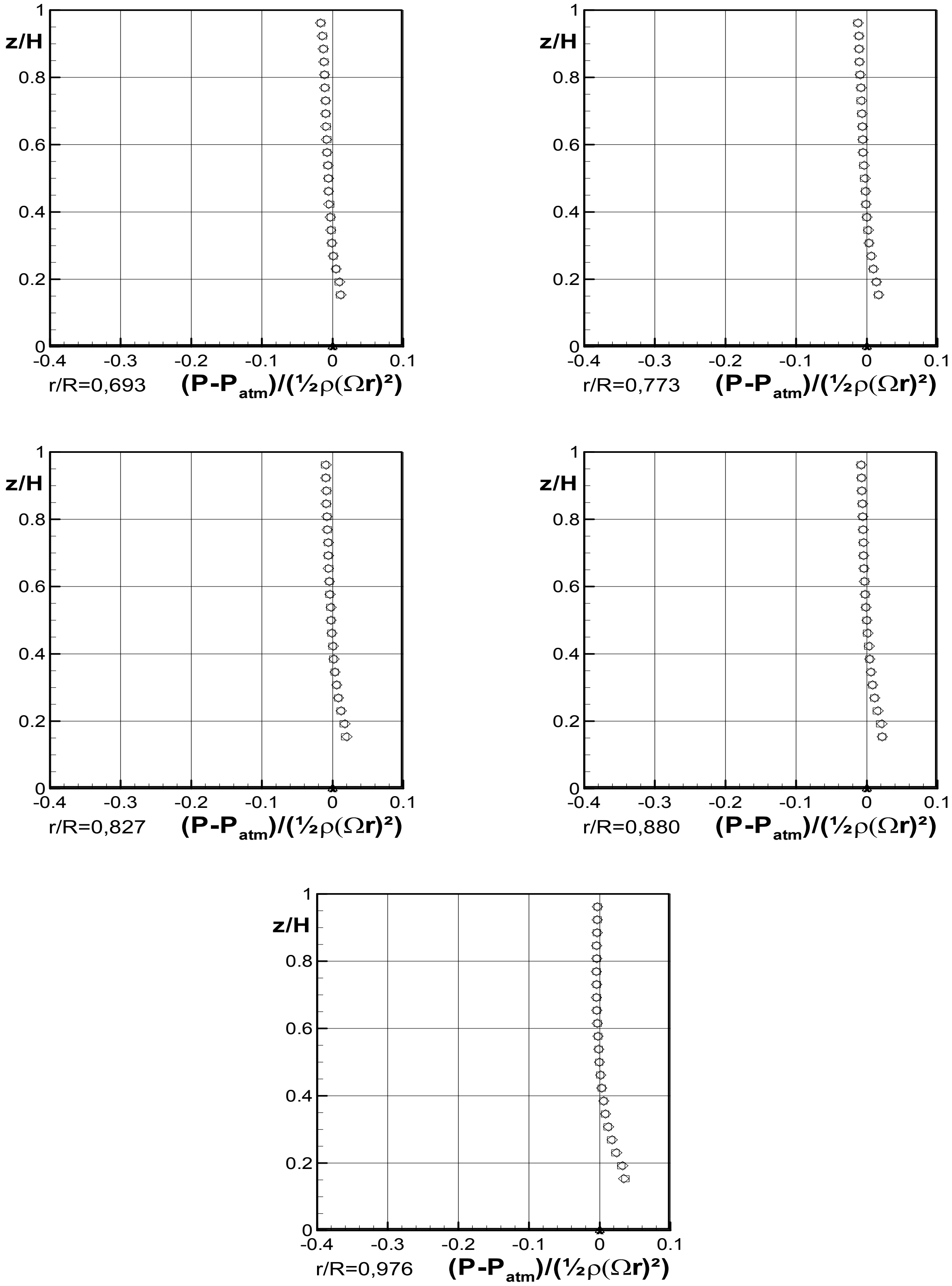


Figure C.12 : Pressions totales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 sans carter

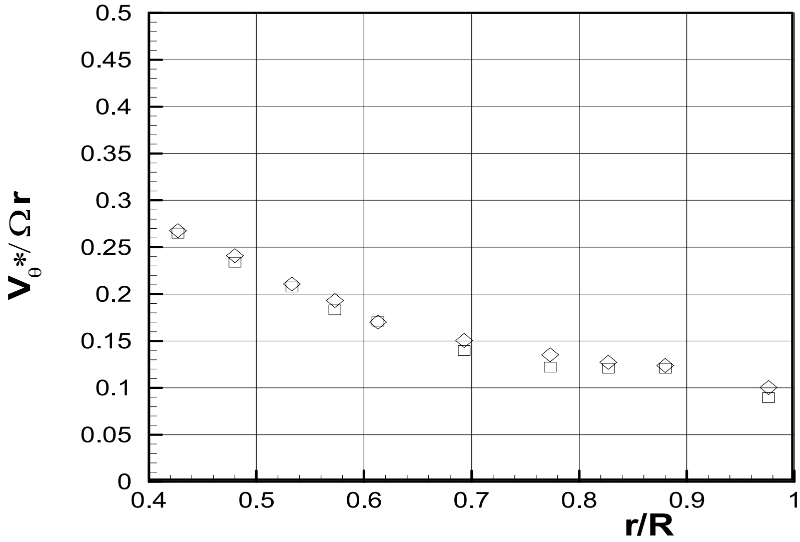


Figure C.13 : Vitesses circonférentielles à mi-hauteur de cavité

$G=0,07; \quad \lambda=0 \quad sans \quad carter$

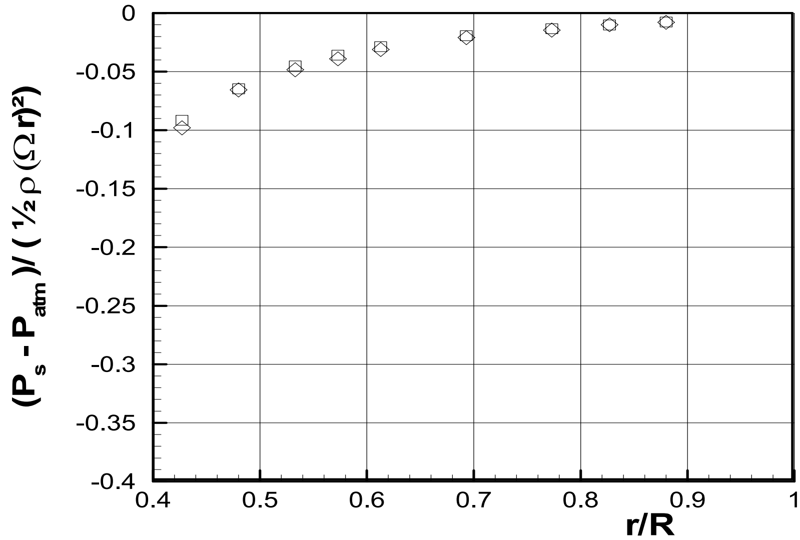


Figure C.14 : Pressions statiques sur le stator

$G=0,07; \quad \lambda=0 \quad sans \quad carter$

◊ $\mathrm{Re}=1,47.10^6; \quad Ek=1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re}=1,96.10^6; \quad Ek=1,06.10^{-4}$

Influence du nombre d'Ekman à G=0,07 avec carter

Influence de Ek à G=0,07 avec carter

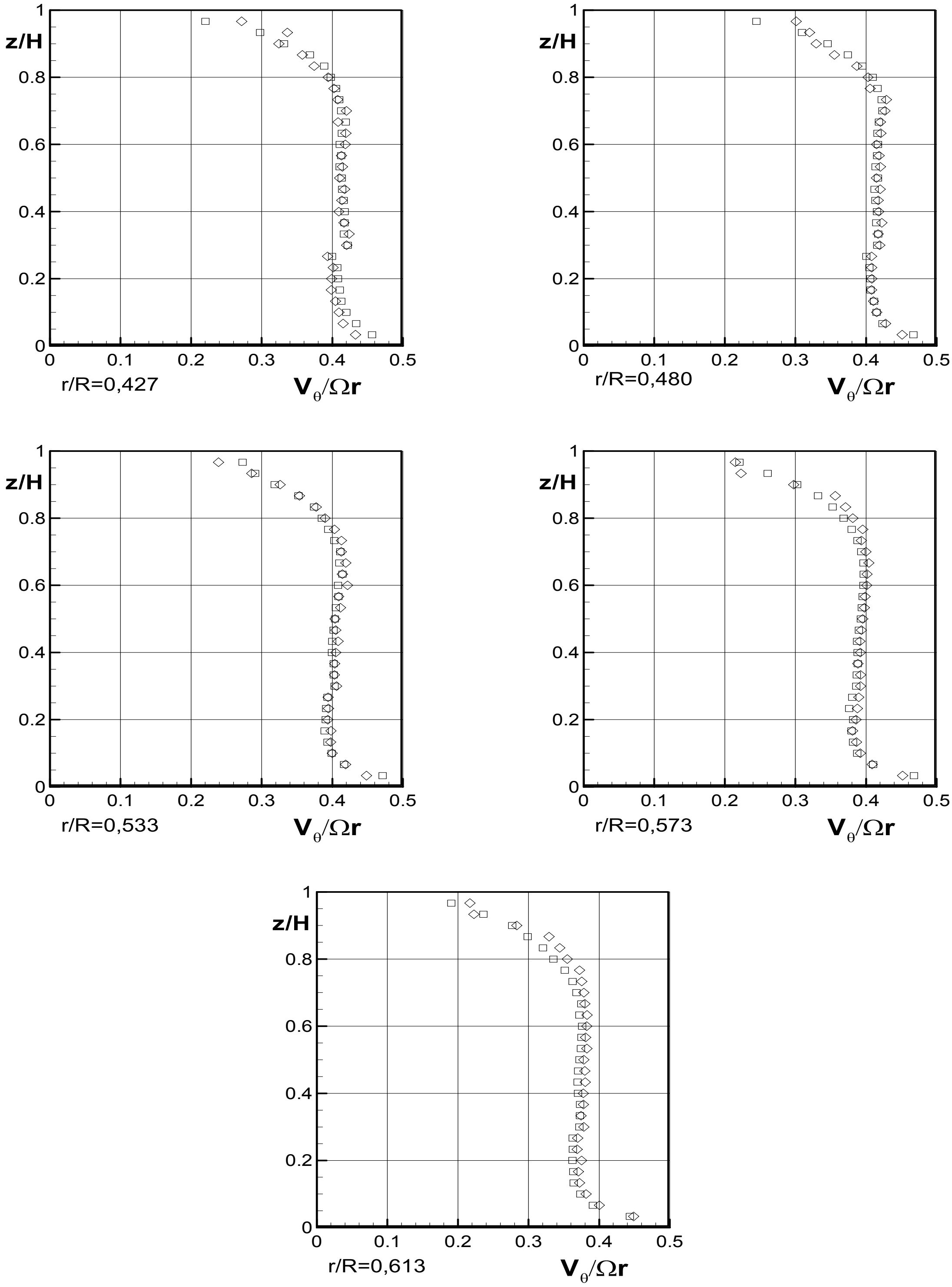


Figure C.15 : Vitesses circonférentielles

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 avec carter

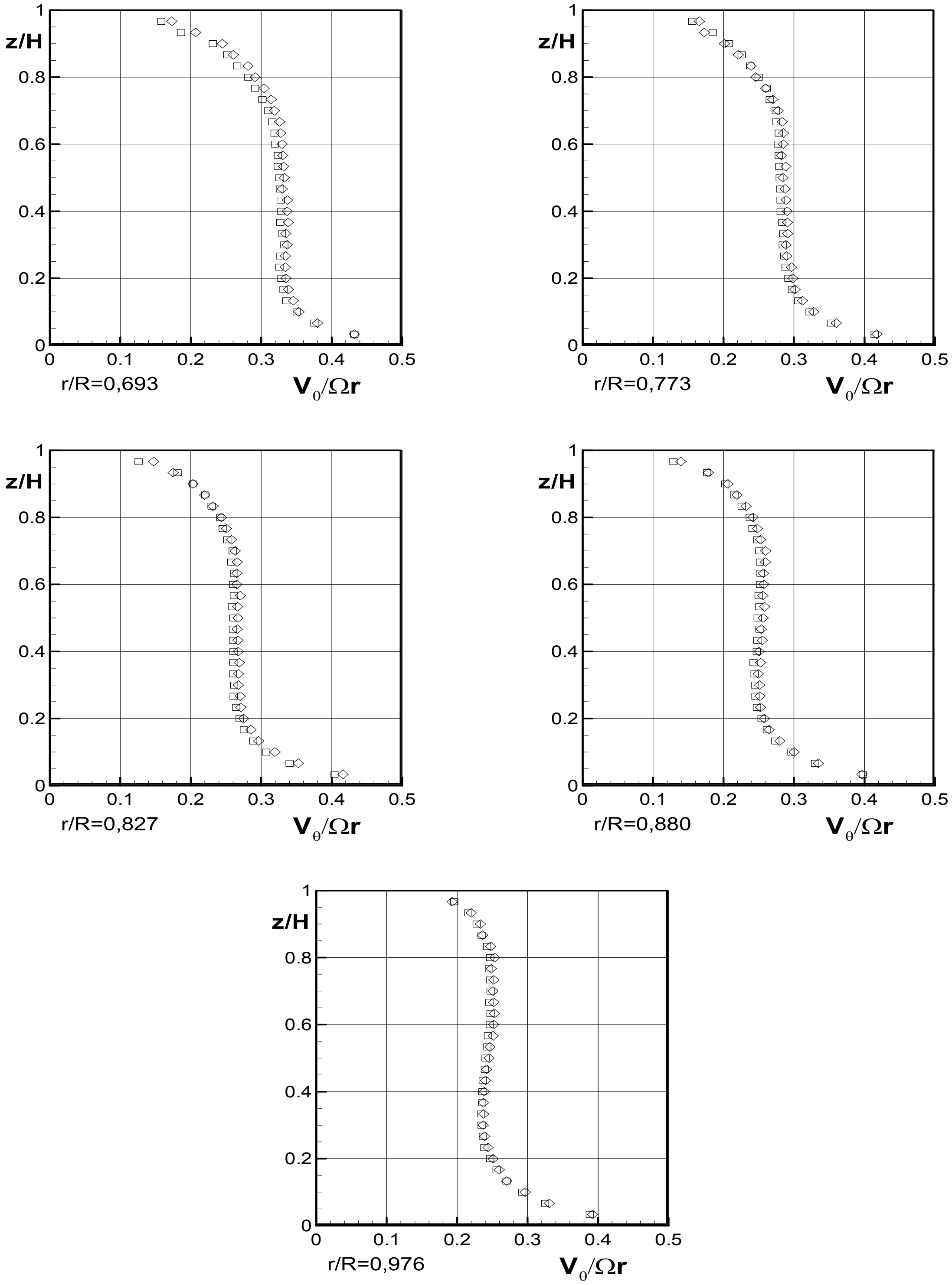


Figure C.16 : Vitesses circonférentielles

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 avec carter

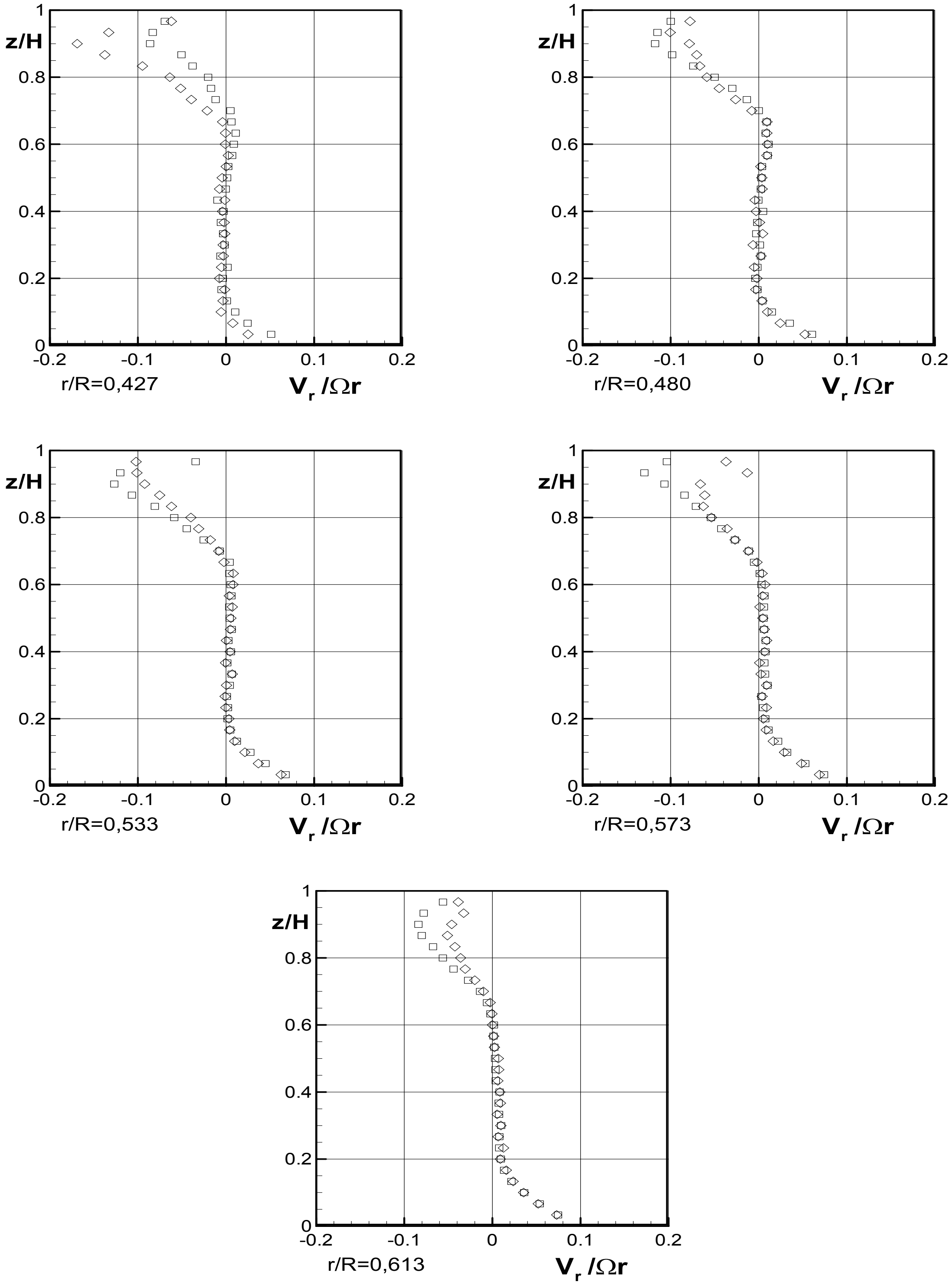


Figure C.17 : Vitesses radiales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 avec carter

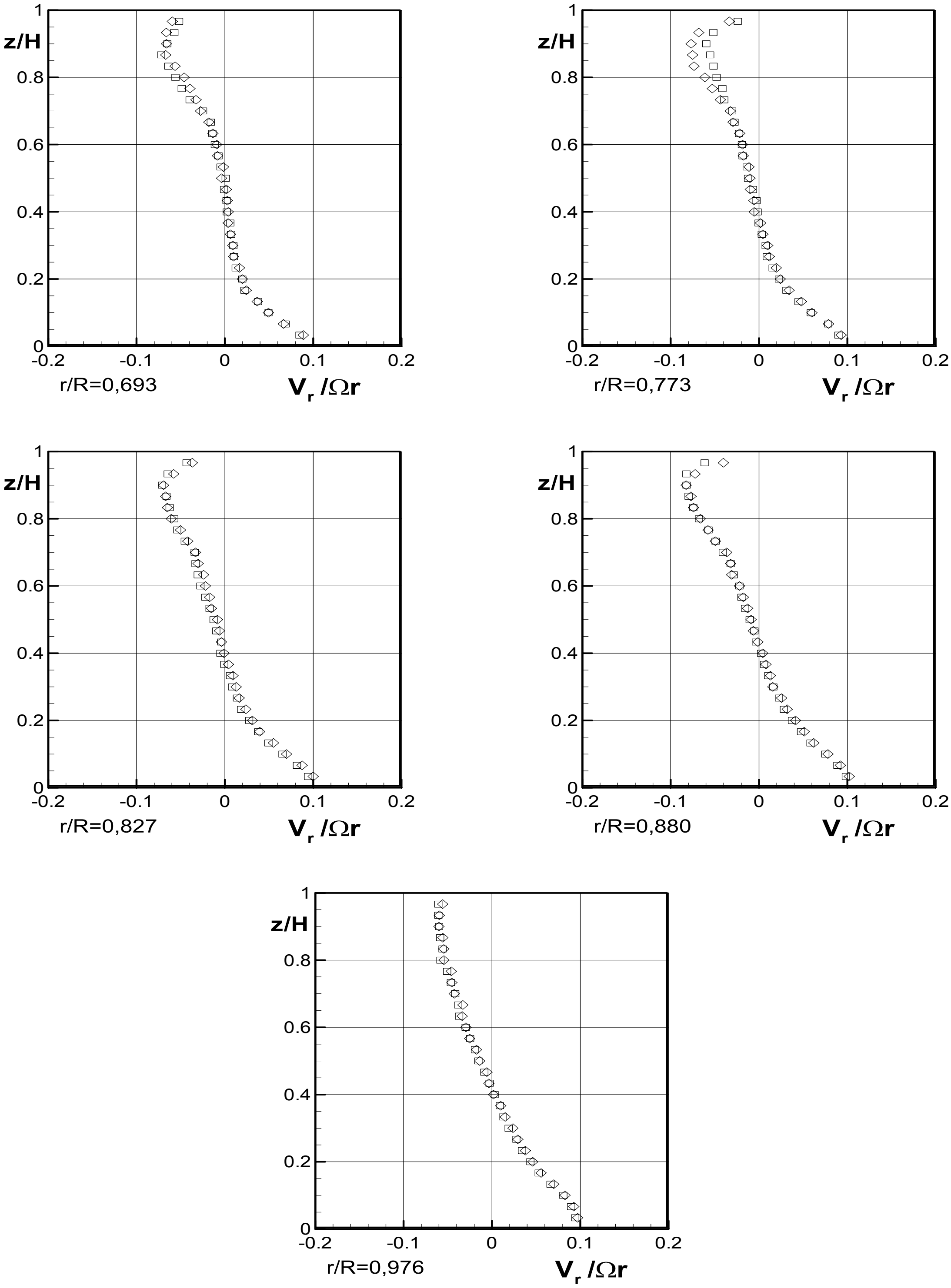


Figure C.18 : Vitesses radiales

$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de Ek à G=0,07 avec carter

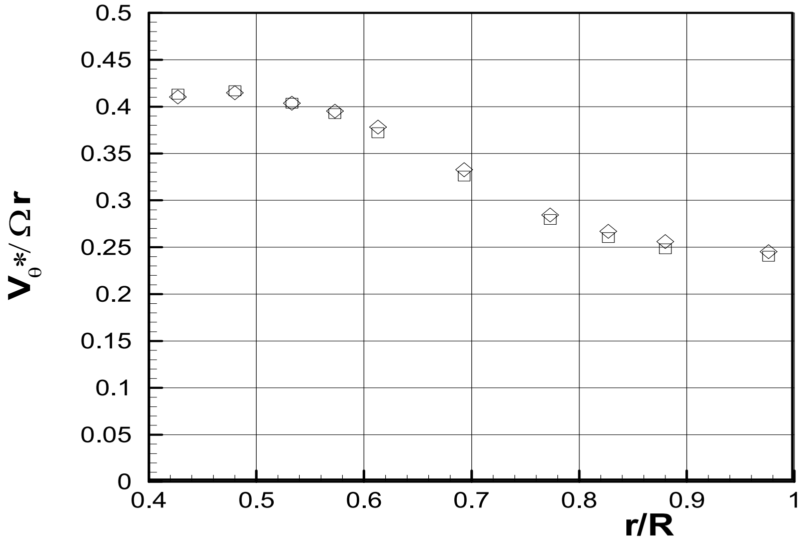


Figure C.19 : Vitesses circonférentielles à mi-hauteur de cavité
$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

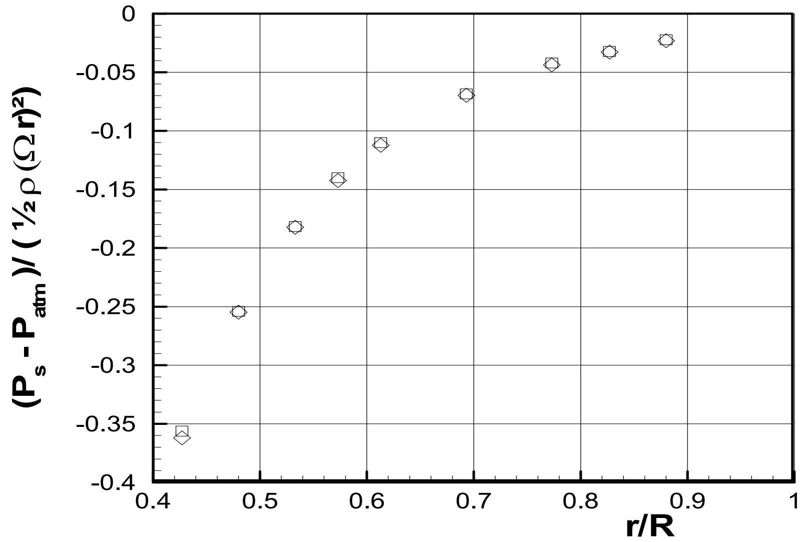


Figure C.20 : Pressions statiques sur le stator
$G = 0,07; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,96.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence du nombre d'Ekman à G=0,09 avec carter

