

N° d'ordre : 1964

52376  
1997  
107

# THESE

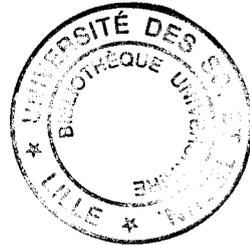
présentée à

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

Pour obtenir le titre de  
**Docteur en MECANIQUE**

par

**MALESYS Alain**



**ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT ENTRE  
DISQUES NON PARALLELES AVEC PRECESSION. MESURES  
DES EFFORTS AERODYNAMIQUES. VISUALISATIONS.**

Soutenue le 10 janvier 1997 devant le jury composé de :

**Rapporteurs:** J. Chauvin, Professeur, LEMFI - Paris VI  
B. Desmet, Professeur, LAMIH/LCSME  
Université de Valenciennes

**Examineurs:** J.P. Barrand, Professeur, L.M.L.- E.N.S.A.M. - Lille  
G. Caignaert, Professeur, L.M.L.- E.N.S.A.M. - Lille  
J.E. Lapray, G.E.C. Alsthom - Etablissement Bergeron  
D. Buisine, Professeur, Université de Lille I

## TABLE DES MATIERES

<i>NOTATIONS</i>	5
INTRODUCTION.	7
CHAPITRE I: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.	11
CHAPITRE II: CONCEPTION DE L'INSTALLATION D'ESSAI	21
II.1) Choix du fluide.	22
II.2) Description du problème et hypothèses.	22
II.2.1) Moment $M_p$	23
II.2.2) Moment $M_v$	23
II.2.3) Moment $M_a$	24
II.2.4) Comparaison.	24
II.3) Paramètres prépondérants de l'écoulement.	25
II.3.1) Description schématique.	25
II.3.2) Paramètres.	26
II.4) Transmission du mouvement de rotation propre au disque inférieur.	27
II.5) Etude de la structure.	30
II.5.1) Schéma adopté.	30
II.5.2) Etude dynamique de la structure.	32
II.5.2.1) Etude modale.	33
II.5.2.2) Réponse aux excitations.	36
II.6) Description du banc d'essais.	39

II.7) Instrumentation.	43
II.7.1) L'informatique.	43
II.7.2) Pressions instationnaires.	43
II.7.2.1) Equipement.	43
II.7.2.2) Principe.	43
II.7.2.3) Chaîne de mesure.	46
II.7.2.4) Technique de mesure.	46
II.7.3) L'anémométrie à fil chaud.	47
II.7.3.1) Equipement.	47
II.7.3.2) Principe.	48
II.7.3.3) Chaîne de mesure.	48
II.7.3.4) Technique de mesure.	49
II.8) Evaluation des erreurs de mesures.	49
II.8.1) Erreur dûe au changement de température.	49
II.8.2) Fil chaud.	49
II.8.3) Capteurs de pression.	50
II.9) Conclusion.	51
<b>CHAPITRE III :</b>	
<b>RESULTATS EXPERIMENTAUX.</b>	53
III.1) Programme d'essais.	54
III.2) Pressions instationnaires.	56
III.2.1) Influence de la hauteur de l'entrefer.	66
III.2.2) Influence de la vitesse de rotation du mouvement de précession.	89
III.2.3) Conclusion.	116
III.3) Moment aérodynamique.	117
III.3.1) Objectifs.	117
III.3.2) Hypothèses.	117
III.3.3) Calcul du moment de basculement sur le disque fixe.	119
III.3.4) Résultats.	120
III.3.5) Conclusion.	124

III.4) Vitesses moyennes.	125
III.4.1) Influence de la position radiale.	126
III.4.2) Influence de la hauteur de l'entrefer.	129
III.4.3) Influence de la présence du moyeu dans la cavité.	132
III.4.4) Discussion sur les mesures de vitesses.	135
III.4.5) Conclusion.	140
<b>CHAPITRE IV :</b>	
<b>VISUALISATIONS.</b>	143
IV.1) Objectifs.	144
IV.2) Mise en oeuvre.	144
IV.2.1) Choix du traceur.	144
IV.2.2) Dispositif expérimental de visualisation.	145
IV.3) Résultats.	149
IV.4) Conclusion.	157
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.</b>	159
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.</b>	165
<b>ANNEXES.</b>	Document joint.