Influence de Ek à G=0,09 avec carter

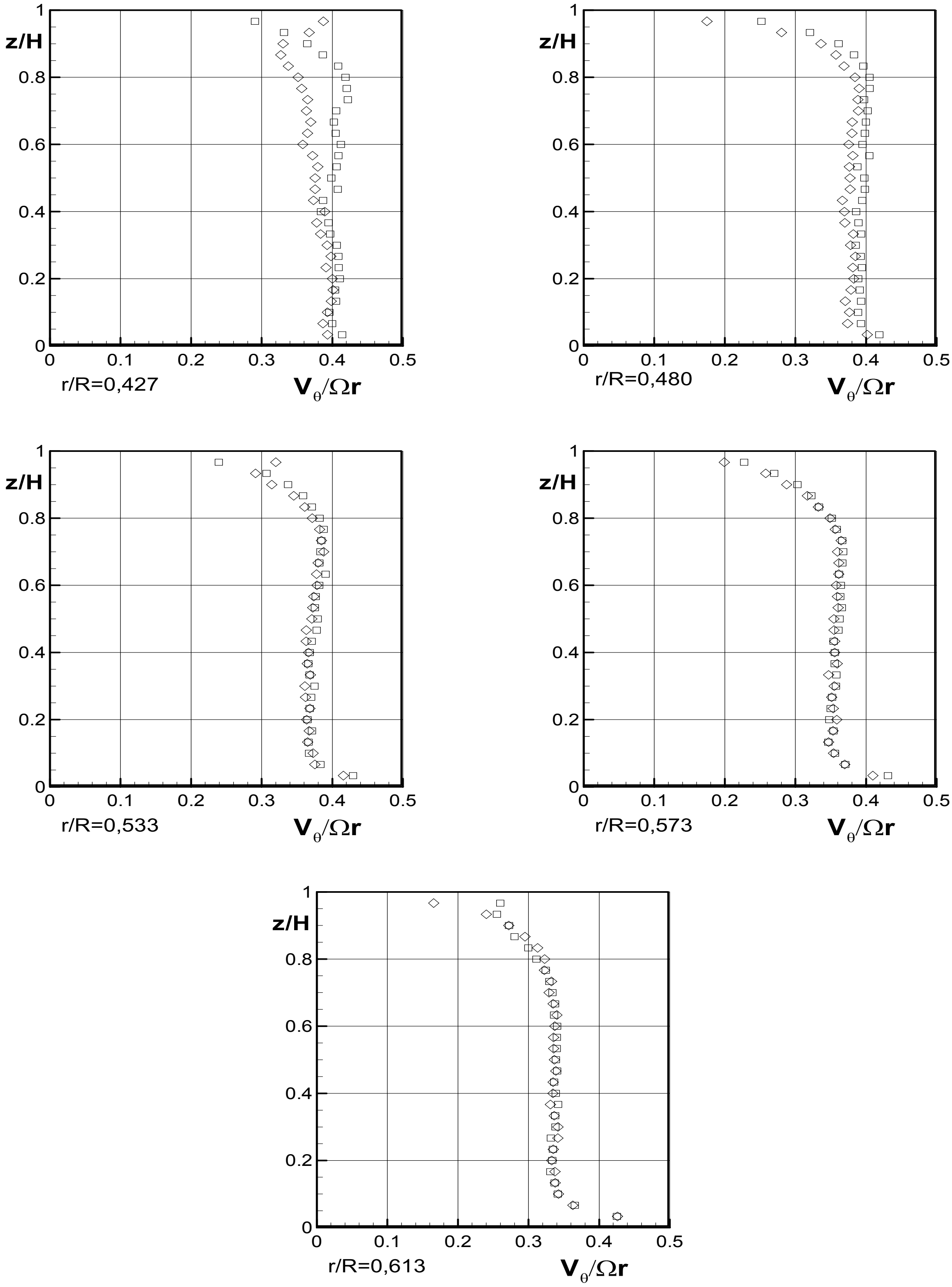


Figure C.21 : Vitesses circonférentielles

$G = 0,09; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,14.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

Influence de Ek à G=0,09 avec carter

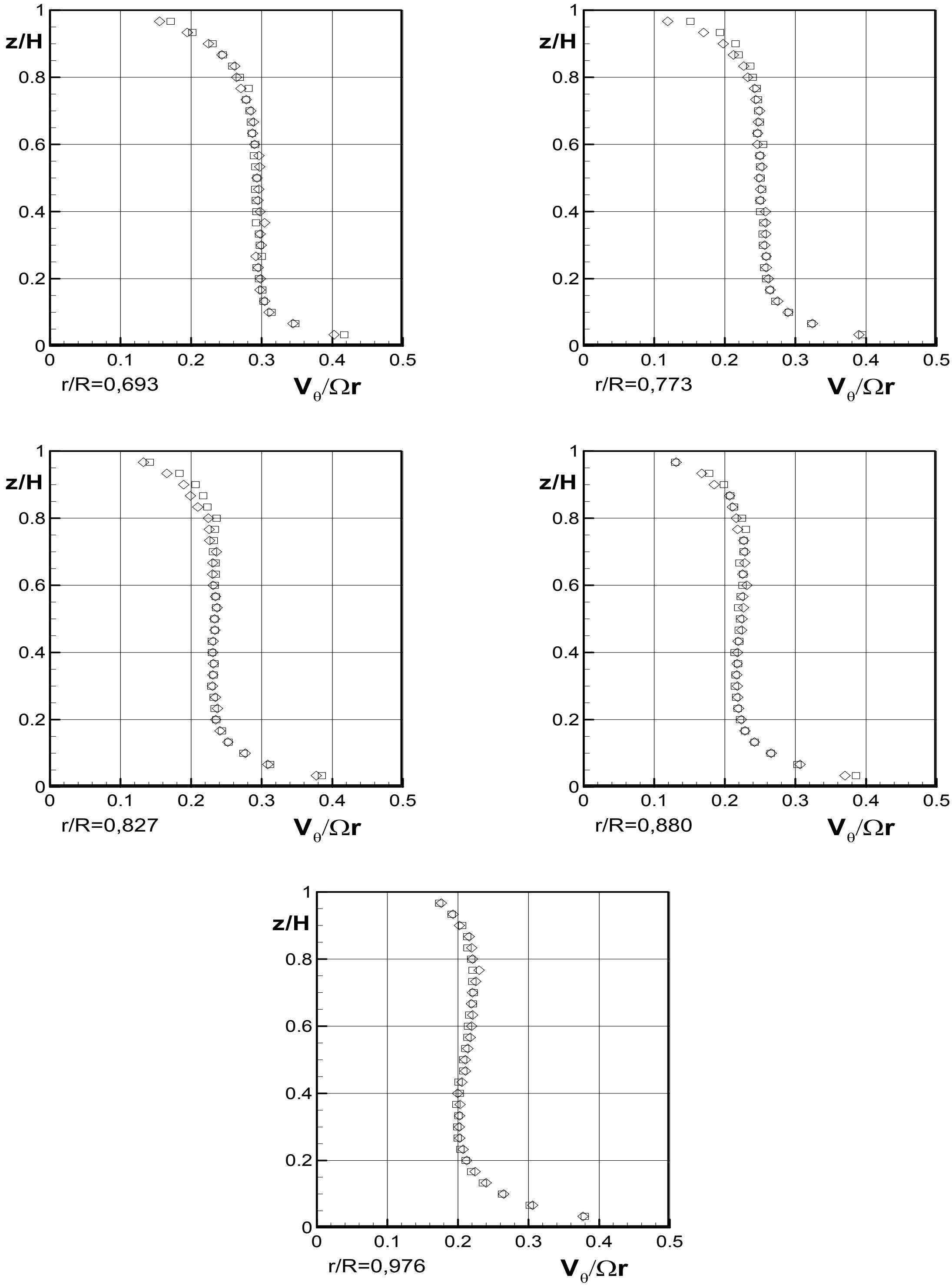


Figure C.22 : Vitesses circonférentielles

$$G = 0,09; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\Diamond$ $\mathrm{Re} = 1,14.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

$\square$ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

Influence de Ek à G=0,09 avec carter

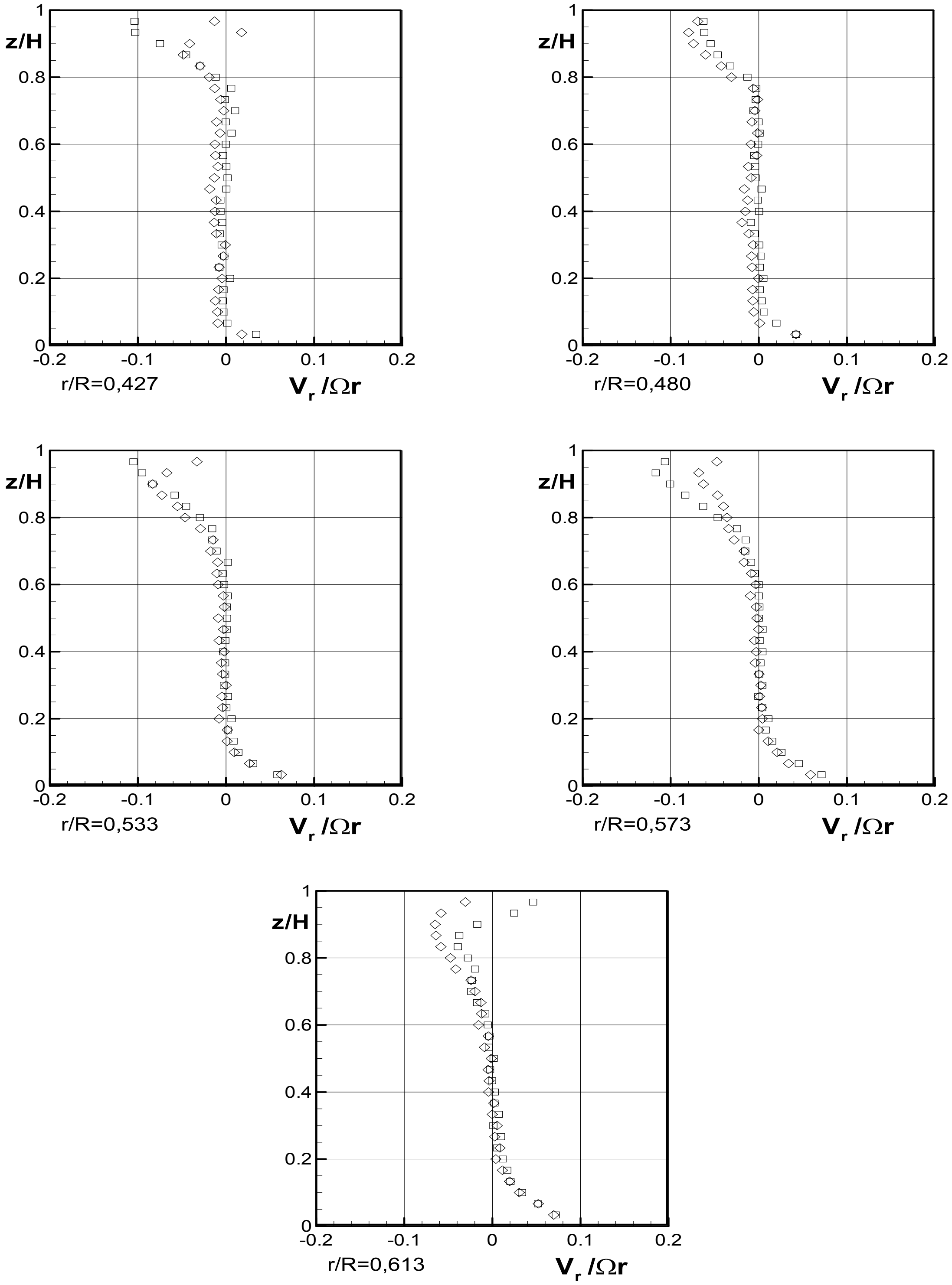


Figure C.23 : Vitesses radiales

$G = 0,09; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,14.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

Influence de Ek à G=0,09 avec carter

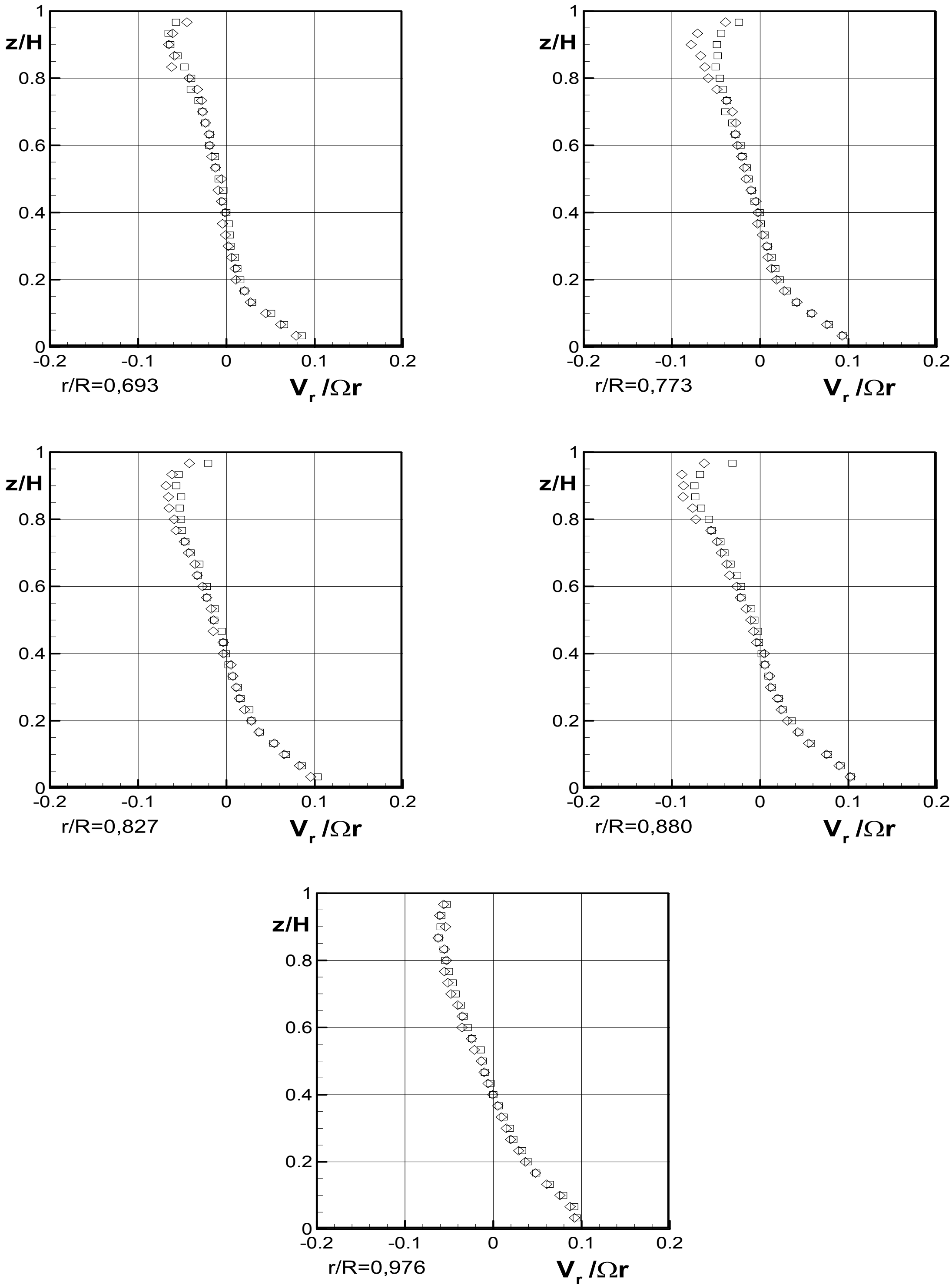


Figure C.24 : Vitesses radiales

$G = 0,09; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

$\lozenge \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^{6}; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

$\square \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

Influence de Ek à G=0,09 avec carter

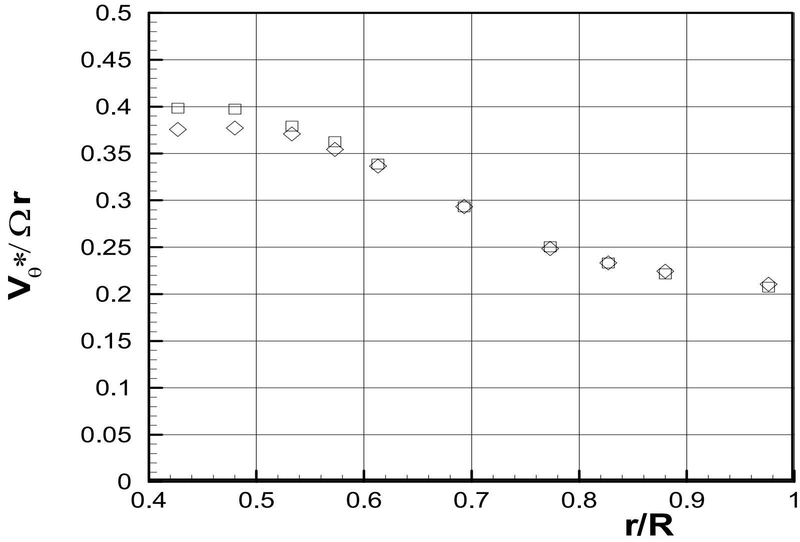


Figure C.25 : Vitesses circonférentielles à mi-hauteur de cavité
$G = 0,09; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

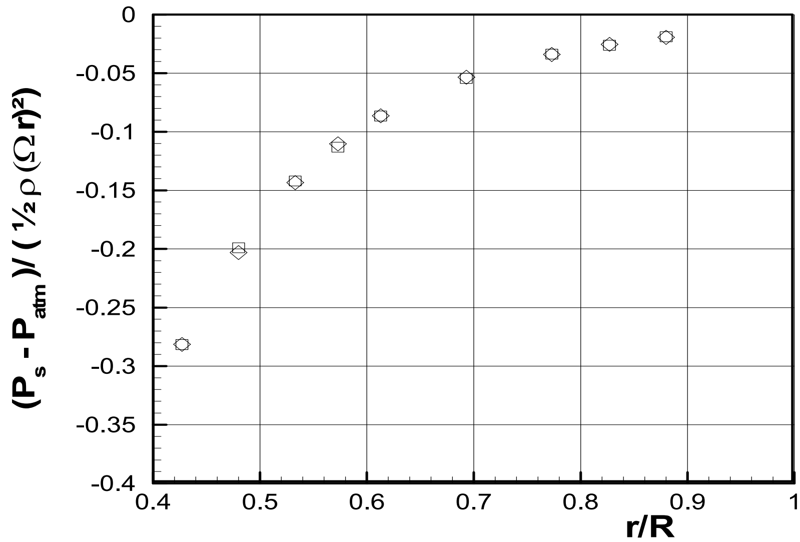


Figure C.26 : Pressions statiques sur le stator
$G = 0,09; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $\mathrm{Re} = 1,14.10^6; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

□ $\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

Influence du paramètre G à nombre de Reynolds fixé, sans carter

Influence de G à Re fixé, sans carter

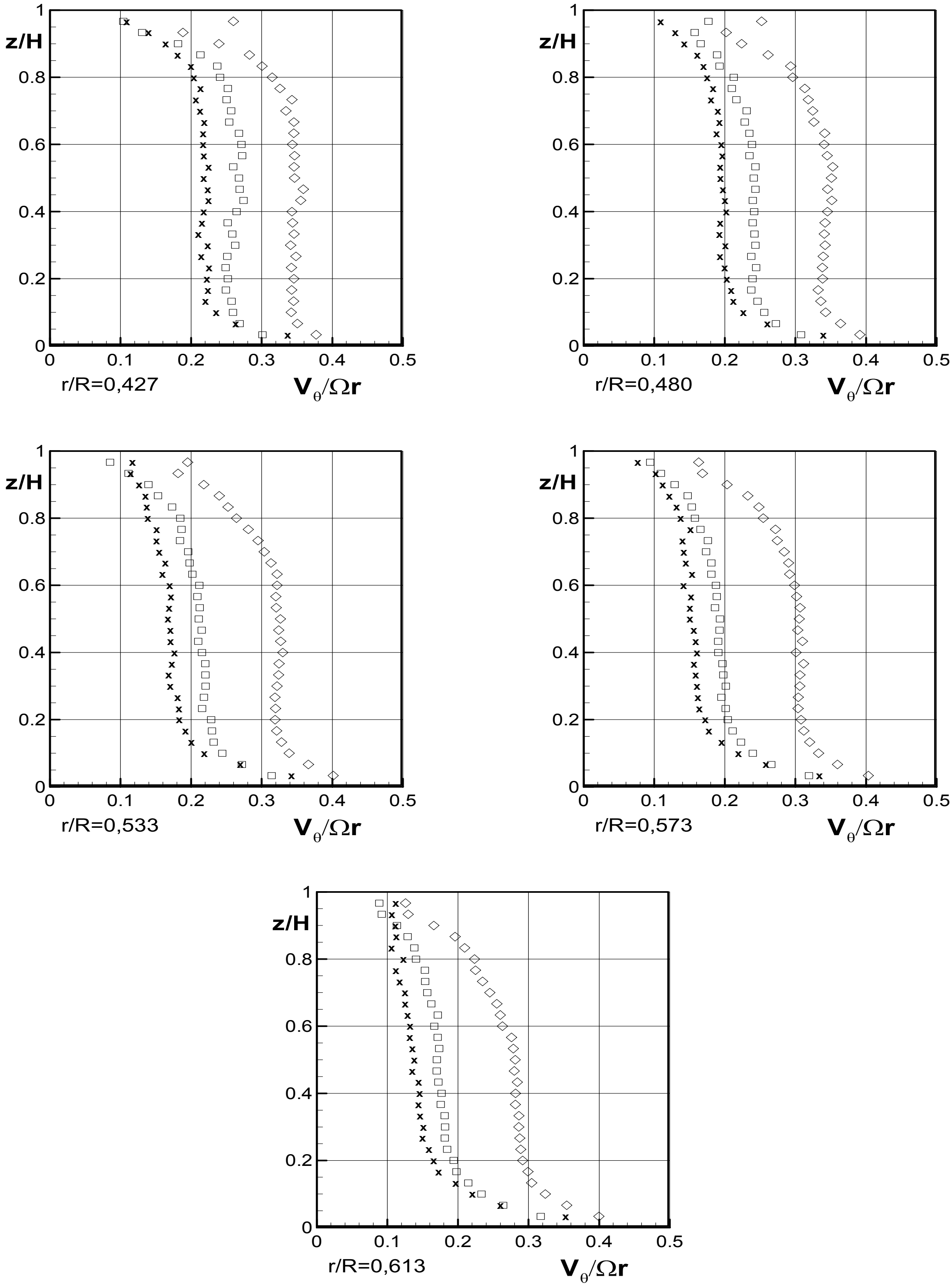


Figure C.27 : Vitesses circonférentielles

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$\diamond \quad G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square \quad G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times \quad G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

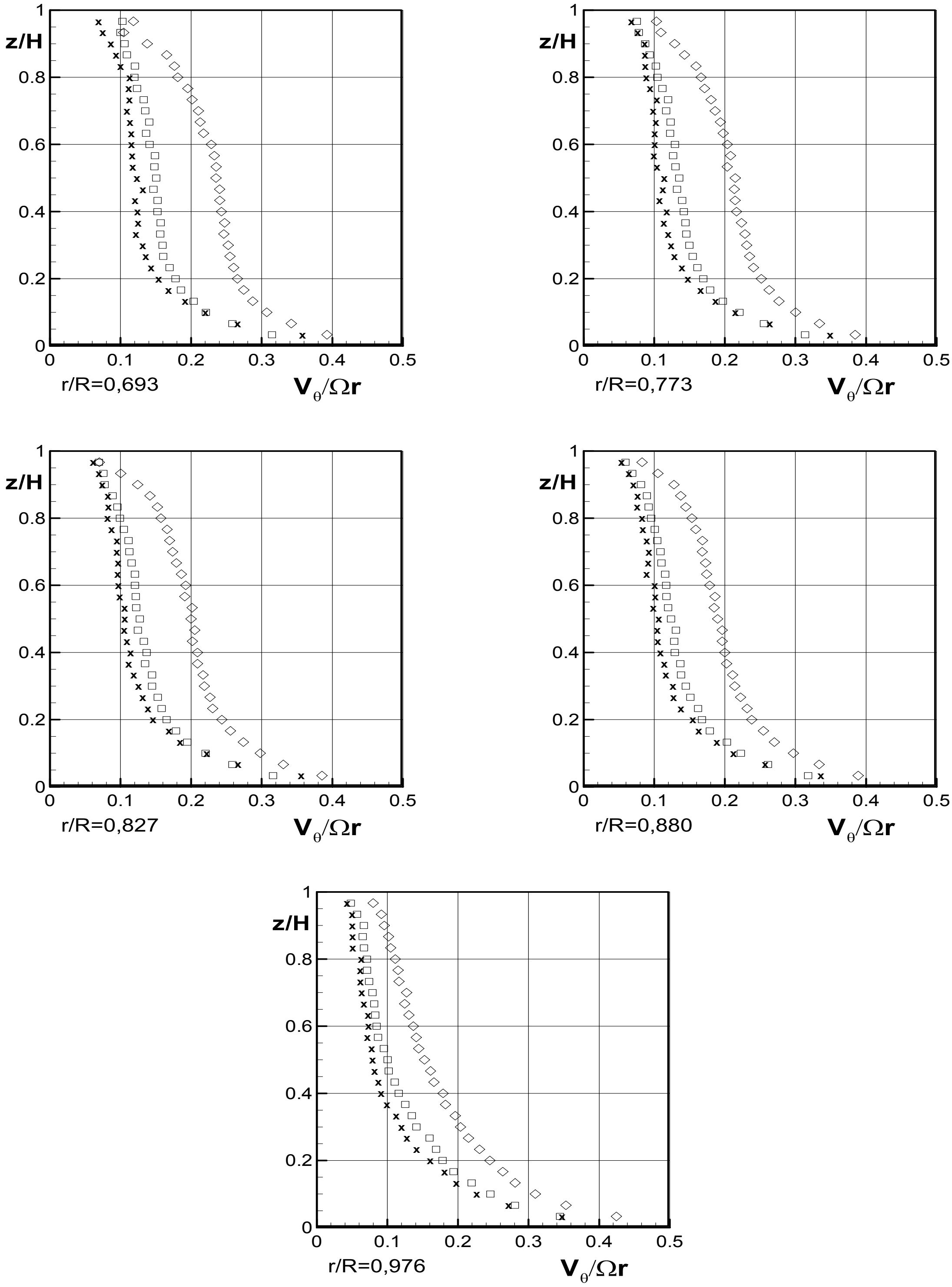


Figure C.28 : Vitesses circonférentielles

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

$\Diamond \quad G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square \quad G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times \quad G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

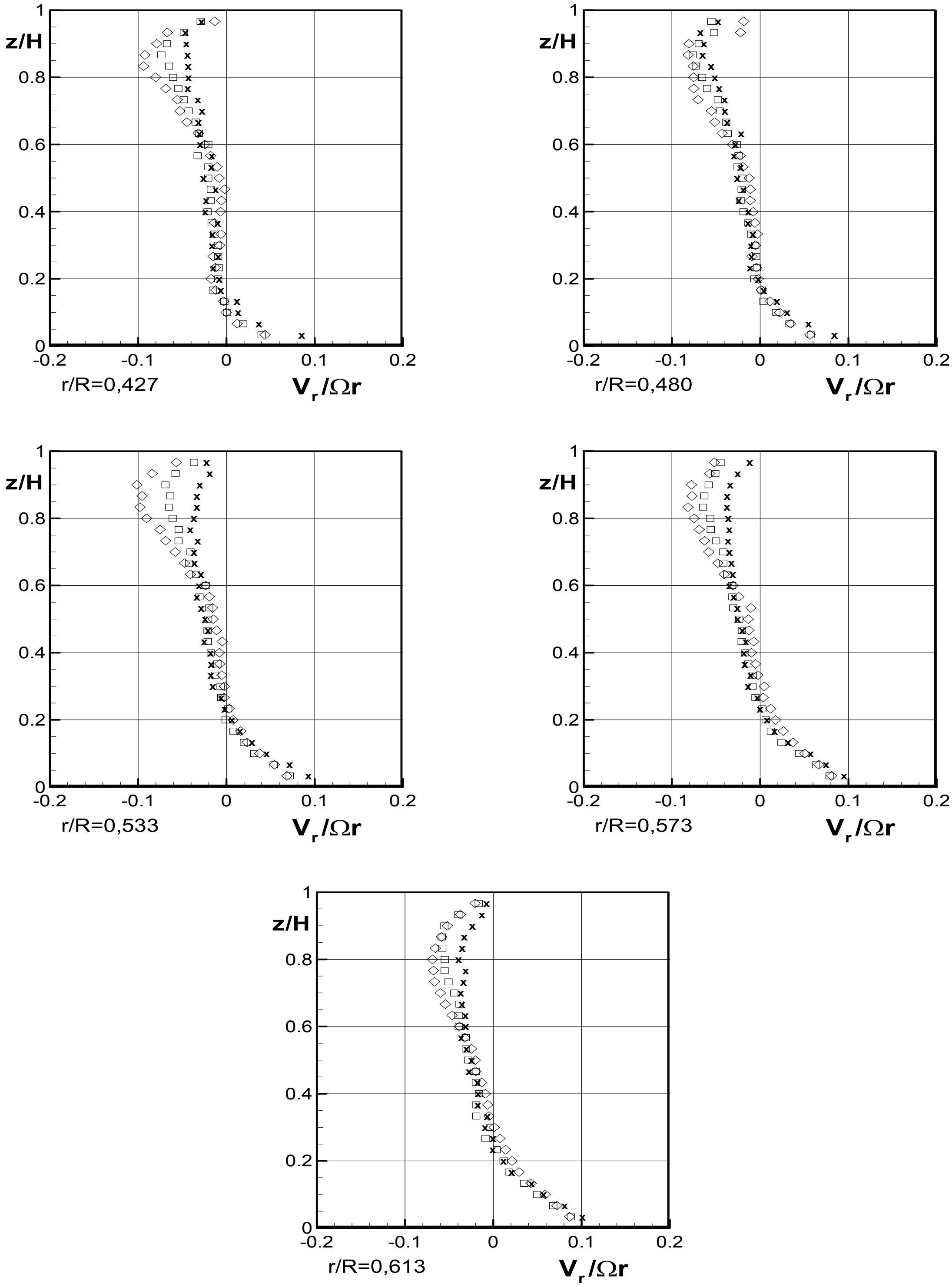


Figure C.29 : Vitesses radiales

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square$ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times$ $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

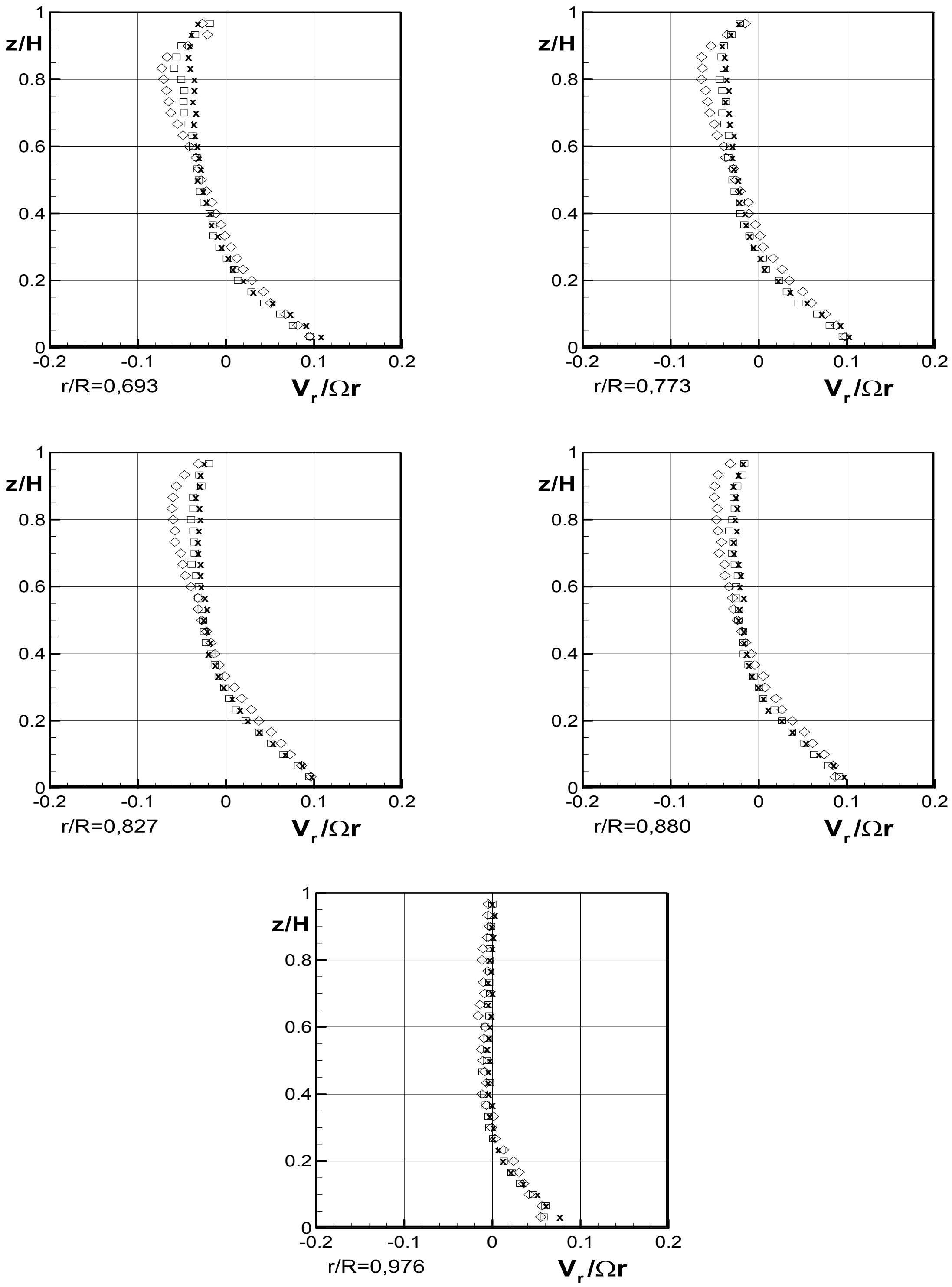


Figure C.30 : Vitesses radiales

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

$\Diamond \quad G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square \quad G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times \quad G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

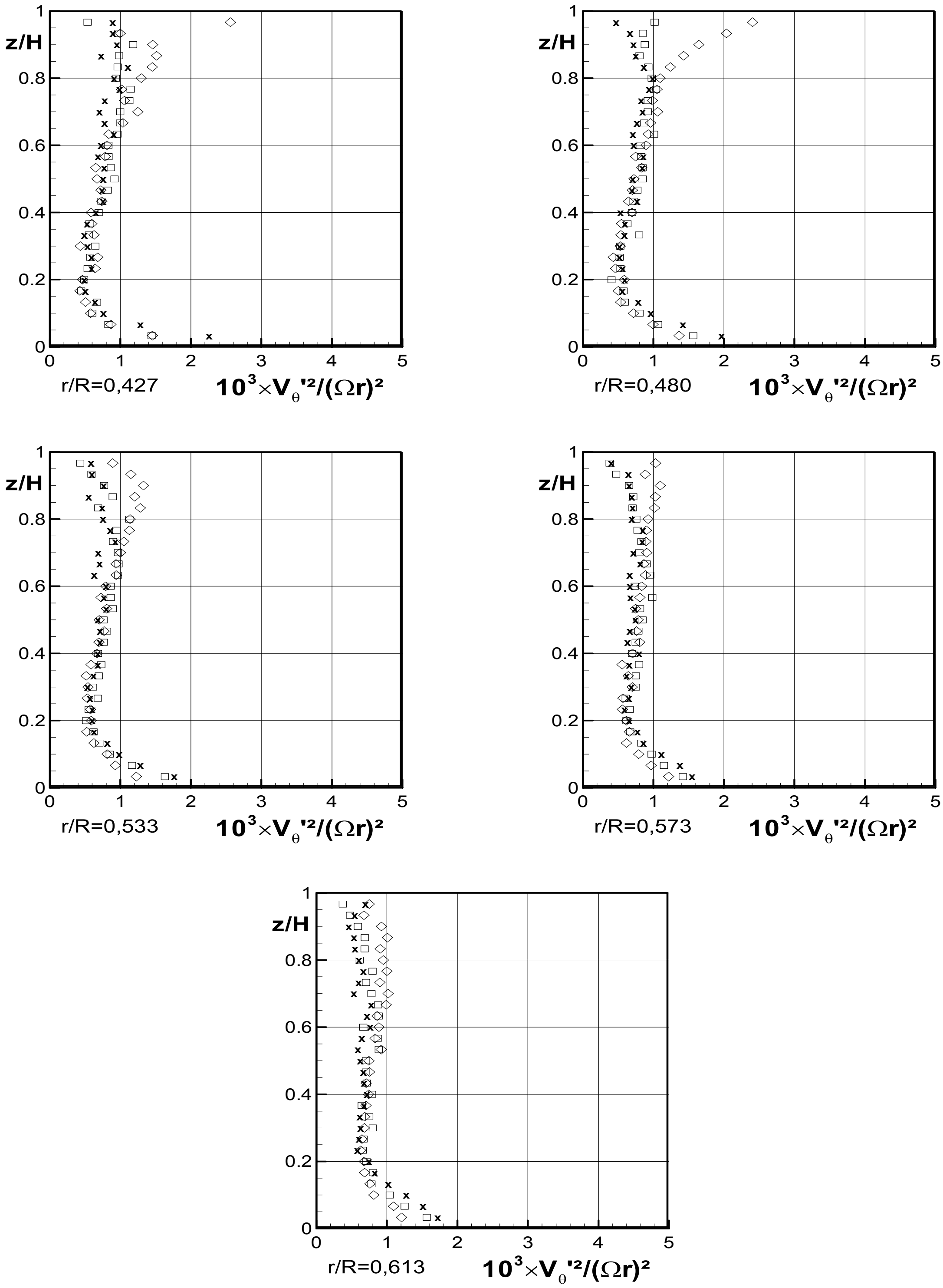


Figure C.31 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$Re = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

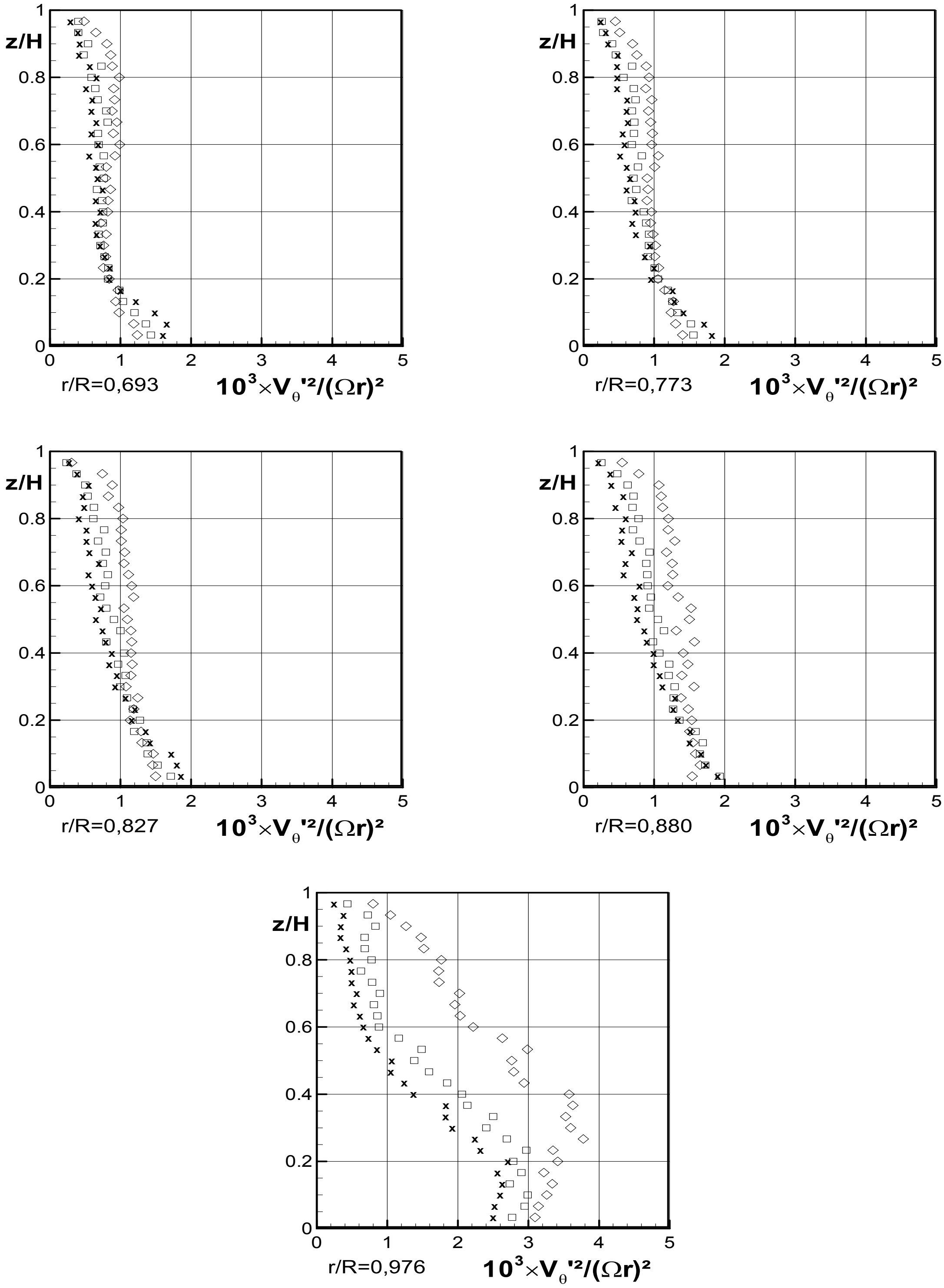


Figure C.32 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square$ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times$ $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

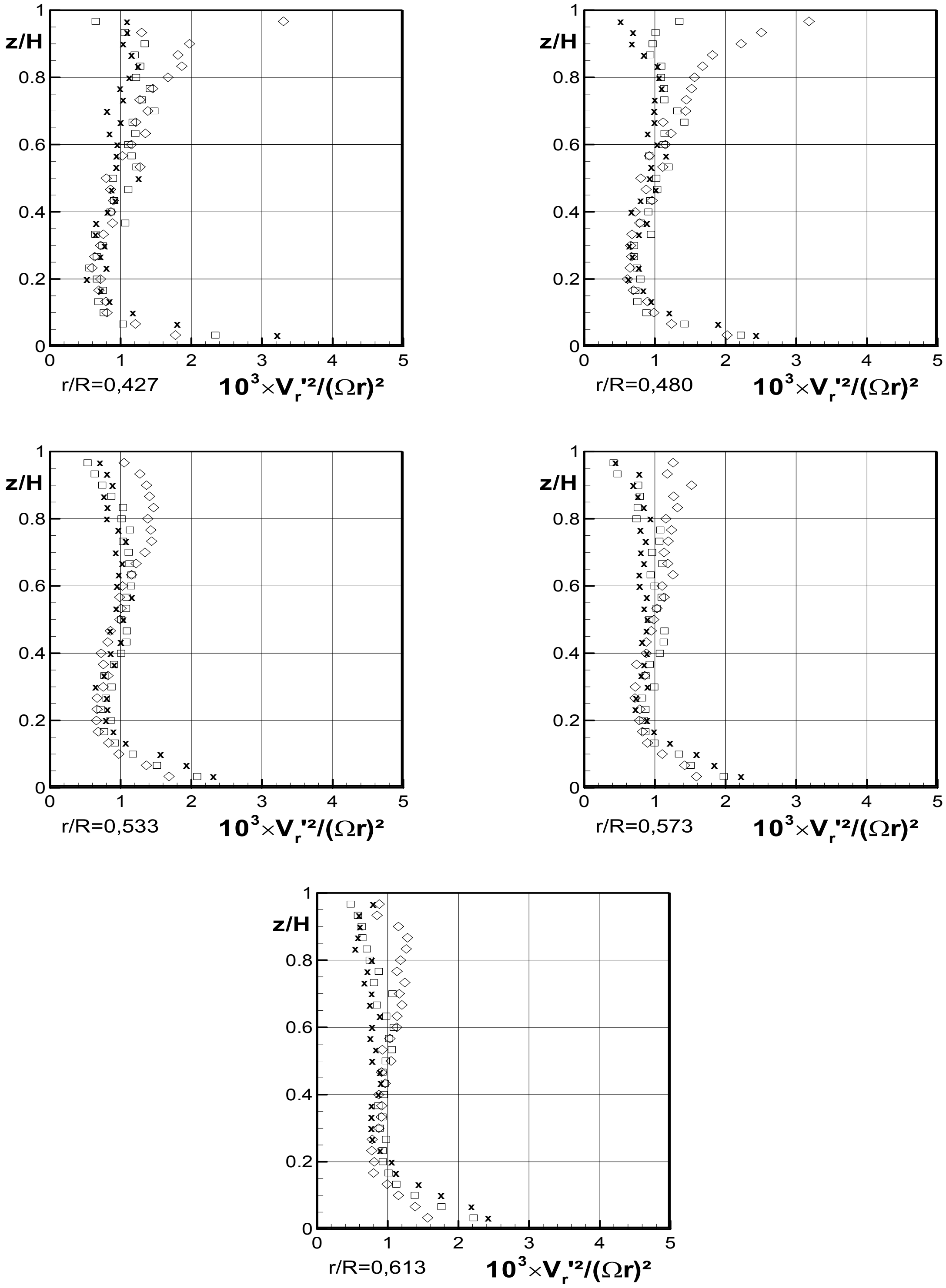


Figure C.33 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

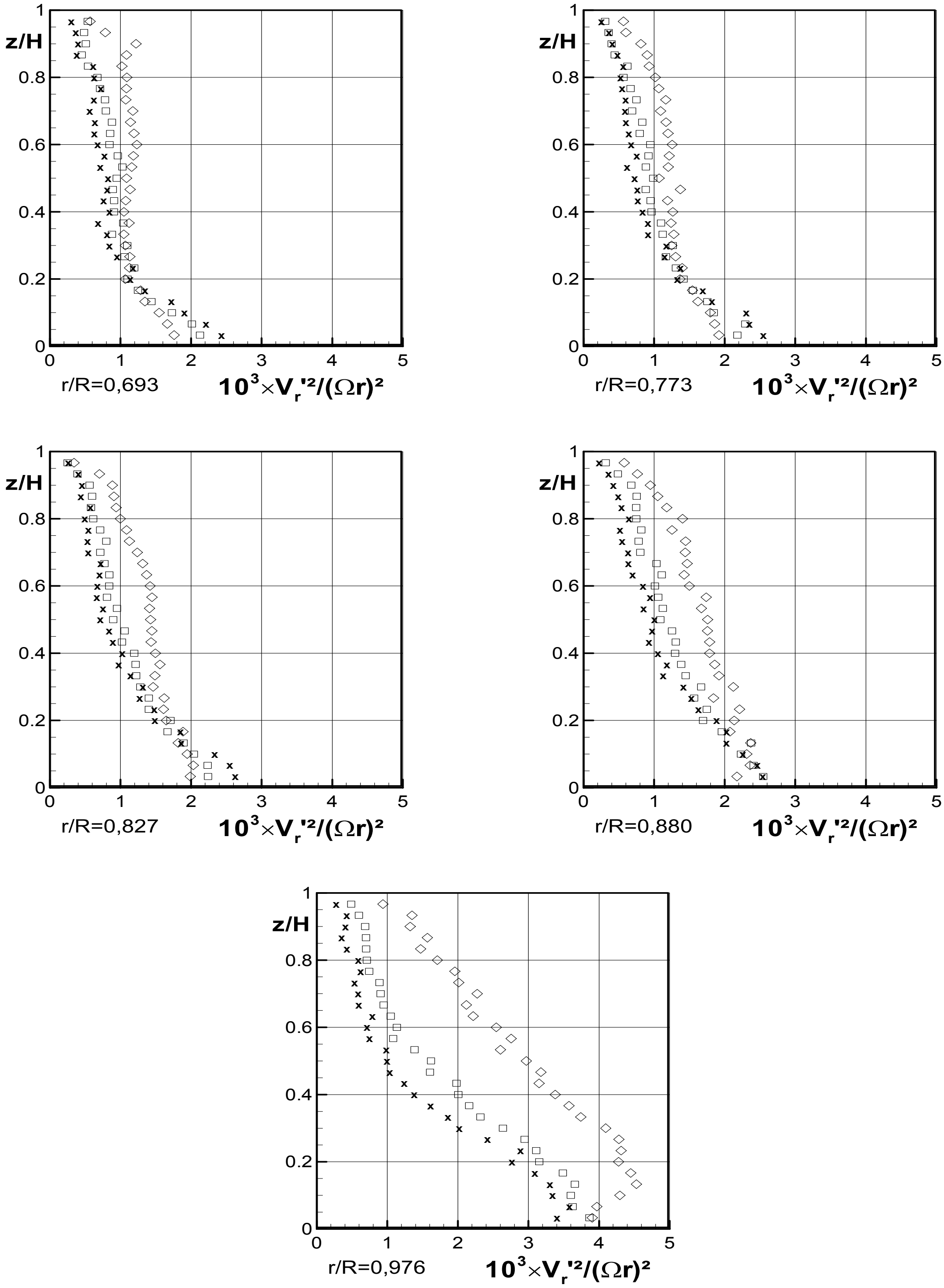


Figure C.34 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square$ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times$ $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