## NOTATIONS

$0, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z}$  : Repère cartésien

$0, \vec{X}^*, \vec{Y}^*, \vec{Z}^*$  : Repère adimensionné

$0, \vec{X}_m, \vec{Y}_m, \vec{Z}_m$  : Repère lié au mouvement de précession

$M_p$  : Moment dû aux forces de pression

$M_v$  : Moment dû aux forces visqueuses

$M_a$  : Moment dû à la quantité d'accélération

$R$  : Rayon des disques

$r$  : Rayon local

$H$  : Hauteur de la cavité

$\beta$  : Angle de l'inclinaison

$P$  : Pression

$\Delta P$  : Variation de pression

$Q$  : Débit

$\mathcal{P}$  : Puissance

$M$  : Moment

$\Omega$  : Vitesse de précession

$\omega$  : Vitesse de rotation propre du disque

$V_D$  : Vitesse de rotation propre du disque exprimée en  $\text{rd.s}^{-1}$

$V_r$  : Composante moyenne de la vitesse radiale

$V_{\theta}$  : Composante moyenne de la vitesse circumférentielle

$\gamma$  : Accélération

$\rho$  : Masse volumique

$\nu$  : Viscosité cinématique

$\delta$  : Epaisseur de la sous couche visqueuse

$\tau$  : Contrainte visqueuse pariétale

$a$  : Amplitude

$e$  : Epaisseur

$F$  : Force

$f$  : Fréquence

$I$  : Inertie

$m$  : Masse

$t$  : Variable de temps

$\vec{C}_g$  : Couple gyroscopique

$Re_{sc}$  : Nombre de Reynolds de la sous couche visqueuse  $Re_{sc} = \frac{\delta \omega R}{\nu}$

$Re_d$  : Nombre de Reynolds basé sur le diamètre des disques  $Re_d = \frac{\omega R^2}{\nu}$

$Re_h$  : Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la cavité  $Re_h = \frac{\omega R H}{\nu}$

$\varepsilon$  : Rapport de forme de la cavité  $\varepsilon = \frac{H}{R}$

$\lambda$  : Taux de précession réduite  $\lambda = \frac{\Omega}{\omega}$

## INTRODUCTION

Les écoulements de fluides en rotation ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques tant leurs applications sont diverses. En effet, ils peuvent se rencontrer aussi bien dans la nature, mouvements océanographiques, mouvements atmosphériques, que dans de nombreuses applications techniques telles que viscosimètres, électrodes tournantes en électrochimie. Des applications technologiques de pointe comme les unités de stockage d'informations des ordinateurs impliquent également des fluides tournants. Dans toutes ces applications les écoulements sont libres.

Les écoulements de fluides en rotation sont aussi à la base du principe de fonctionnement des turbomachines. Là dans les différentes roues les écoulements subissent une rotation forcée, les écoulements ne sont plus libres. Néanmoins, on peut retrouver des écoulements libres dans ces machines notamment dans les diffuseurs lisses.

Les systèmes disques en rotation représentent un modèle simple des différentes configurations industrielles.

L'étude de ce type d'écoulement présente beaucoup d'intérêt pour les constructeurs de turbomachines et notamment pour les industriels membres du pôle FIRTECH 'M.E.M.T.A.', auquel est associé le Laboratoire de Mécanique de Lille. Ces industriels se sont montrés intéressés par l'étude des écoulements entre disques lorsque l'un des disques est animé d'un mouvement vibratoire.

L'expérience a montré que les modes vibratoires dans les turbomachines pouvaient être entretenus et amplifiés par des forces d'origines diverses: les fluctuations des forces aérodynamiques sur l'aubage, le comportement dynamique, raideur et amortissement des joints labyrinthes, et également les efforts aérodynamiques dues à l'écoulement dans les espaces séparant les parties mobiles et

les parties fixes (roue-diaphragme dans une turbine à vapeur, roue-plafond dans une pompe centrifuge).

L'amplification de ces modes peut conduire à la destruction totale de la machine. Le coût de production de ces turbomachines étant très élevé, il paraît indispensable d'étudier le rôle des efforts aérodynamiques, pour les écoulements dans les espaces roue-diaphragme et roue-plafond, dans la stabilité des modes vibratoires. Ceci afin de permettre aux industriels d'éliminer une des causes possibles de destruction des turbomachines.

Le Laboratoire de Mécanique de Lille (URA CNRS 1441) a développé depuis plusieurs années un axe de recherche sur les écoulements entre disques tournants. Ces écoulements sont abordés sous l'aspect expérimental, l'aspect numérique et l'aspect modélisation.

Avec l'appui du pôle FIRTECH 'M.E.M.T.A.', le laboratoire a entrepris une étude principalement expérimentale, dont l'objectif est d'étudier les efforts régnant entre deux disques non parallèles. Le disque mobile est animé d'un mouvement de précession simulant un mouvement vibratoire en plus de sa rotation propre tandis que l'autre disque est fixe. Cette étude est menée en vue d'améliorer la stabilité vibratoire des rotors.

Pour mener à bien cette étude, nous avons conçu une installation expérimentale permettant d'analyser les effets de chaque paramètre susceptible d'influencer les propriétés de l'écoulement et notamment d'influencer les efforts aérodynamiques qui jouent un rôle dans les mouvements vibratoires.

L'organisation du mémoire est la suivante:

Au chapitre 1, nous présentons une revue des résultats publiés dans la littérature concernant les écoulements entre disques en rotation.