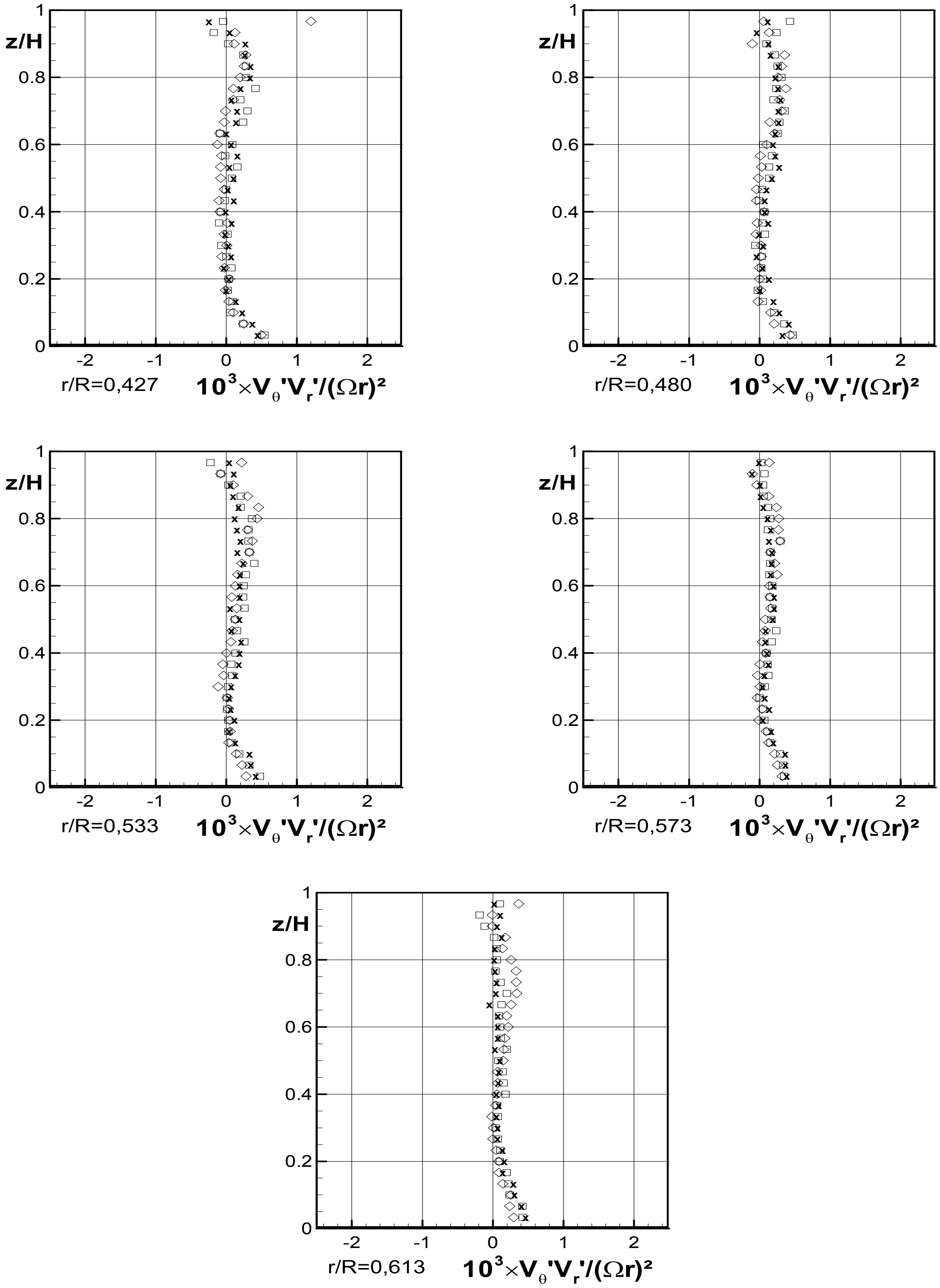


Figure C.35 : Corrélations croisées de vitesses

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square$ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times$ $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

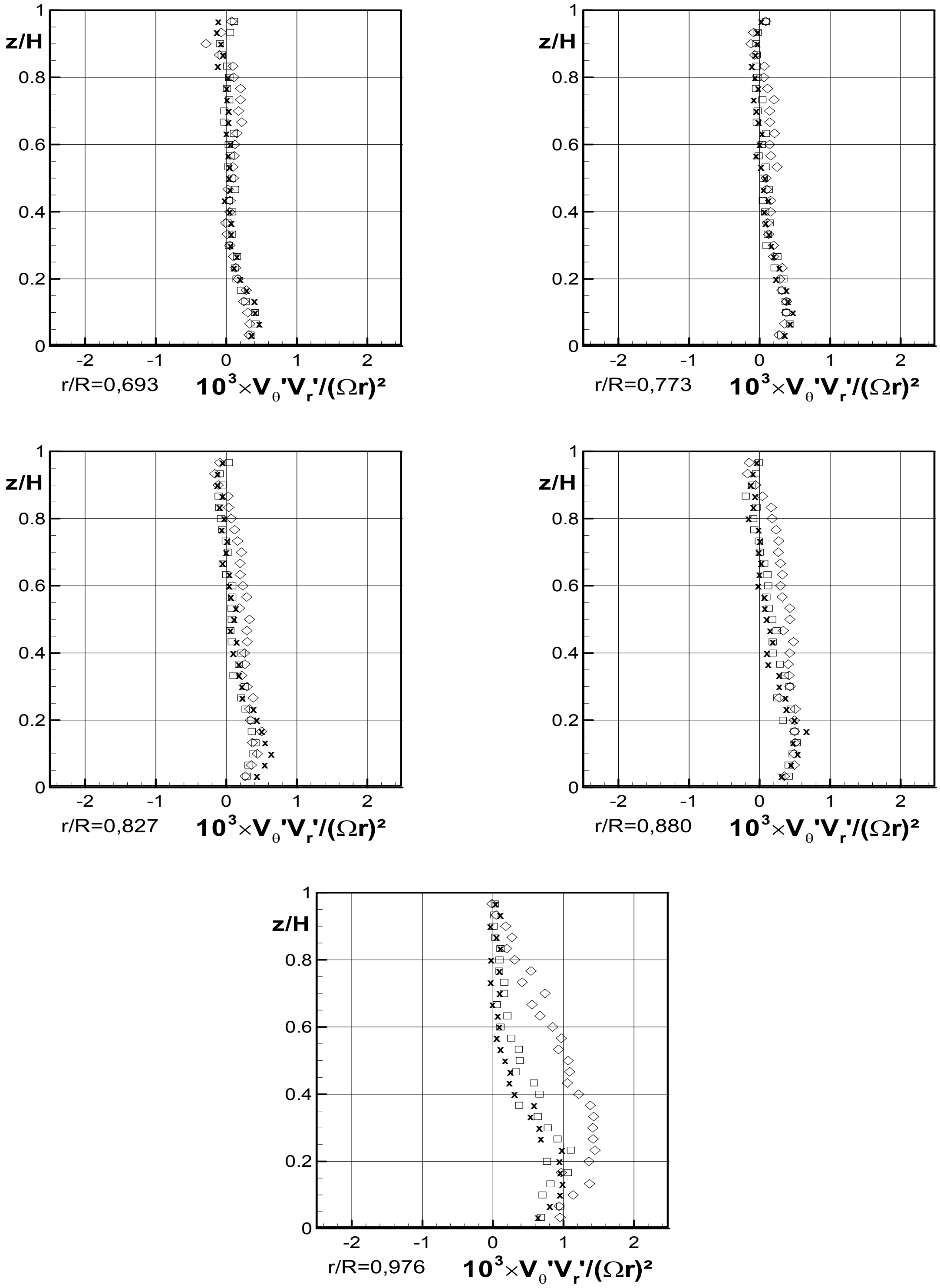


Figure C.36 : Corrélations croisées de vitesses

$$\mathrm{Re} = 1{,}47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

◊ $G = 0{,}05; \quad Ek = 2{,}65.10^{-4}$

□ $G = 0{,}07; \quad Ek = 1{,}42.10^{-4}$

× $G = 0{,}08; \quad Ek = 1{,}06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

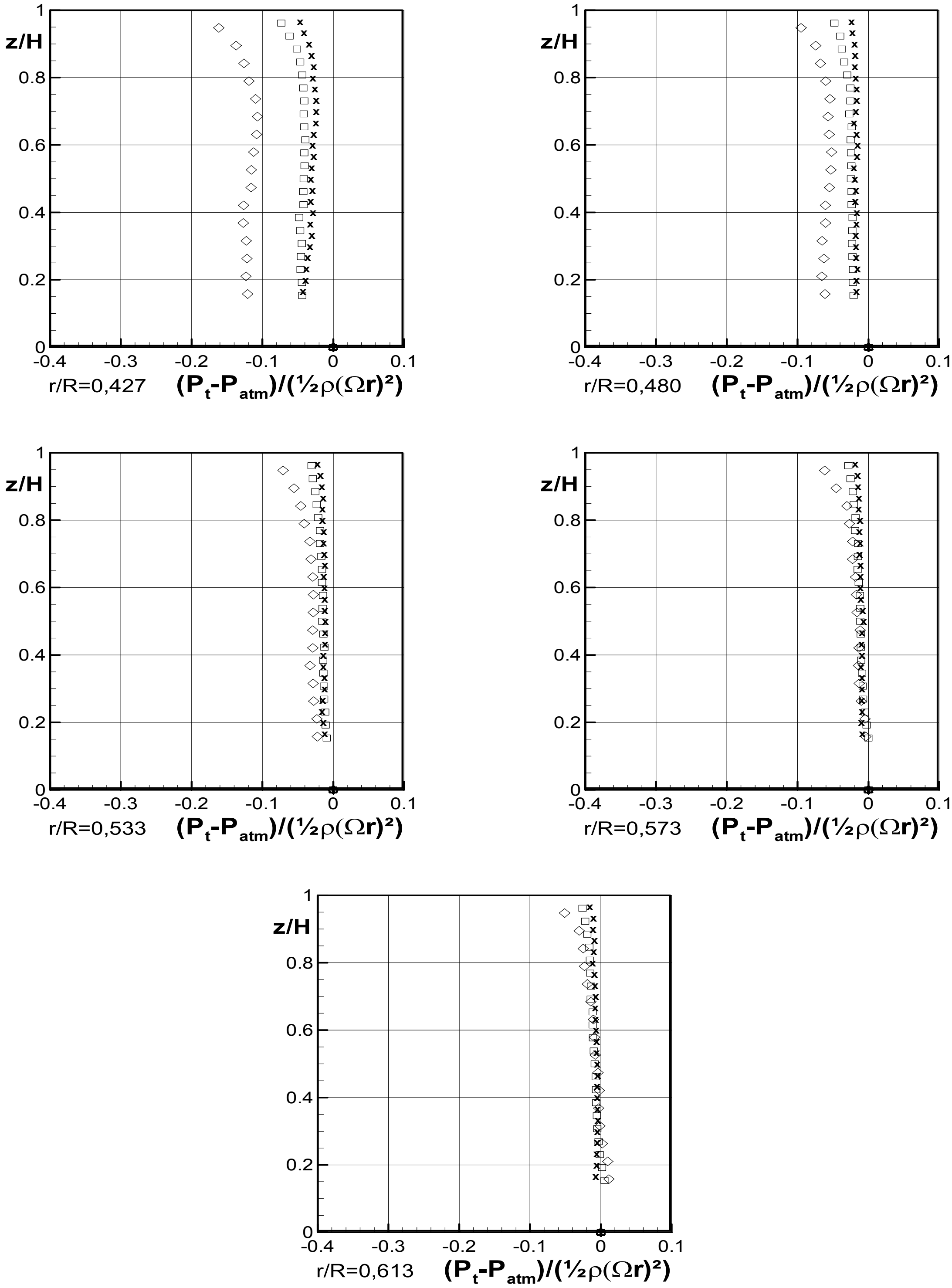


Figure C.37 : Pressions totales

$Re = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$

$\Diamond \quad G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

$\square \quad G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

$\times \quad G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

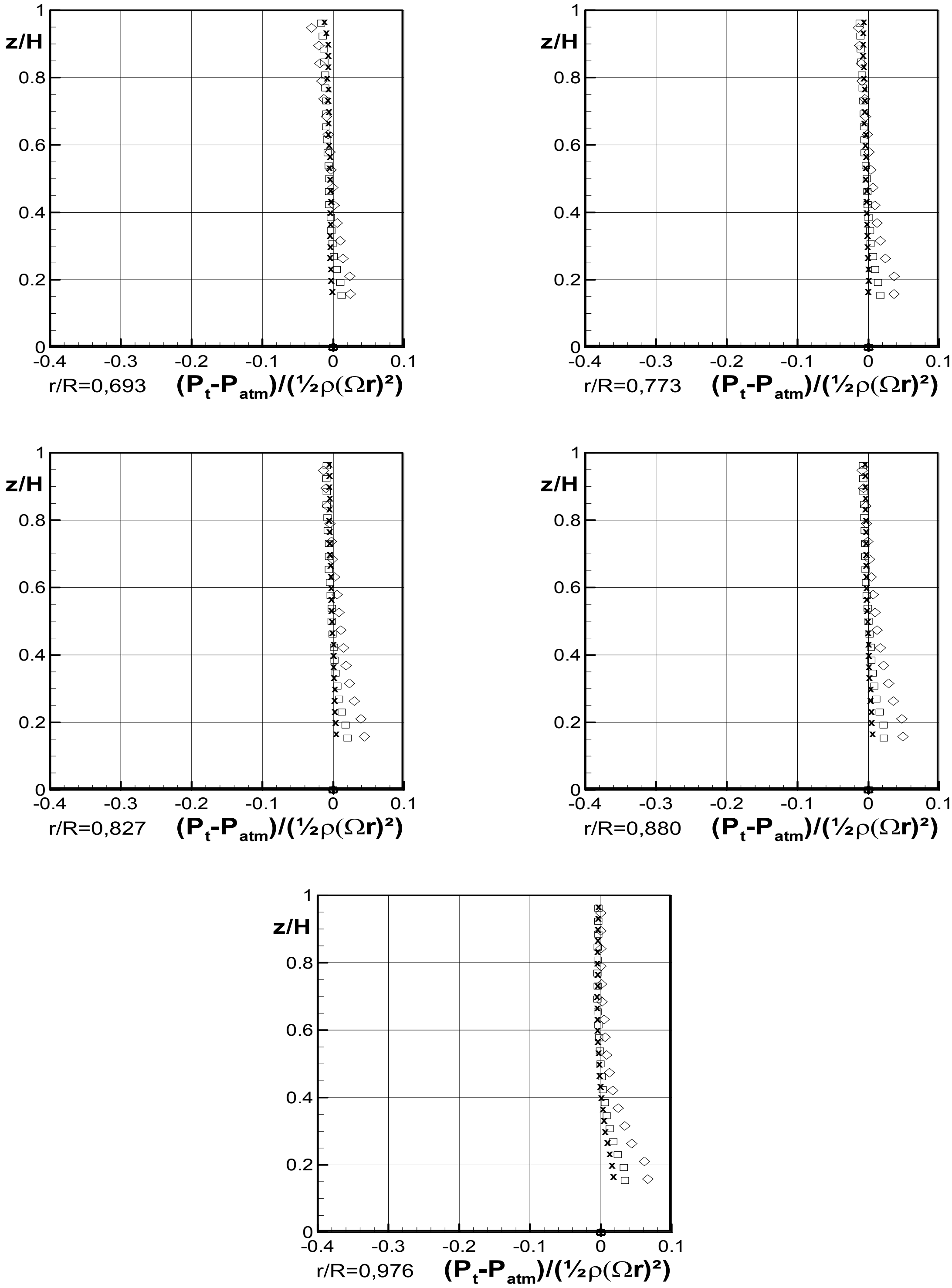


Figure C.38 : Pressions totales

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$

□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$

× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, sans carter

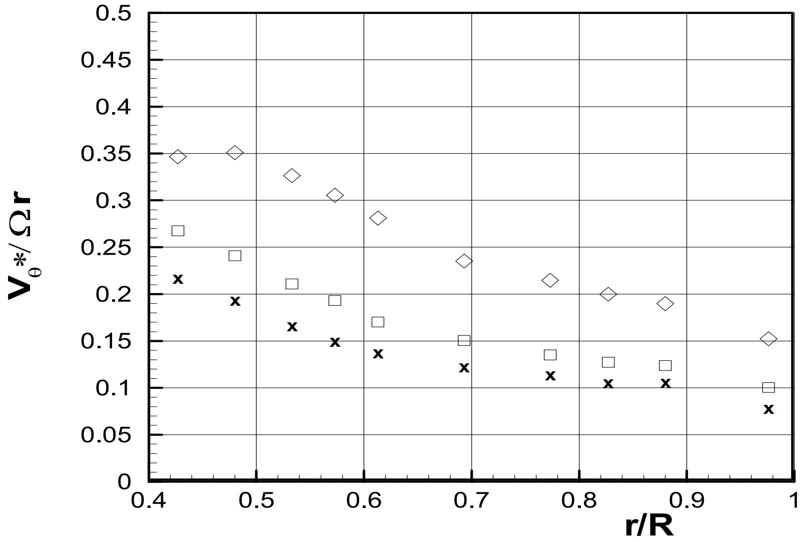


Figure C.39 : Vitesses circonférentielles à mi-hauteur de cavité

$$\mathrm{Re} = 1{,}47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

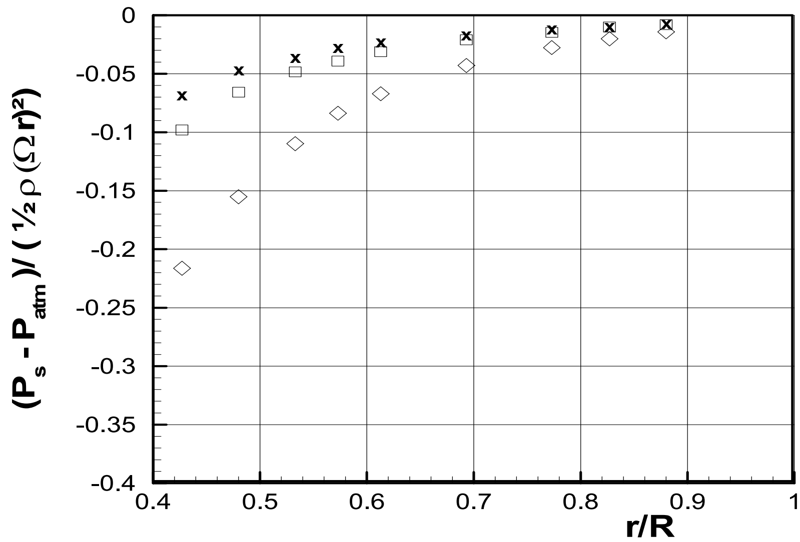


Figure C.40 : Pressions statiques sur le stator

$$\mathrm{Re} = 1{,}47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad sans \quad carter$$

◊ $G = 0{,}05; \quad Ek = 2{,}65.10^{-4}$

□ $G = 0{,}07; \quad Ek = 1{,}42.10^{-4}$

× $G = 0{,}08; \quad Ek = 1{,}06.10^{-4}$

Influence du paramètre G à nombre de Reynolds fixé, avec carter

Influence de G à Re fixé, avec carter

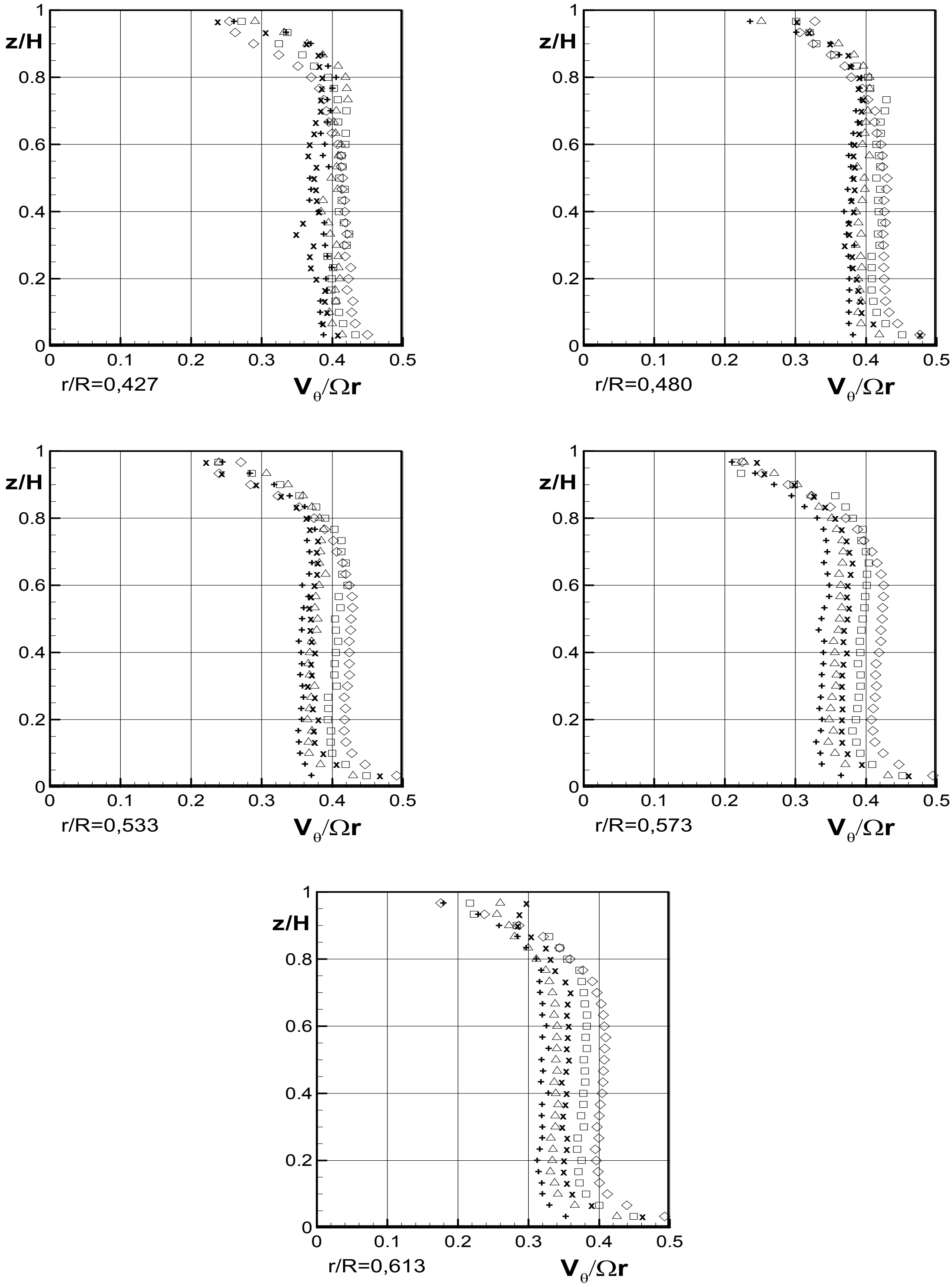


Figure C.41 : Vitesses circonférentielles

$$Re = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05;$ $Ek = 2,65.10^{-4}$ Δ $G = 0,09;$ $Ek = 8,28.10^{-5}$

$\square$ $G = 0,07;$ $Ek = 1,42.10^{-4}$ $+$ $G = 0,10;$ $Ek = 6,99.10^{-5}$

$\times$ $G = 0,08;$ $Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

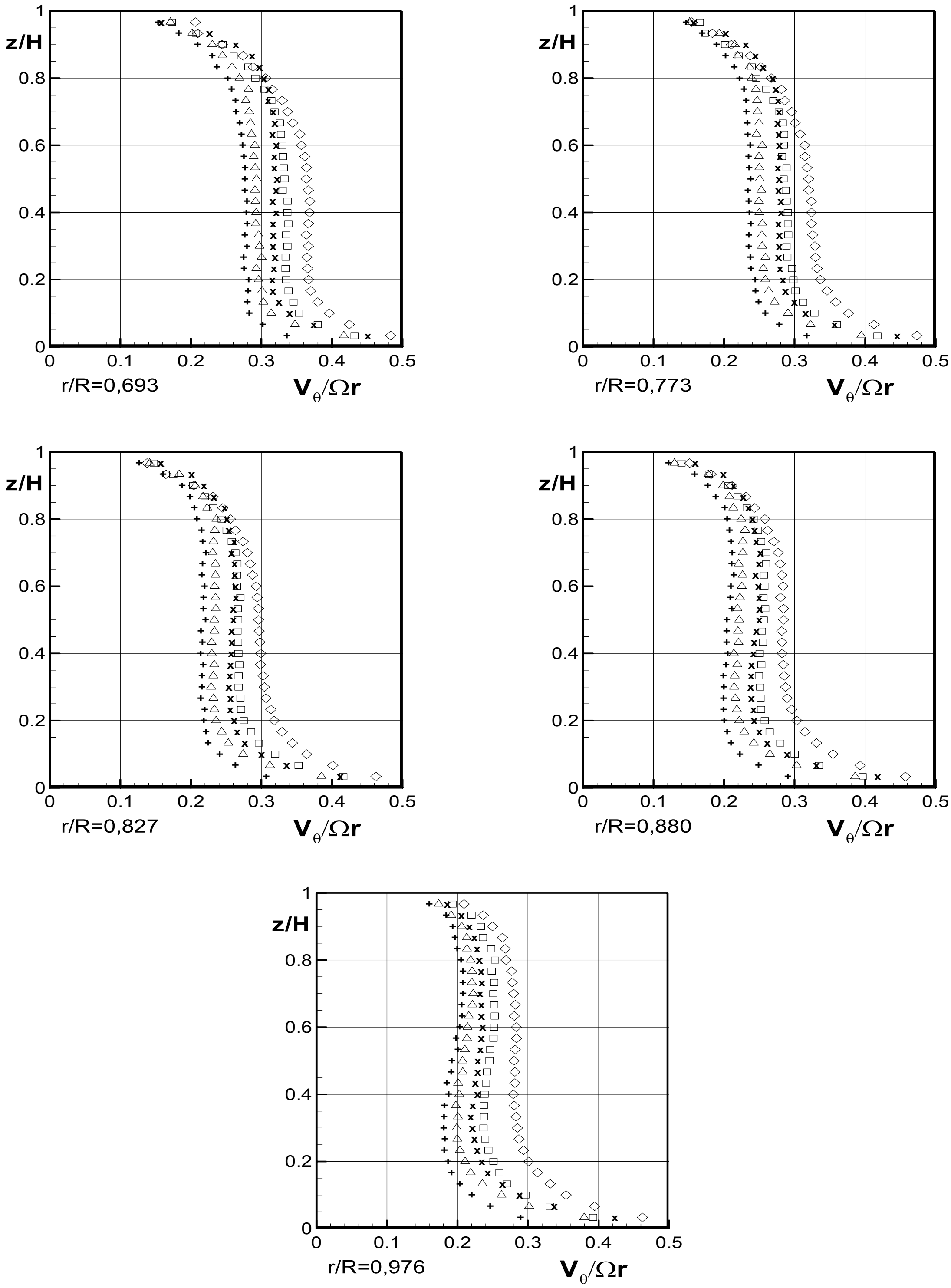


Figure C.42 : Vitesses circonférentielles

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

$\Diamond \quad G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$ $\qquad \Delta \quad G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

$\square \quad G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$ $\qquad + \quad G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$

$\times \quad G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

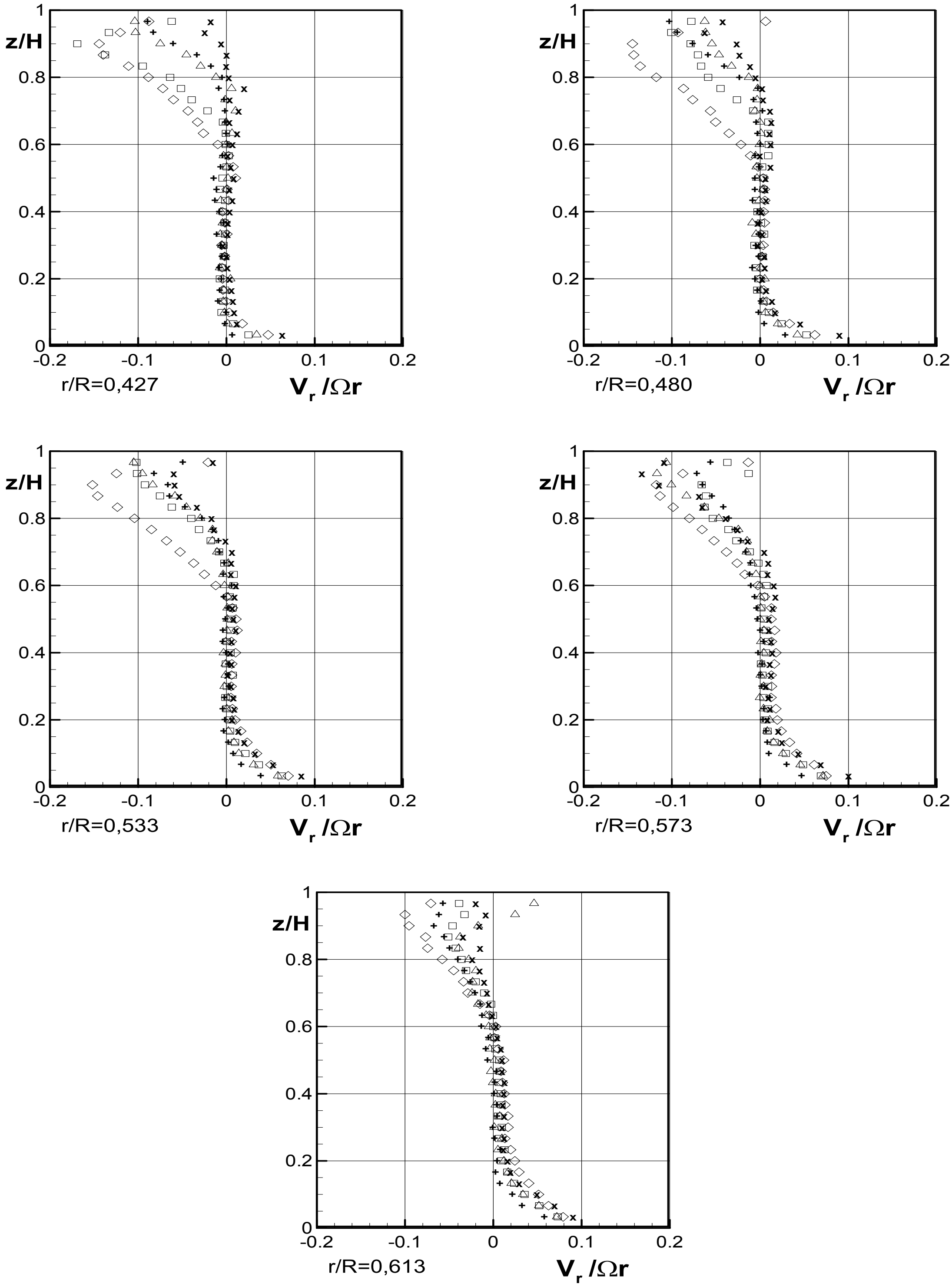


Figure C.43 : Vitesses radiales

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$ Δ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$ + $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$

× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

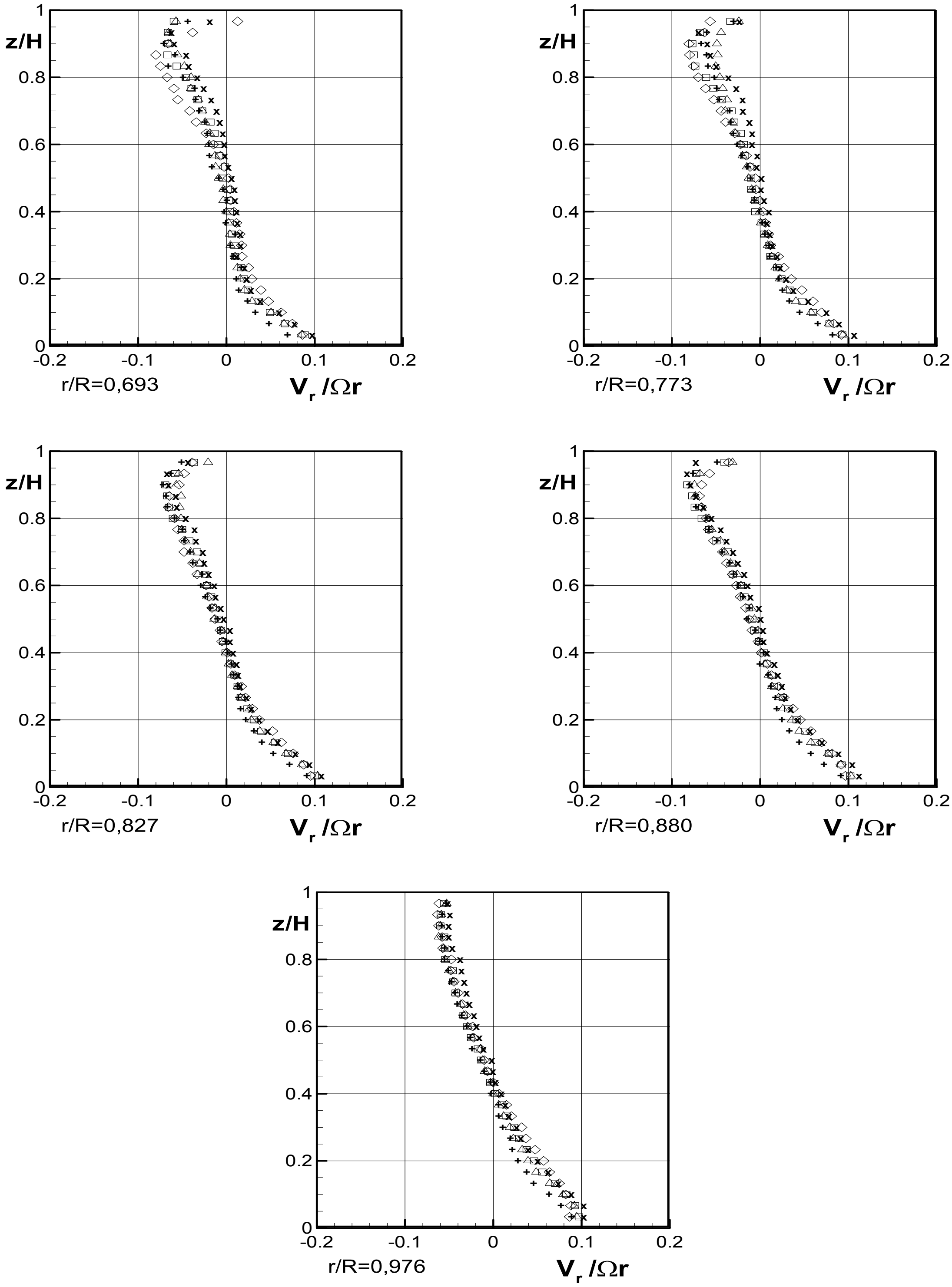


Figure C.44 : Vitesses radiales

$Re = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$	Δ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$
□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$	+ $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$
× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$	

Influence de G à Re fixé, avec carter

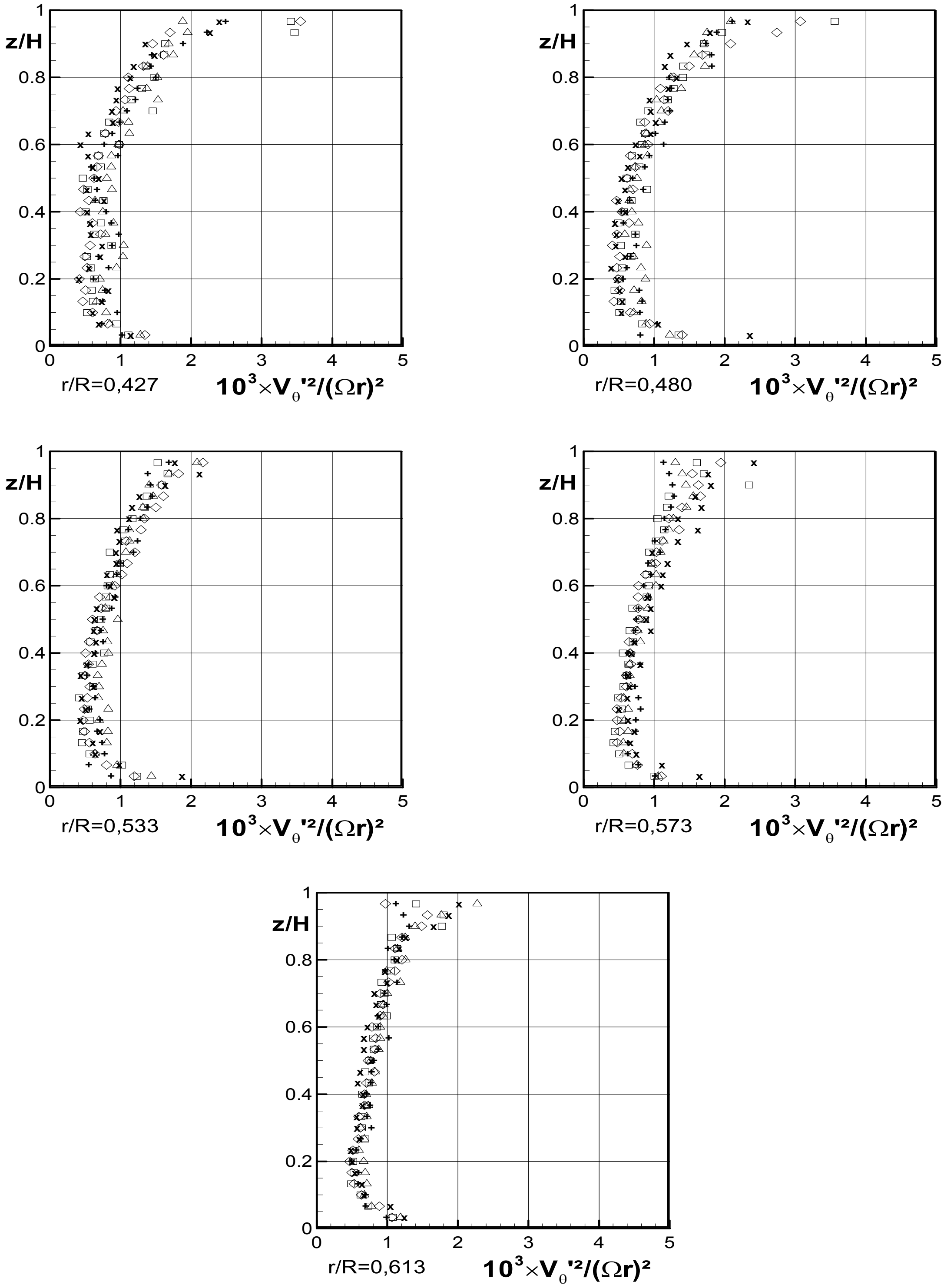


Figure C.45 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$	Δ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$
$\square$ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$	$+$ $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$
$\times$ $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$	

Influence de G à Re fixé, avec carter

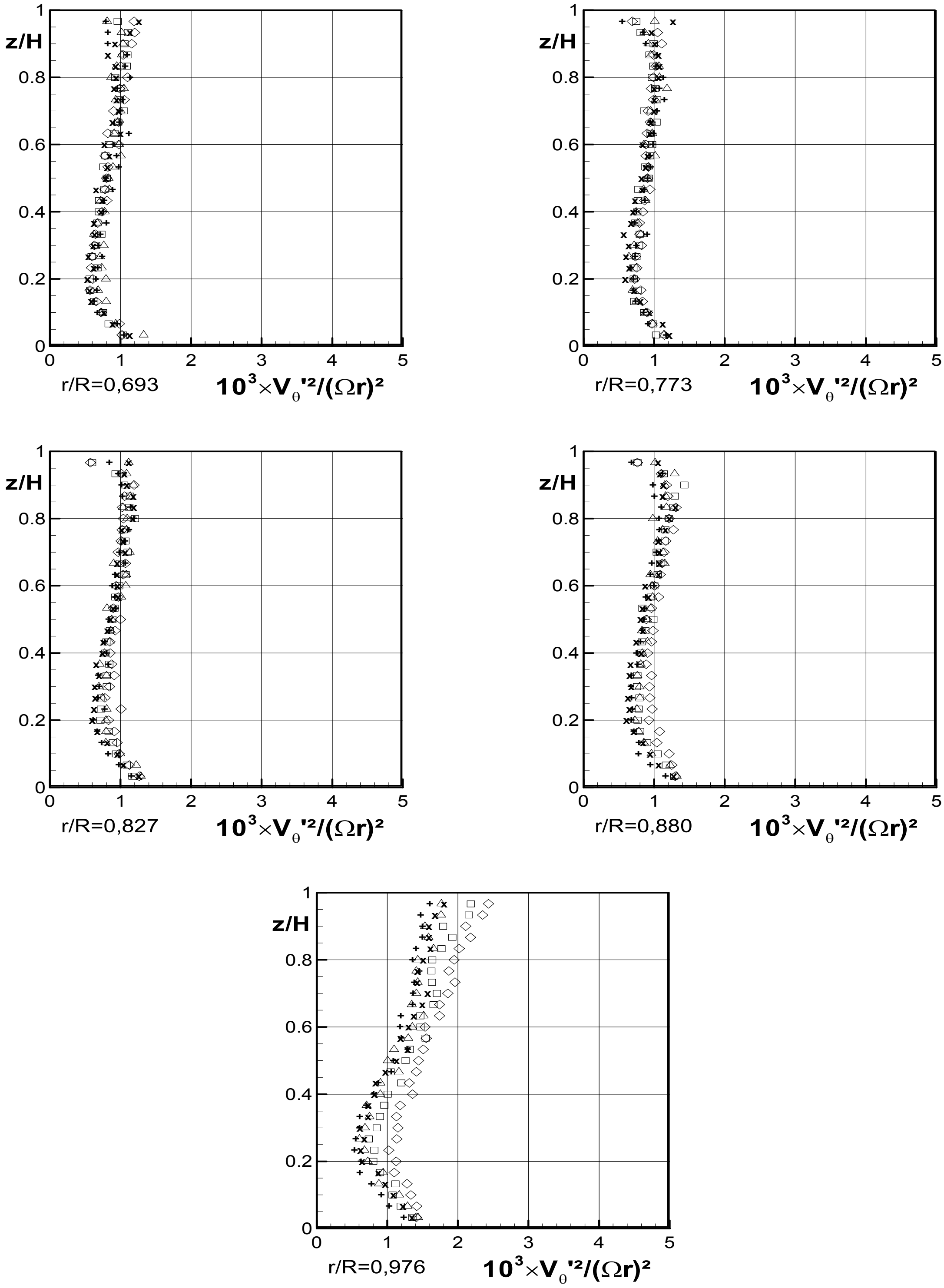


Figure C.46 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$Re = 1,47.10^6;\quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,05;\quad Ek = 2,65.10^{-4}$ Δ $G = 0,09;\quad Ek = 8,28.10^{-5}$

□ $G = 0,07;\quad Ek = 1,42.10^{-4}$ + $G = 0,10;\quad Ek = 6,99.10^{-5}$

× $G = 0,08;\quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

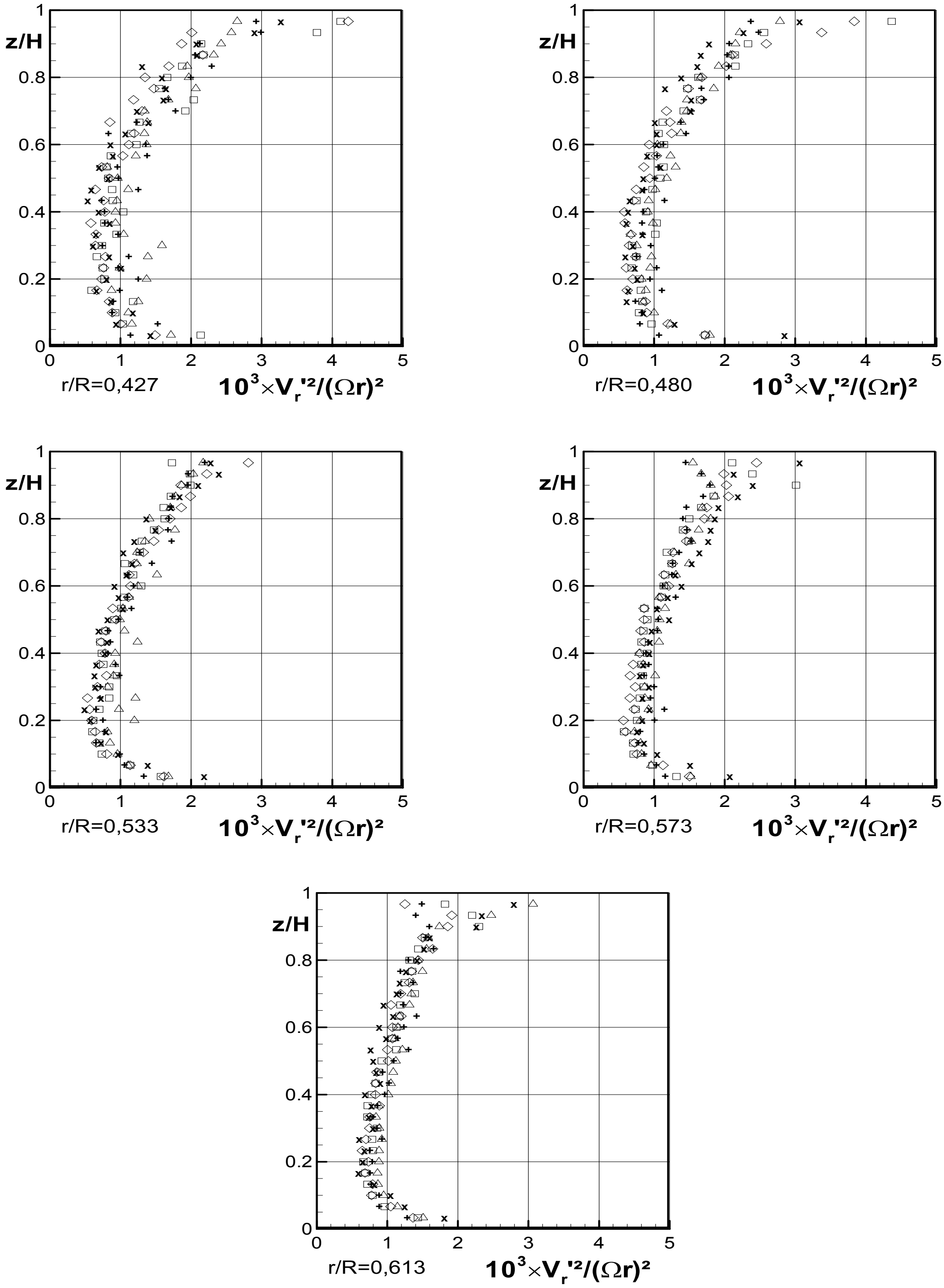


Figure C.47 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

$\Diamond \quad G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4} \qquad \Delta \quad G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

$\square \quad G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4} \qquad + \quad G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$

$\times \quad G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

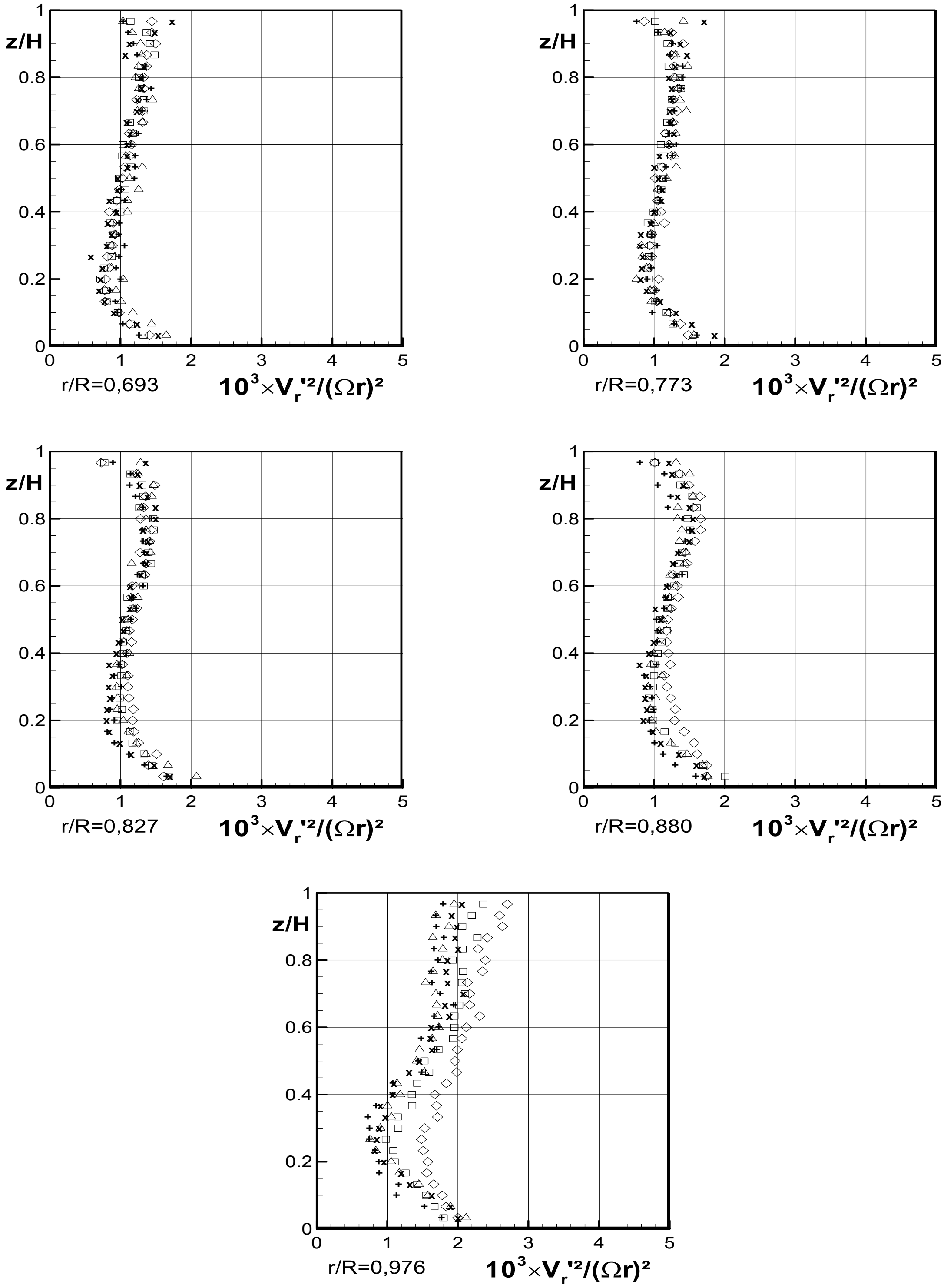


Figure C.48 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$$Re = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$	Δ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$
□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$	+ $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$
× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$	

Influence de G à Re fixé, avec carter

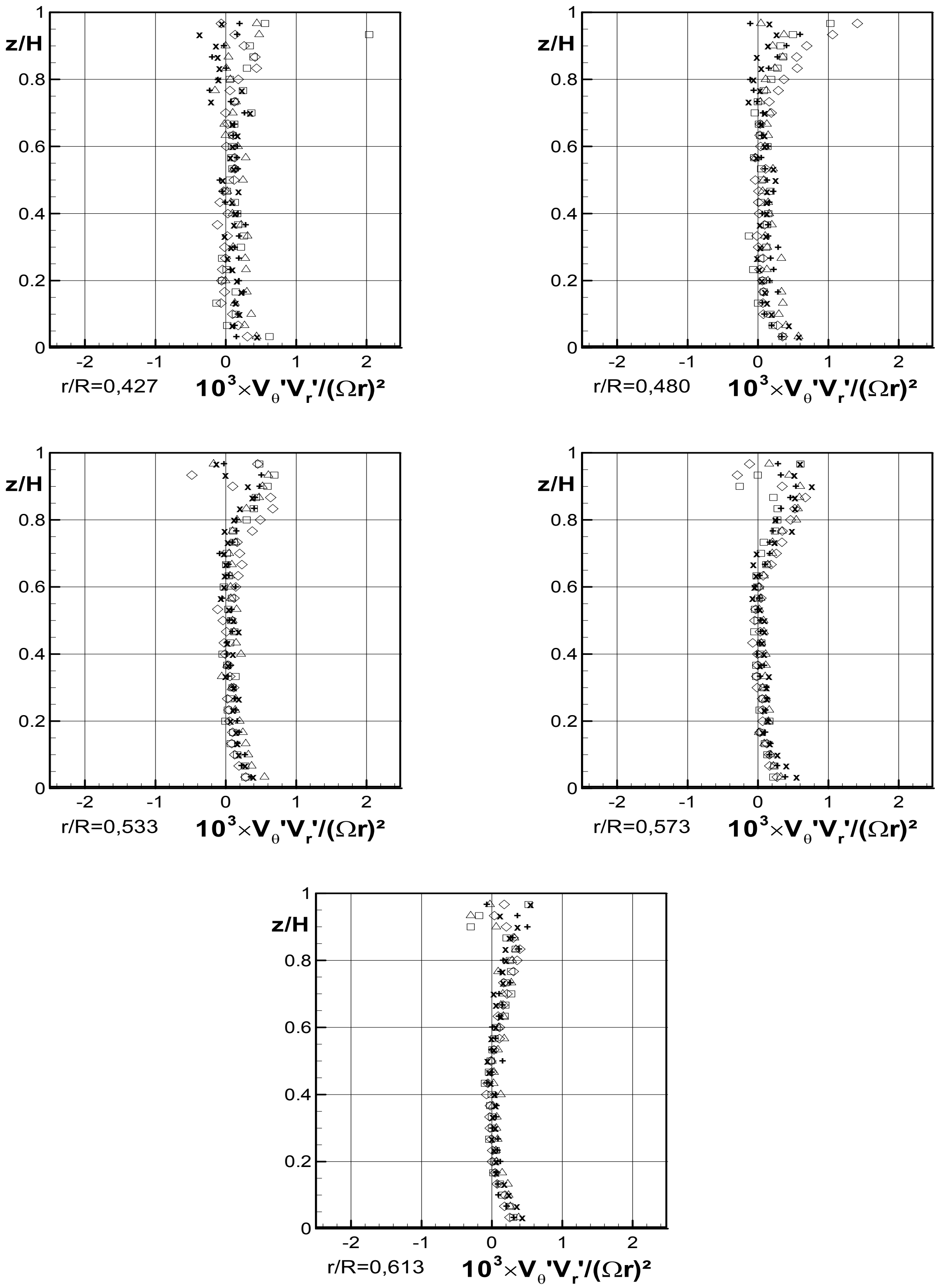


Figure C.49 : Corrélations croisées de vitesses

$$\mathrm{Re} = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$ $\quad \Delta$ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

$\square$ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$ $\quad +$ $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$

$\times$ $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

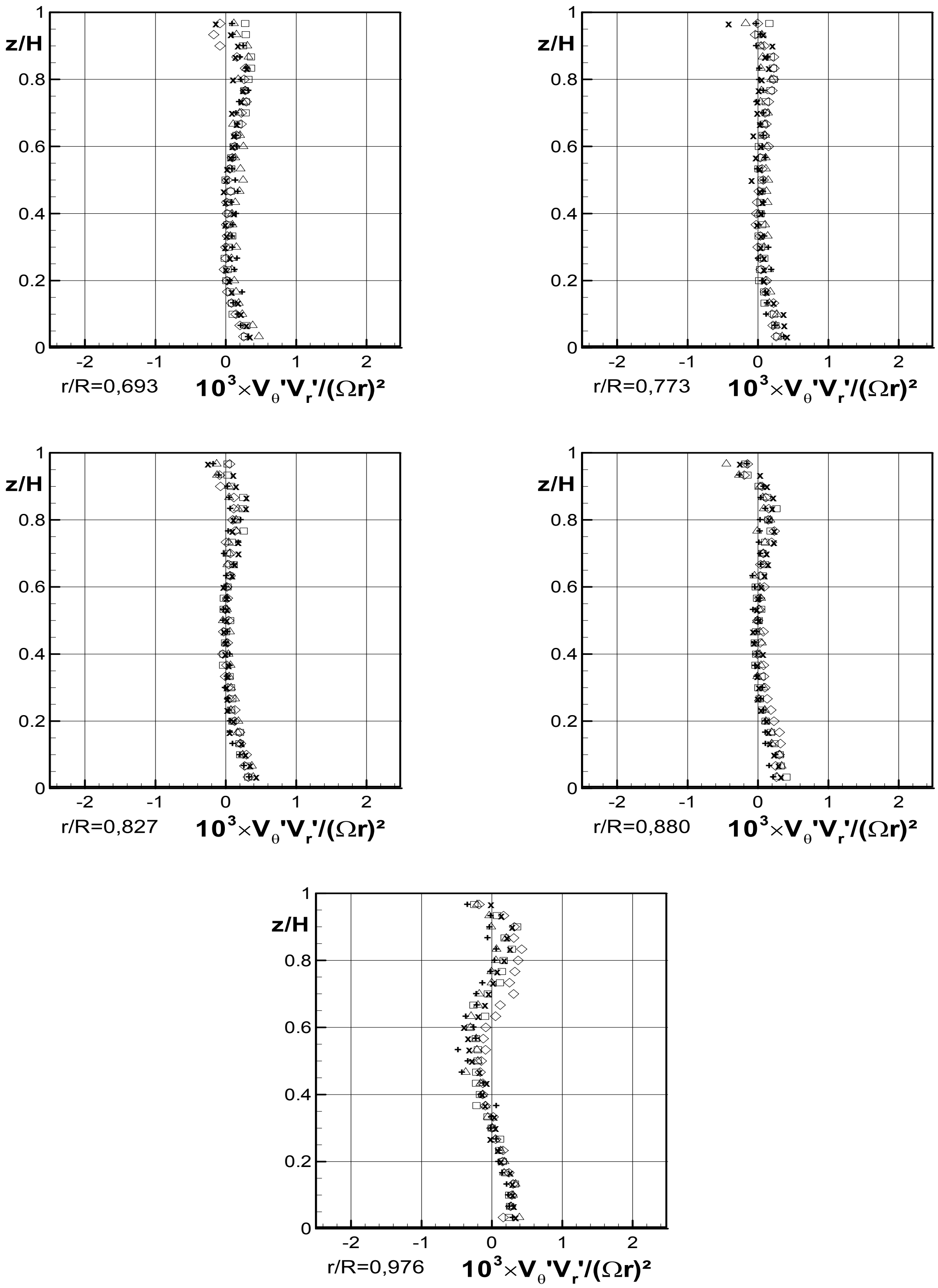


Figure C.50 : Corrélations croisées de vitesses

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$ Δ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$ + $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$

× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

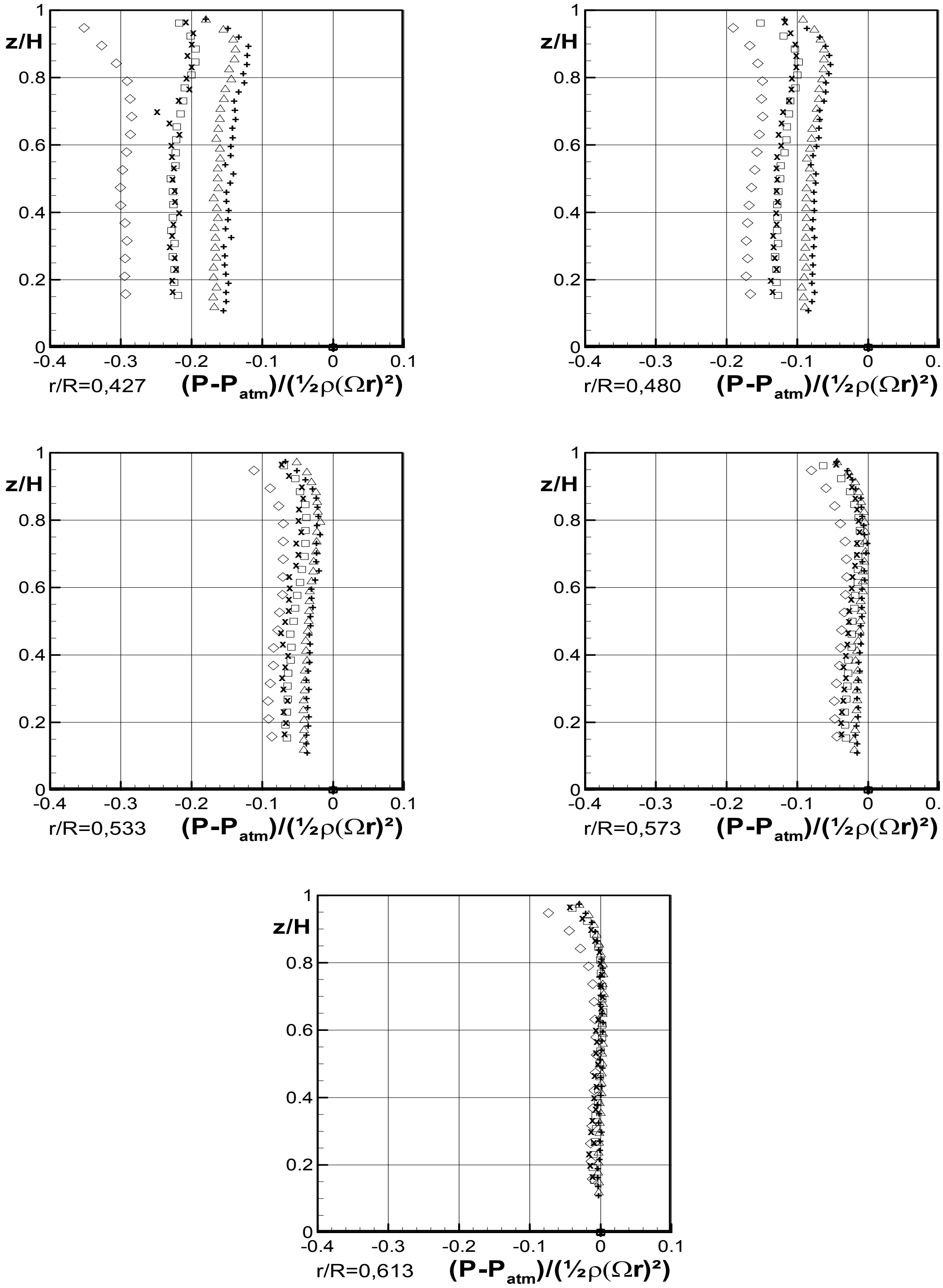


Figure C.51 : Pressions totales

$Re = 1,47.10^6; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,05; \quad Ek = 2,65.10^{-4}$ Δ $G = 0,09; \quad Ek = 8,28.10^{-5}$

□ $G = 0,07; \quad Ek = 1,42.10^{-4}$ + $G = 0,10; \quad Ek = 6,99.10^{-5}$

× $G = 0,08; \quad Ek = 1,06.10^{-4}$

Influence de G à Re fixé, avec carter

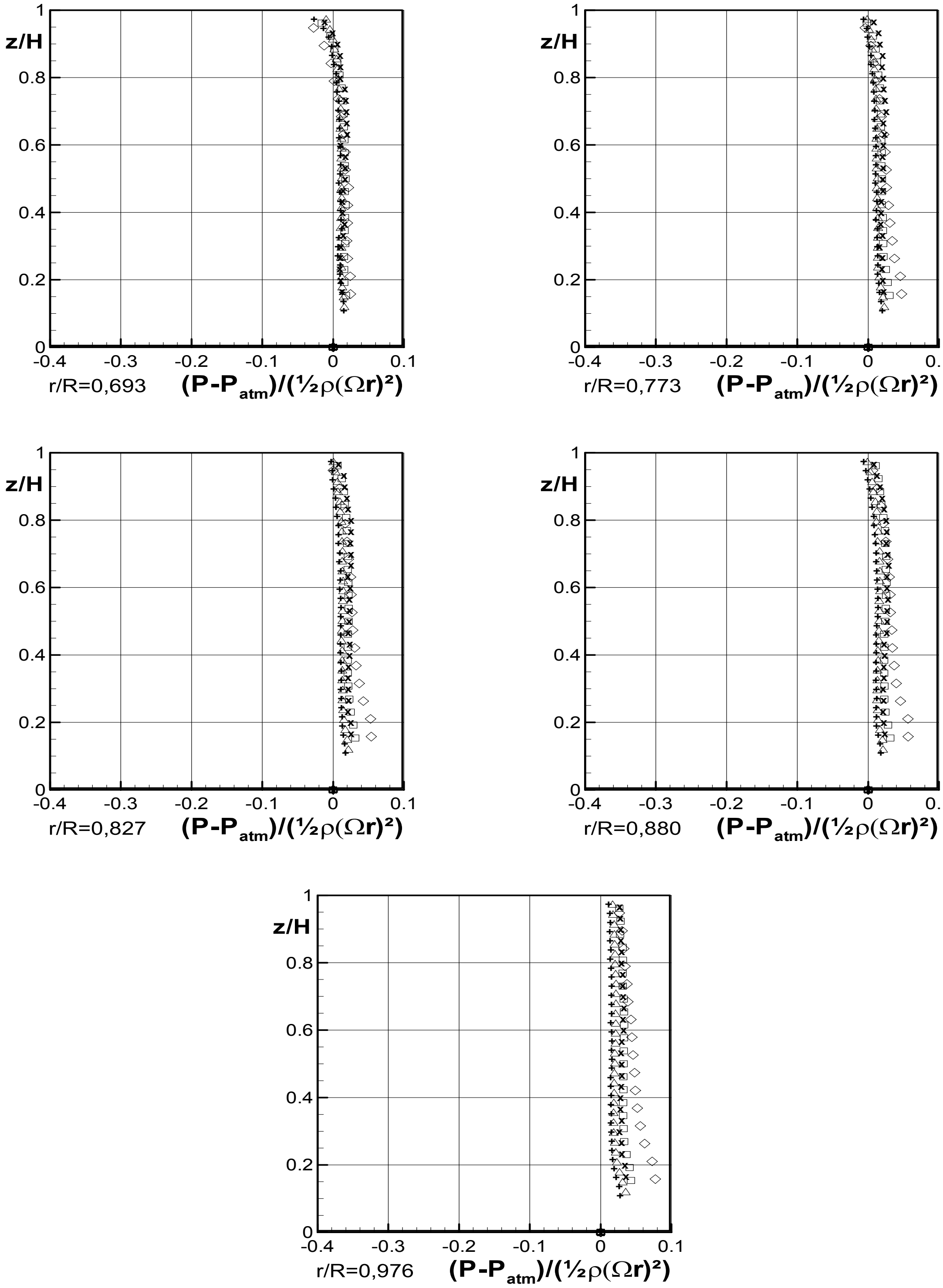


Figure C.52 : Pressions totales

$\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊	$G = 0,05;$	$Ek = 2,65.10^{-4}$	Δ	$G = 0,09;$	$Ek = 8,28.10^{-5}$
□	$G = 0,07;$	$Ek = 1,42.10^{-4}$	+	$G = 0,10;$	$Ek = 6,99.10^{-5}$
×	$G = 0,08;$	$Ek = 1,06.10^{-4}$			

Influence de G à Re fixé, avec carter

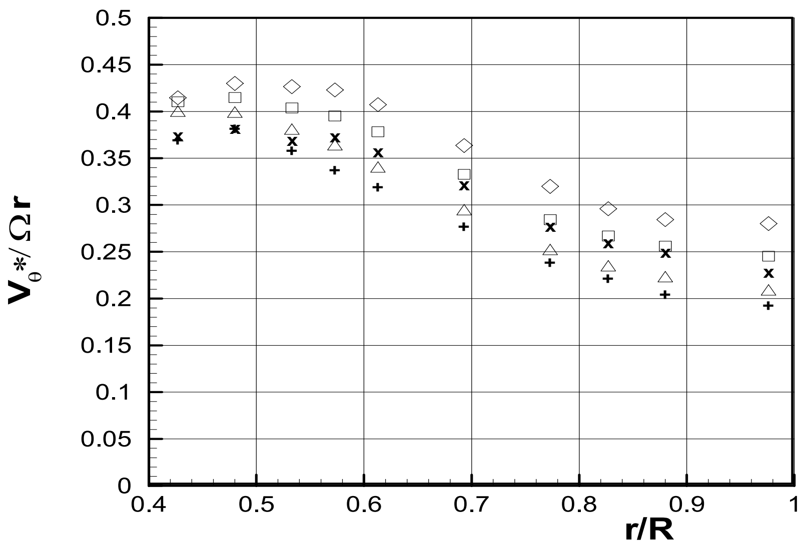


Figure C.53 : Vitesses circonférentielles à mi-hauteur de cavité

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6;\quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

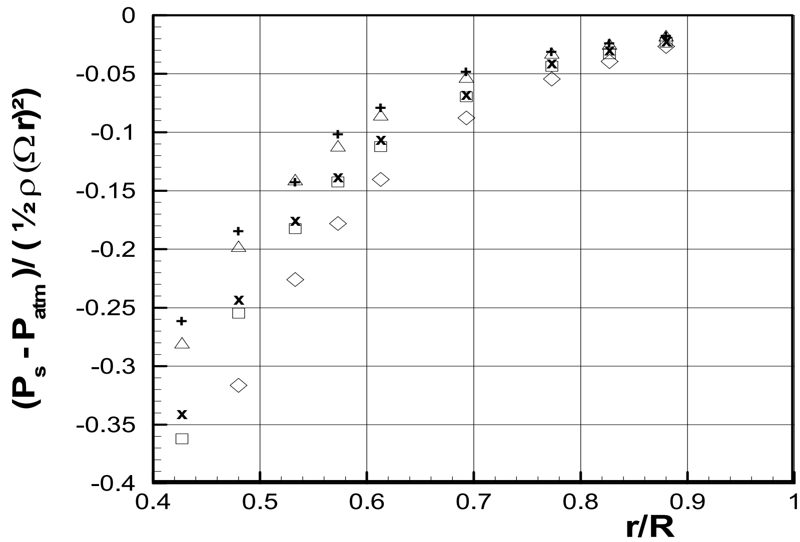


Figure C.54 : Pressions statiques sur le stator

$\mathrm{Re} = 1,47.10^6;\quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,05;\quad Ek = 2,65.10^{-4}$	Δ $G = 0,09;\quad Ek = 8,28.10^{-5}$
□ $G = 0,07;\quad Ek = 1,42.10^{-4}$	+ $G = 0,10;\quad Ek = 6,99.10^{-5}$
× $G = 0,08;\quad Ek = 1,06.10^{-4}$	

Influence du paramètre G à nombre d'Ekman fixé, avec carter

Influence de G à Ek fixé, avec carter

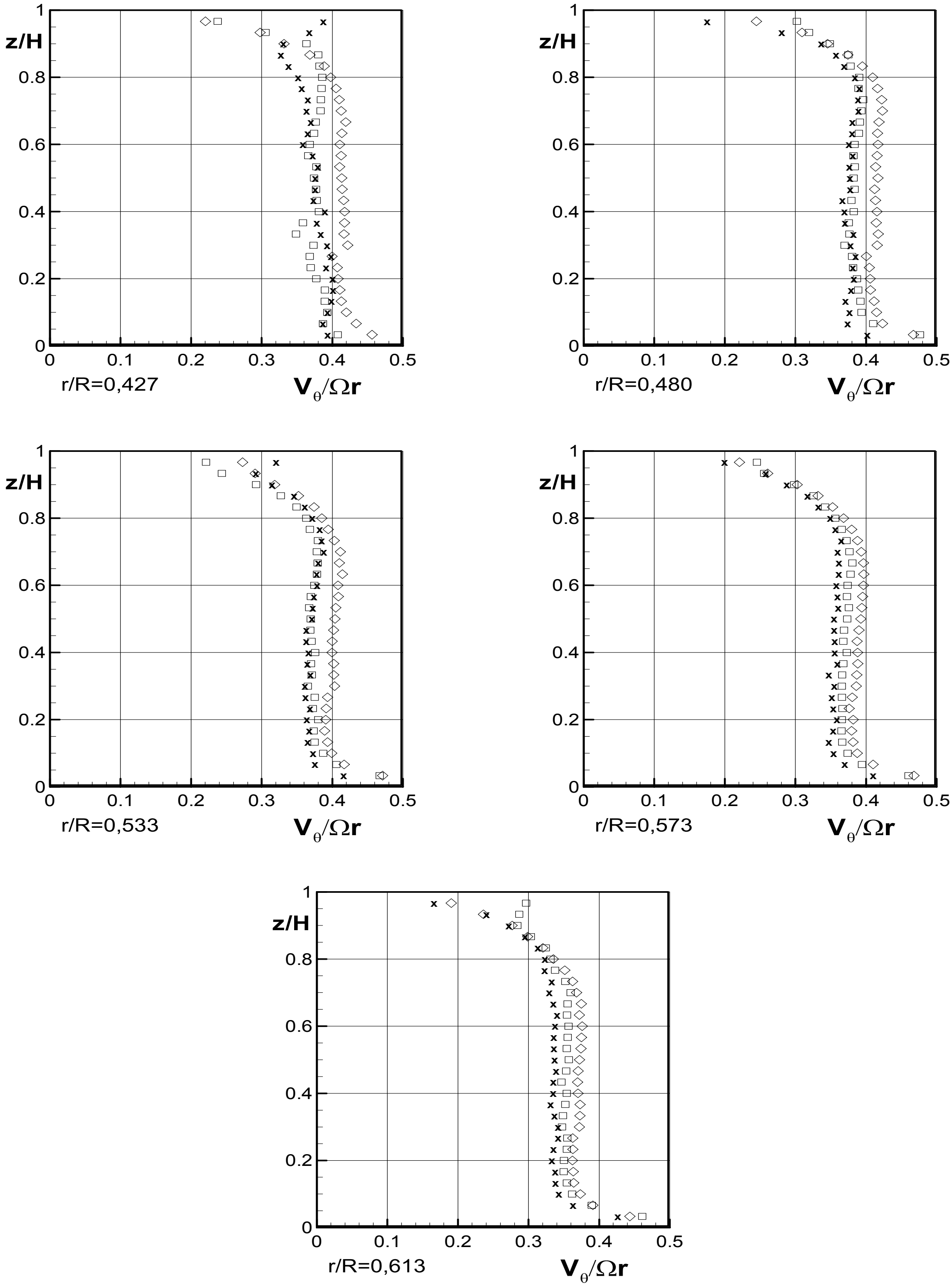


Figure C.55 : Vitesses circonférentielles

$$Ek = 1,06.10^{-4};\quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\Diamond$ $G = 0,07;$ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}$

$\square$ $G = 0,08;$ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$

$\times$ $G = 0,09;$ $\mathrm{Re} = 1,14.10^{6}$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

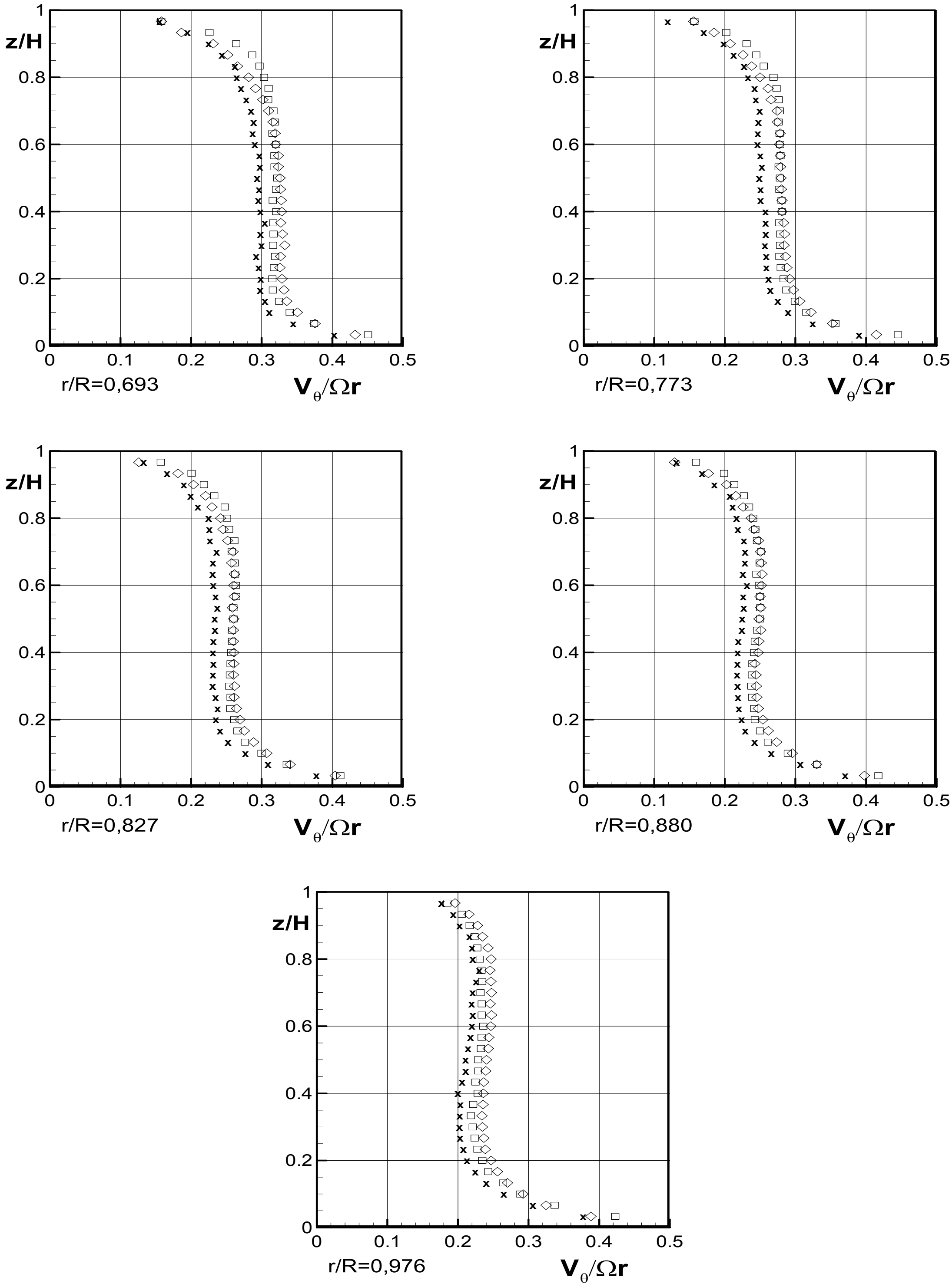


Figure C.56 : Vitesses circonférentielles

$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^{6}$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^{6}$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

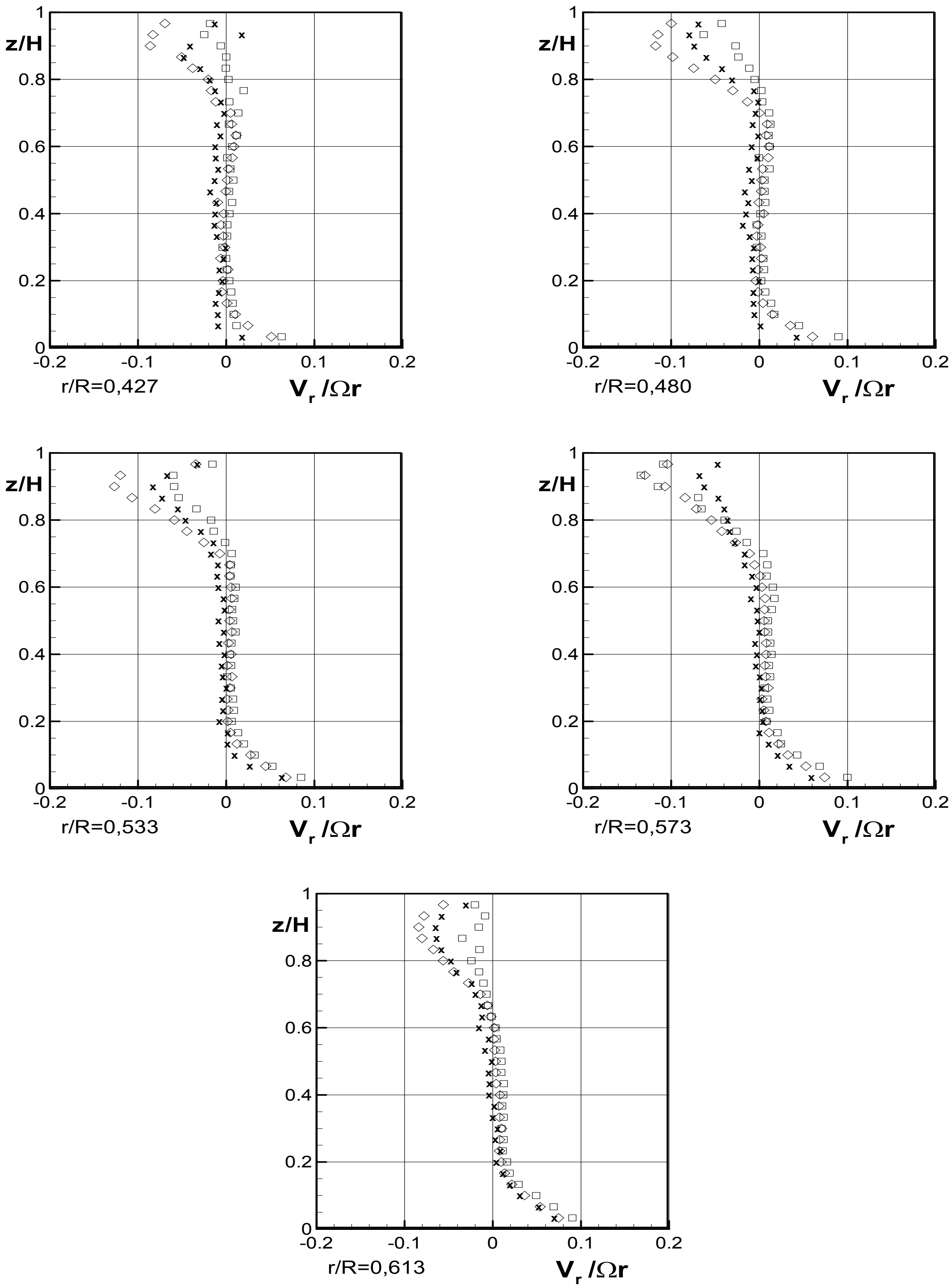


Figure C.57 : Vitesses radiales

$$Ek = 1{,}06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0{,}07; \quad \mathrm{Re} = 1{,}96.10^{6}$

□ $G = 0{,}08; \quad \mathrm{Re} = 1{,}47.10^{6}$

× $G = 0{,}09; \quad \mathrm{Re} = 1{,}14.10^{6}$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

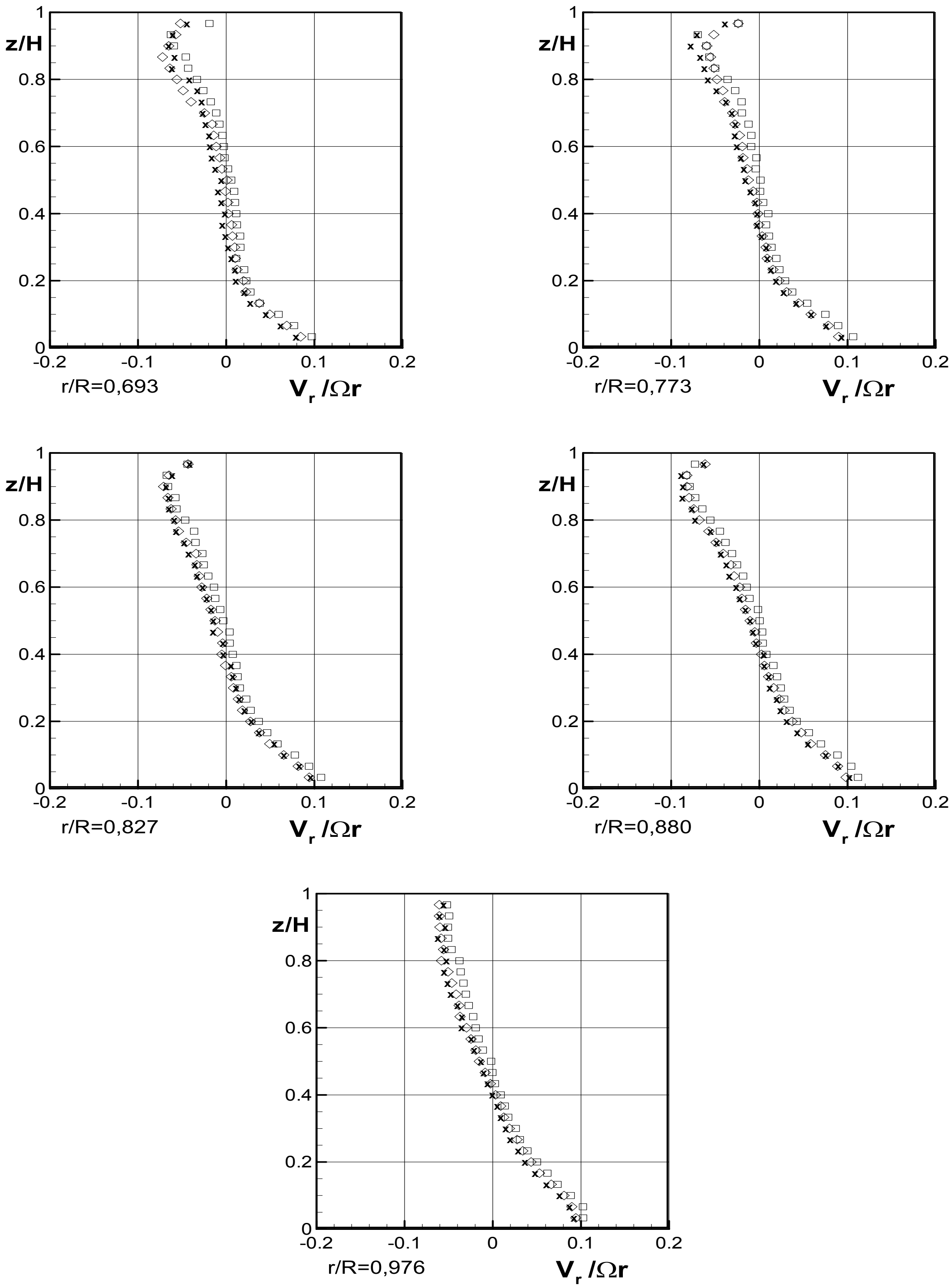


Figure C.58 : Vitesses radiales

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^{6}$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^{6}$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

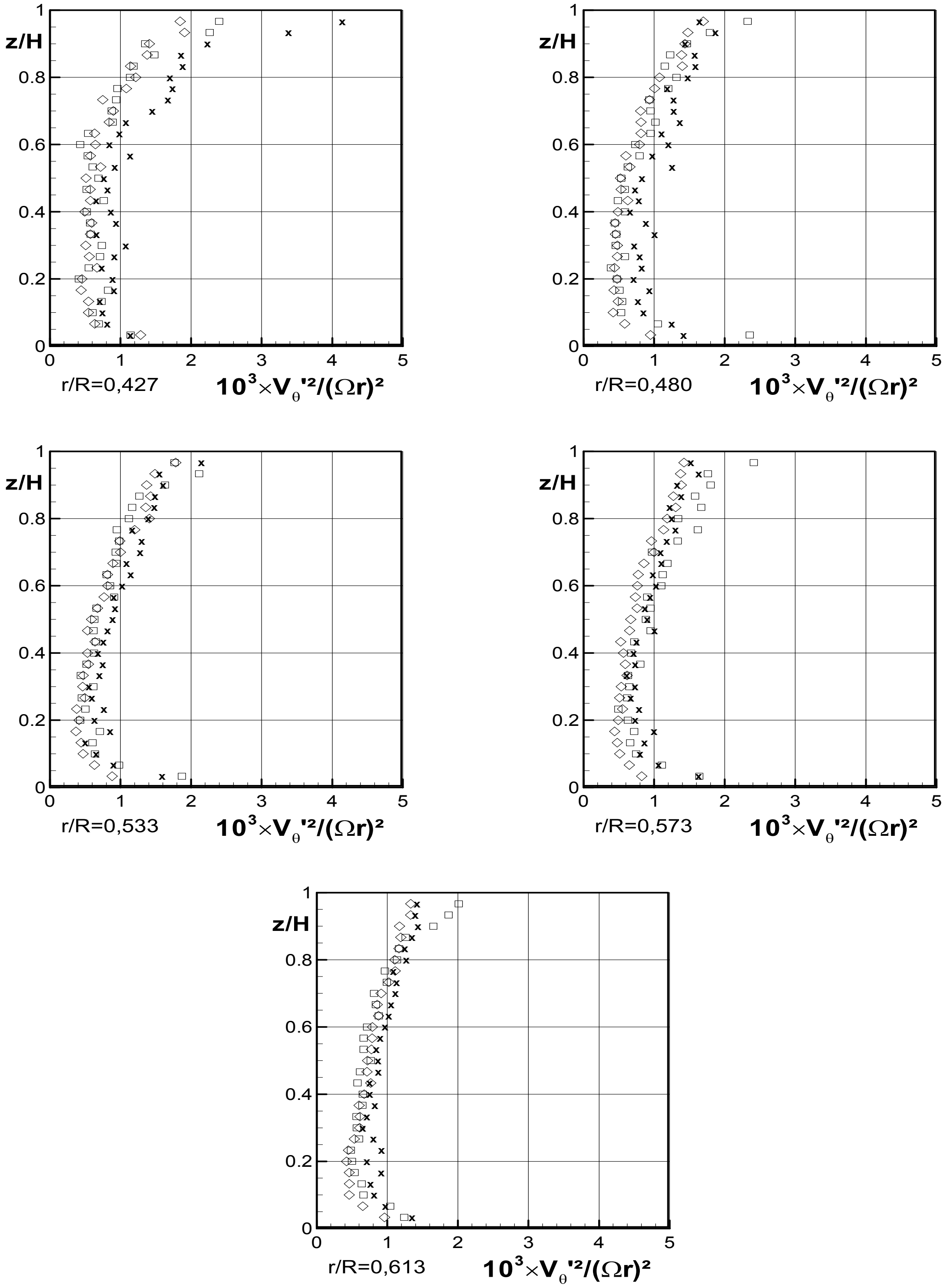


Figure C.59 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

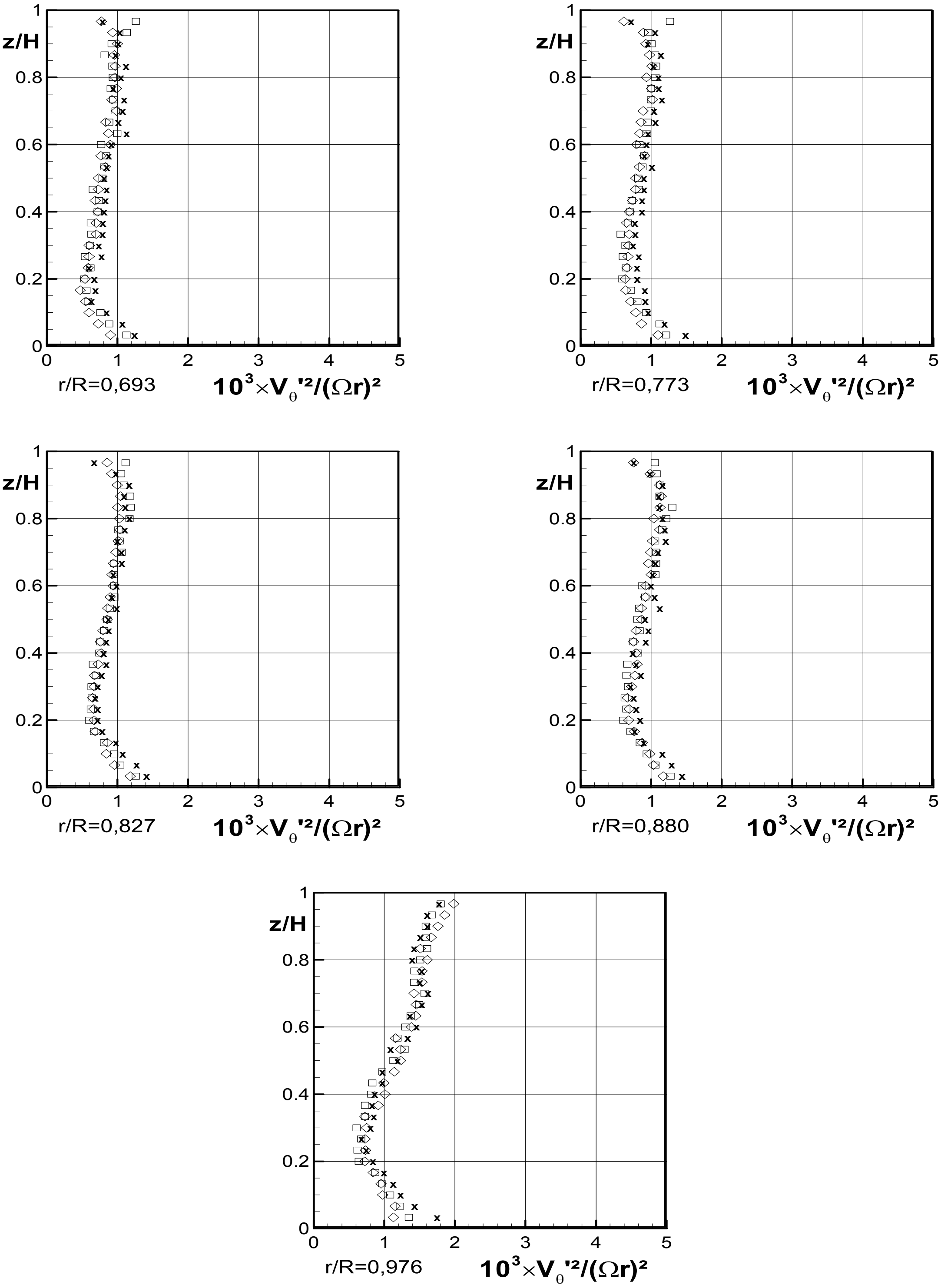


Figure C.60 : Auto-corrélations de vitesses circonférentielles

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\lozenge$ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

$\square$ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

$\times$ $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

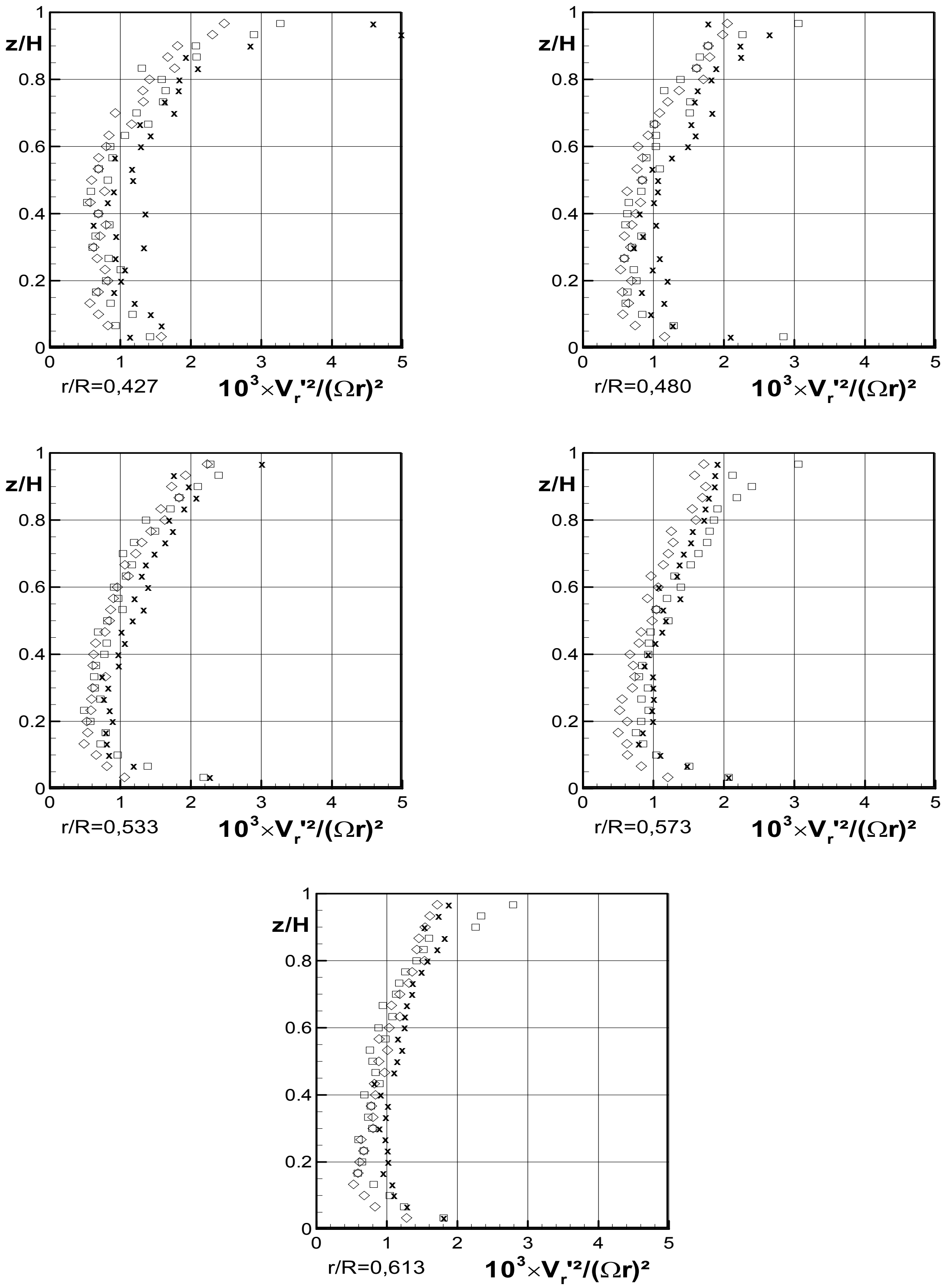


Figure C.61 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

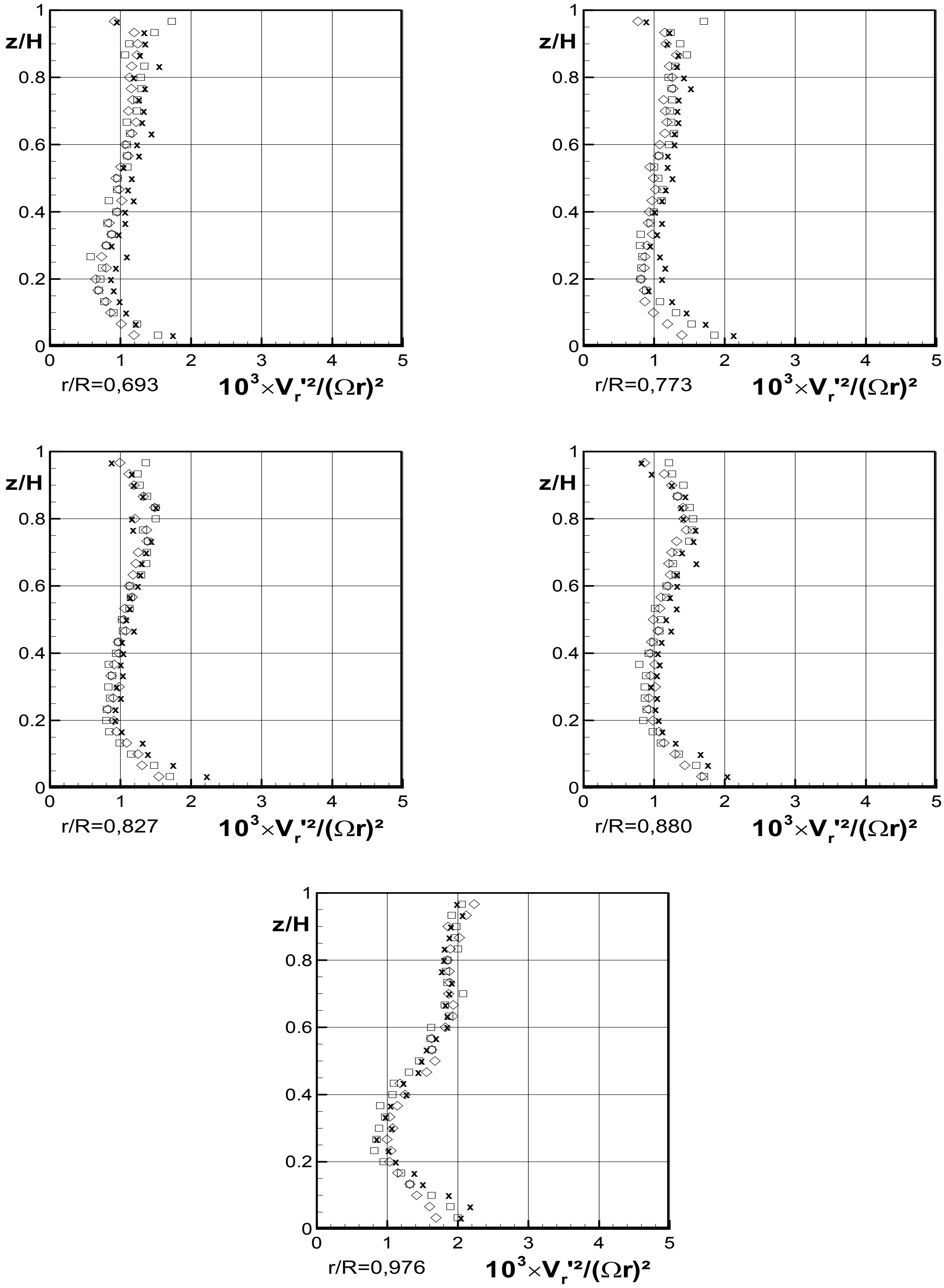


Figure C.62 : Auto-corrélations de vitesses radiales

$$Ek = 1{,}06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0{,}07; \quad \mathrm{Re} = 1{,}96.10^6$

□ $G = 0{,}08; \quad \mathrm{Re} = 1{,}47.10^6$

× $G = 0{,}09; \quad \mathrm{Re} = 1{,}14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

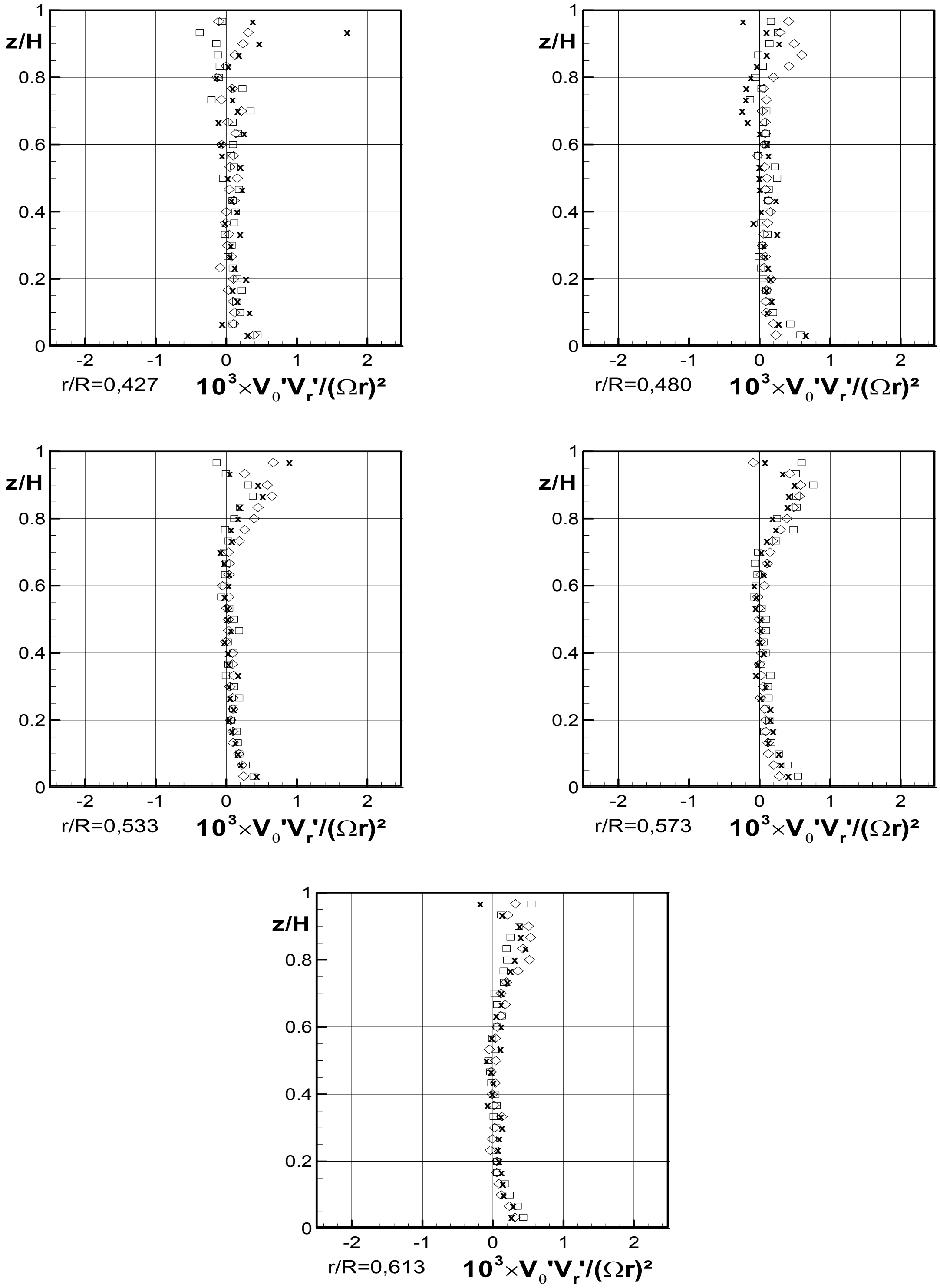


Figure C.63 : Corrélations croisées de vitesses

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

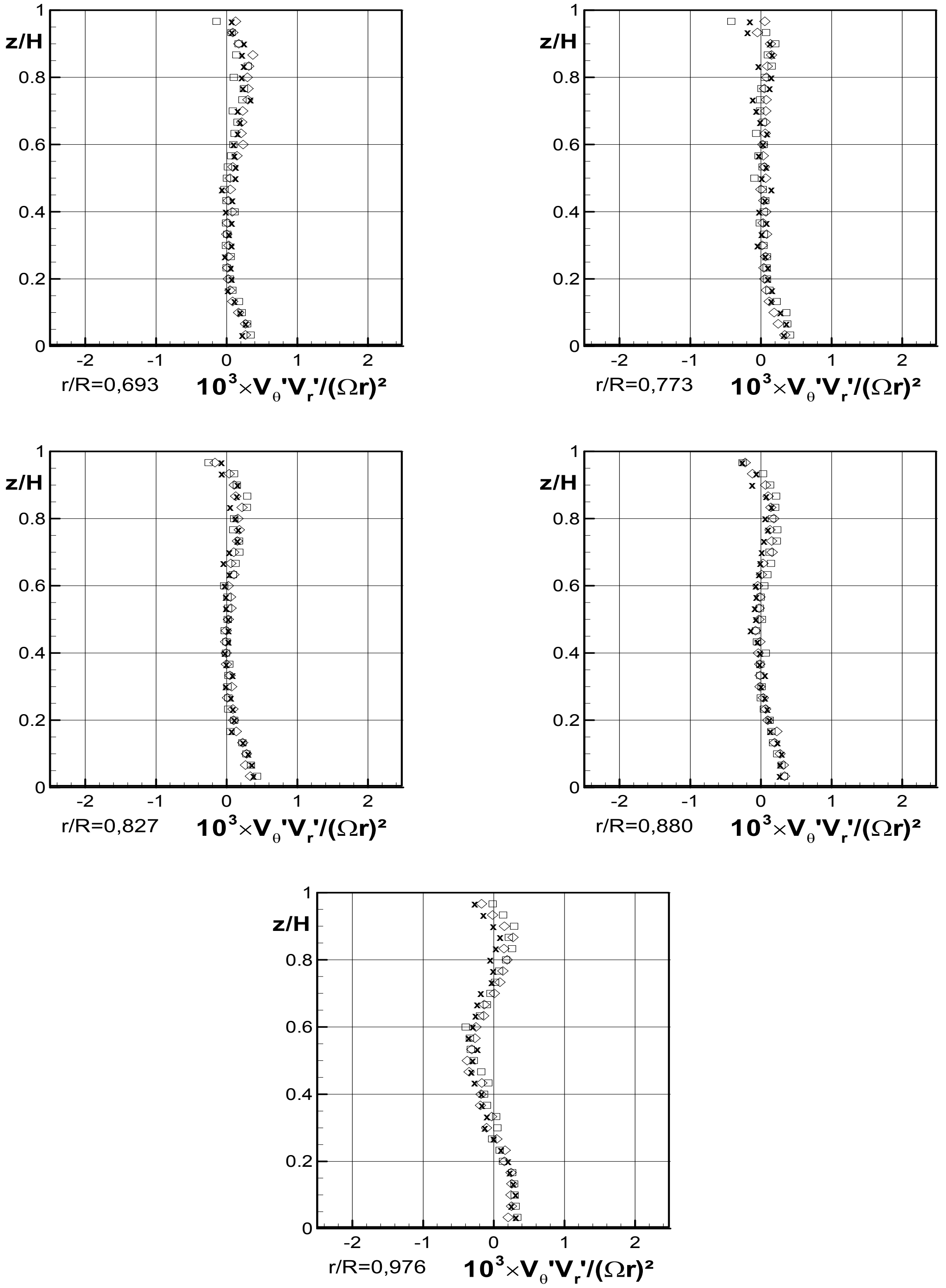


Figure C.64 : Corrélations croisées de vitesses

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

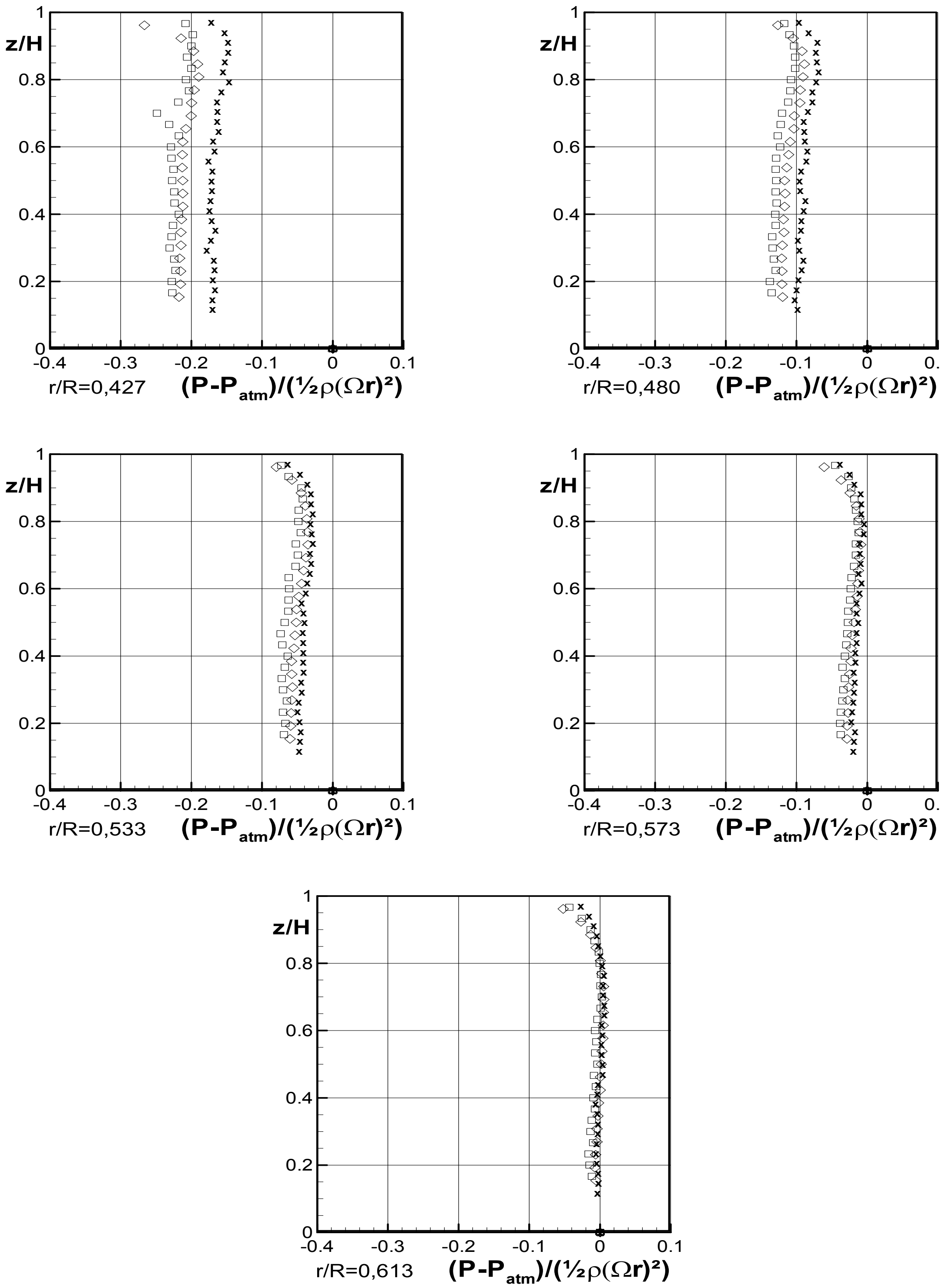


Figure C.65 : Pressions totales

$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

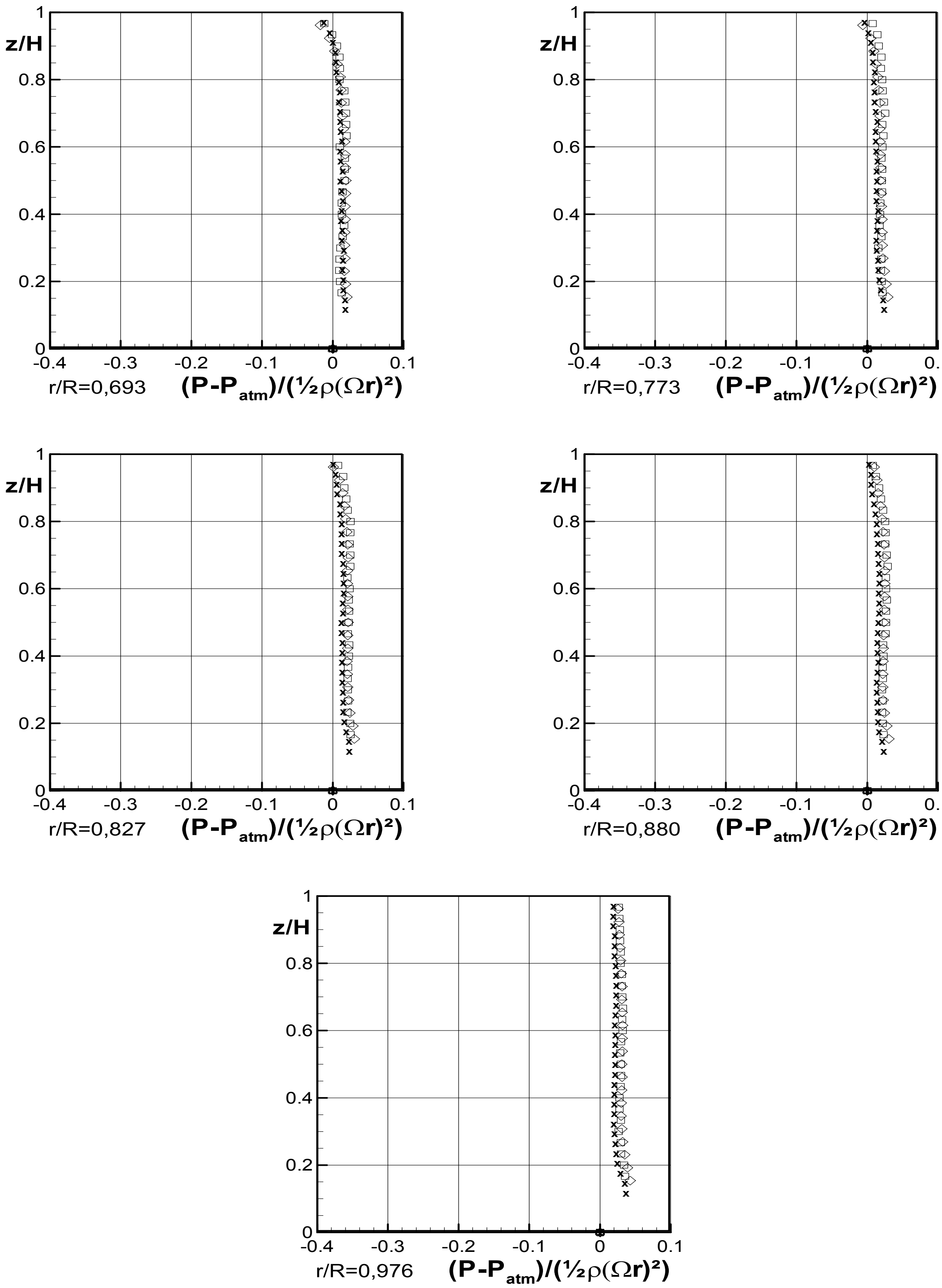


Figure C.66 : Pressions totales

$$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$$

$\lozenge$ $G = 0,07;$ $\mathrm{Re} = 1,96.10^{6}$

$\square$ $G = 0,08;$ $\mathrm{Re} = 1,47.10^{6}$

$\times$ $G = 0,09;$ $\mathrm{Re} = 1,14.10^{6}$

Influence de G à Ek fixé, avec carter

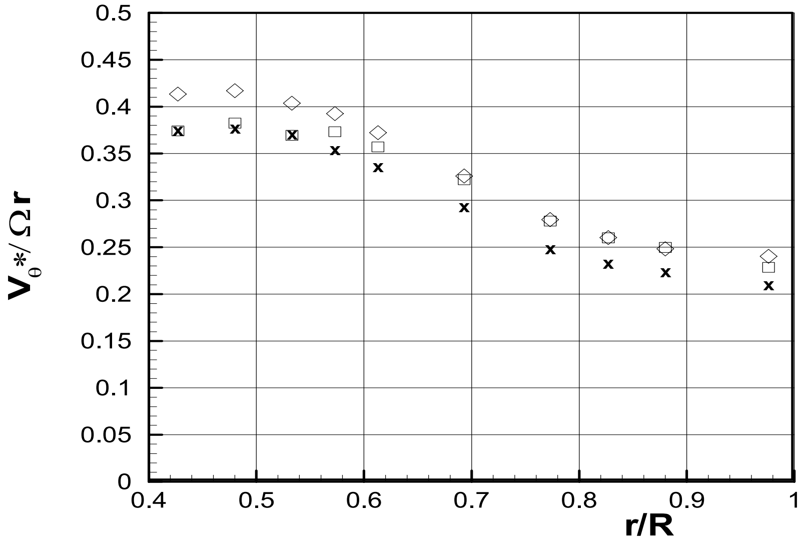


Figure C.67 : Vitesses circonférentielles à mi-hauteur de cavité

$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

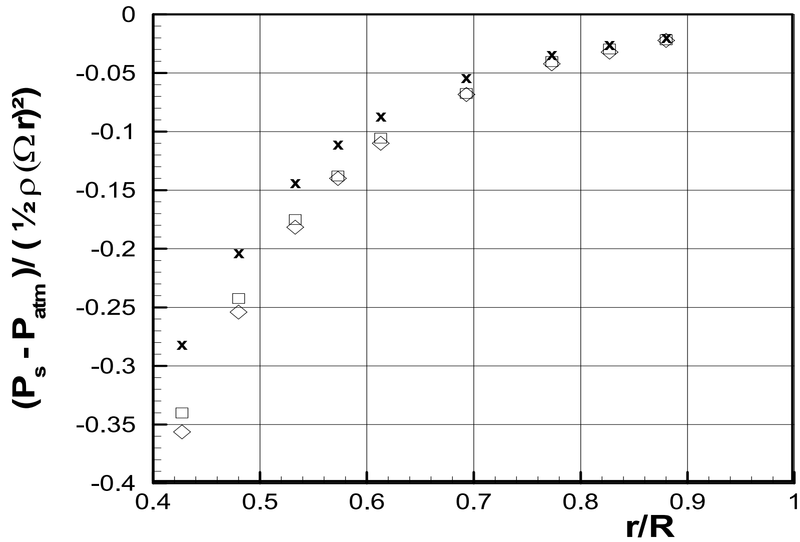


Figure C.68 : Pressions statiques sur le stator

$Ek = 1,06.10^{-4}; \quad \lambda = 0 \quad avec \quad carter$

◊ $G = 0,07; \quad \mathrm{Re} = 1,96.10^6$

□ $G = 0,08; \quad \mathrm{Re} = 1,47.10^6$

× $G = 0,09; \quad \mathrm{Re} = 1,14.10^6$

Liste des références

[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] **BODEWADT U.T.** 1940.
« Die Dehströmung uber festem Grunde. »
Z. Angew. Math. Mech., 20, 241-253.

[3] **BRUUN H. H.** 1966.
« Hot-wire anemometry. Principles and signal analysis. »
Oxford science publications.

[4] **CHEAH S. C., IACOVIDES H., JACKSON D. C., JI. H. et LAUNDER B. E.** 1994.
« Experimental investigation of enclosed rotor-stator disc flows »
Experimental thermal and fluid science. vol. 9, n°4, 445-455.

[5] **D'HAUDT E., DELLA GATTA S., DEBUCHY R., BOIS G. et MARTELLI F.** 2006.
« Assessment of experimental and numerical flow investigation in rotating-disc systems. »
Congrès ISROMAC 11, Hawaii USA.

[6] **D'HAUDT E., DELLA GATTA S., DEBUCHY R., BOIS G. et MARTELLI F.** 2007.
« On the influence of external geometrical modifications on the flow behavior of a rotor-stator system. Numerical and experimental investigation. »
Congrès ETC 7, Athènes.

[7] **DAILY J.W. et NECE R.E.** 1960.
« Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disks. »
ASME J. Basic Eng., 82, 217-232.

[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., DYMENT A. et MUHE H.** 1993.
«Radial inflow between a rotating and a stationary disc. »
C.R. Acad. Sci. Paris, t. 317, Série II, 437-442.

[10] **DEBUCHY R., DYMENT A., MUHE H. et MICHEAU P.** 1998.
« Radial inflow between a rotating and a stationary disc. »
Eur. Jour. of Mech., vol. 17, n°6, 791-810

[11] **DIJKSTRA D. et VAN HEIJST G.J.F.** 1983.
«The flow between two finite rotating disks enclosed by a cylinder. »
J.F.M., 128, 123-154.

[12] **DJAOUI M.** 1998.
« Etude expérimentale des écoulements turbulents de type rotor-stator avec aspiration radiale et transfert thermique. »
Thèse de Doctorat. Université de Lille.

[13] **DJAOUI M., MALESYS A. et DEBUCHY R.** 1999.
« Mise en évidence expérimentale de la sensibilité de l'écoulement de type rotor-stator aux effets de bord. »
C.R. Acad. Sci. Paris, t. 327, Série II b, 49-54.

[14] **DYMENT A.** 1995.
« Relations intégrales dans les écoulements entre disques en rotation. »
12ième congrès Français de Mécanique, Strasbourg.

[15] **ELENA L. et SCHIESTEL R.** 1995.
« Turbulence modelling of confined flow in rotating disk systems. »
AIAA Journal, vol. 33, n°5.

[16] **GASSIAT R. M.** 2000.
« Etude expérimentale d'écoulements centripètes avec prérotation d'un fluide confiné entre un disque tournant et un carter fixe. »
Thèse de Doctorat. Université d'Aix-Marseille II.

[17] **ITOH M., YAMADA Y., IMAO S. et GONDA M.** 1990.
« Experiments on turbulent flow due to an enclosed rotating disk. »
Elsevier Sc. Publishing Co., Inc. Engineering Turbulence Modelling and experiments.

[18] **MALESYS A.** 1997.
« Etude expérimentale de l'écoulement entre disques non parallèles avec précession – Mesure des efforts aérodynamiques. Visualisations. »
Thèse de Doctorat. Université de Lille.

[19] **NGUYEN N.D., RIBAULT J.P., FLORENT P.** 1975.
« Multiple solutions for flow between coaxial discs. »
J. Fluid Mech. 68 (2) 369-388.

[20] **ONG C.L. et OWEN J.M.** 1989.
« Boundary-layer flows in rotating cavities. »
Int. J. Heat and fluid flow. vol 12, n°2.

[21] **OWEN J.M. et ROGERS R.H.** 1989.
« Flow and heat transfer in rotating-disc systems. Volume 1: Rotor-stator systems. »
Research studies press LTD.

[22] **PONCET S., CHAUVE M.P. et LE GAL P.** 2005.
« Turbulent rotating disk flow with inward throughflow. »
J. Fluid Mech. 522, 253-262.

[23] **STEWARTSON K.** 1953
« On the flow between two rotating coaxial disks. »
Proc. Camb. Phil. Soc. 49, 333-341.

[24] **SZERI A. Z., GIRON A., SCHNEIDER S. J., LABBE F. et KAUFMAN H. N.** 1983.
« Flow between rotating disks. Part I. Basic Flow. »
J. Fluid Mech. 134, 103-131.

[25] **VON KARMAN T.** 1921.
« Uber laminare und turbulente reibung. »
Z. Angew. Math. Mech., 1 (4), 233-252.

[26] **KREISS H.O. et PARTER S.V.** 1983.
« On the swirling flow between rotating coaxial disks: existence and non uniqueness. »
Commun. Pure Appl. Math., vol 36, 53-84.

[27] **STEPANOFF A.J.** 1932.
« Pompes centrifuges et pompes hélices. »
Trans. ASME, 54 (15).

[28] **RASMUSSEN H.** 1971.
« High Reynolds number flow between two infinite rotating disks. »
J. Aust. Math. Soc. 12, 483-501.

[29] **MELLOR G.L., CHAPPLE P.J. et STOKES V.K.** 1968.
« On the flow between a rotating and a stationary disk. »
J. Fluid Mech. 31, 95-112.

Résumés

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DES CONDITIONS PERIPHERIQUES SUR UN ECOULEMENT TURBULENT DE TYPE ROTOR-STATOR. Premières confrontations avec des résultats de simulations numériques.

Les recherches effectuées sur des écoulements turbulents dans des cavités interdisques ont permis de mettre en évidence l'importance des conditions aux limites.

Ce présent travail a pour but de mieux comprendre les phénomènes qui régissent l'apparition de différents types d'écoulements observés dans une cavité rotor-stator non soumise à un flux radial forcé. Dans cette optique, un banc d'essais a été adapté pour étudier plus spécifiquement l'influence de deux paramètres géométriques, l'un lié à une faible différence entre le rayon des disques, l'autre relatif à la présence d'un carter permettant de supprimer l'écoulement produit par la paroi externe du rotor. La base de données constituée à partir de mesures effectuées principalement par anémométrie à fils chauds a été confrontée à des résultats de simulations numériques réalisés à l'aide du code de calcul FLUENT.

L'analyse des résultats montre en particulier qu'à la périphérie du système, le fluide éjecté par l'effet centrifuge du rotor est nécessairement compensé par une injection provenant partiellement du fluide au repos situé à l'extérieur à la cavité, près du stator, et de la réintroduction du fluide éjecté par le rotor. La proportion entre ces deux sources, qui dépend étroitement des paramètres géométriques retenus, influe sur le niveau de pré-rotation du fluide en entrée de cavité et conditionne ainsi l'apparition des différents types d'écoulement observés, notamment l'écoulement en bloc de type Batchelor.

MOTS CLES : Système rotor-stator / Ecoulement turbulent / Anémométrie à fil chaud

---

EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF PERIPHERAL CONDITIONS ON A TURBULENT FLOW IN A ROTATING-DISC SYSTEM.

Earlier studies have shown the sensitiveness of the flow behaviour inside a rotating-disc system due to boundaries conditions.

The aim of the present work is to improve the knowledge about phenomena which govern the different kinds of flows observed in an annular cavity without any superimposed inflow. Experiments are performed in a test rig adapted to allow the introduction of geometrical variations at the periphery, by small radius variations of the stationary disc and also by the addition of an external stationary shroud which reduces the effects of the external rotor geometry. The experiments have been focused on the investigation of the influence of these geometrical modifications on the flow structure. A data base is filled with velocity profiles carried out by hot-wire anemometry as well as static and total pressures carried out with a three-hole probe. Results are compared to 3D-CFD numerical simulations performed with the FLUENT code.

At the periphery, centrifugal effects of the rotor drive the fluid out of the cavity, imposing flow compensation on the stator side which originates from both the injection of fluid at rest near the stator and the re-injection of fluid previously ejected by the rotor itself. The balance between these two sources, which depend on geometrical configuration, is shown to influence the level of pre-swirl of the fluid entering the cavity and thus determines the kind of flow inside the cavity, in particular the well-known Batchelor-type flow.

KEYWORDS : Rotor-stator system / Turbulent flow / Hot-wire anemometry