Une part du travail a consisté en la conception de l'installation d'essai. Le chapitre 2 présente les différentes étapes de conception, de construction et d'instrumentation qui ont permis la réalisation du nouveau banc d'essais.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation et à l'interprétation des résultats expérimentaux. Les résultats de pressions instationnaires dans la cavité interdisques, sont plus particulièrement analysés . Les efforts aérodynamiques sont calculés à partir de ces relevés de pressions instationnaires. Nous terminons ce chapitre par l'analyse des profils de vitesses.

Des visualisations de l'écoulement réalisées par tomographies laser font l'objet du chapitre 4. Cette approche bien que qualitative apporte quelques éléments qui facilitent la compréhension de la structure de l'écoulement.

Les principaux enseignements tirés de cette étude sont repris dans une conclusion générale qui termine ce mémoire.



# CHAPITRE 1

## ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Dans les turbomachines actuelles ( turbines à gaz, turboréacteurs, compresseurs centrifuges multi-étagés ) les conditions de fonctionnement de plus en plus sévères exposent les parties mobiles à des excitations très variées. Les industriels sont confrontés à des problèmes d'écoulements non idéaux dans leurs machines. Ces problèmes conduisent à plus ou moins long terme à la destruction de celles-ci s'ils ne sont pas correctement maîtrisés. Les constructeurs sont donc intéressés par toute prévision susceptible de leur permettre un gain de durée de vie, de performance et de poids sans perte de sécurité.

Le non parallélisme, la non coaxialité des parties tournantes peuvent conduire à l'excitation des modes vibratoires. Ces modes peuvent être instables du fait du comportement dynamique des paliers, des joints labyrinthes et des circuits hydrauliques. Les écoulements dans les entrefers et les efforts aérodynamiques qui en résultent peuvent aussi déstabiliser le mouvement du rotor.

En 1981 R. HENRY [ HEN (81) ] s'intéresse à l'étude dynamique des machines tournantes et plus particulièrement des ensembles disques-aubes et aubes. Il dresse un inventaire très complet des études réalisées précédemment et développe une méthode spécifique de calcul des fréquences et modes des systèmes répétitifs circulaires.

Les paliers ont fait l'objet de nombreuses études dont nous ne présentons pas les résultats ici, le cadre de leur étude sortant de notre propos.

Les joints labyrinthes sont des dispositifs géométriques utilisés dans les turbomachines afin de limiter les débits de fuite entre les divers éléments qui composent les machines. Il est important du point de vue industriel de s'intéresser aux comportements statique et dynamique de ces joints en raison de leur influence sur les coefficients dynamiques de raideur et d'amortissement. En 1994 SRITI [ SRI (94) ] a préparé une thèse au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille et en collaboration avec le pôle FIRTECH 'M.E.M.T.A.' sur le comportement de ces joints labyrinthes. Il a étudié numériquement et expérimentalement différentes géométries de joints correspondant à des conditions de fonctionnement spécifiques.

Les circuits hydrauliques ont aussi fait l'objet de plusieurs études afin d'analyser leur comportement vibratoire lorsqu'ils sont soumis à des excitations basses fréquences induites par les écoulements. En effet, les éléments intervenant dans les circuits constituent des singularités qui perturbent les écoulements. Ces singularités sont alors des sources de turbulence qui créent des ondes acoustiques qui se propagent et excitent la structure. Lorsque les modes acoustiques et les modes mécaniques s'entretiennent mutuellement, les contraintes au niveau des zones sensibles telles que les piquages, les fixations, les raccords peuvent atteindre les limites admissibles et provoquer une rupture par fatigue des installations. En 1995 DOURNEAU [DOU (95) ] avec le soutien de E.D.F a étudié plusieurs circuits hydrauliques sur un banc d'essais composé d'une roue centrifuge SHF pour prévenir ces phénomènes d'instabilité.

En revanche, le cas de l'entrefer constitué par deux disques non parallèles du fait de la présence des modes vibratoires n'a jamais été étudié sauf peut-être sous l'angle de la lubrification. Ces phénomènes de lubrification sont très différents des phénomènes que nous allons étudier puisque les hauteurs d'entrefer qui nous concerne ne vérifient pas les hypothèses de la lubrification. En effet, pour les diamètres et les vitesses qui nous intéressent les hauteurs d'entrefer sont de l'ordre du millimètre pour la lubrification alors que dans le cadre de notre étude elles sont de l'ordre de quelques centimètres.

Puisque aucune étude concernant les écoulements dans ces entrefers n'a été entreprise à ce jour les quelques rappels bibliographiques vont se limiter aux cas des écoulements entre disques en rotation pour une cavité disques parallèles pour laquelle nous avons obtenus des résultats expérimentaux.

T. Von KARMAN en 1921 [ KAR (21) ] a été le premier à considérer le problème d'un écoulement induit par un disque infini qui tourne dans un fluide au repos. Il a transformé les équations de Navier-Stokes en un système d'équations différentielles ne dépendant que d'une seule variable en supposant la vitesse axiale indépendante de la coordonnée radiale et en faisant la même hypothèse pour les deux autres composantes.

Une solution numérique a été obtenue en 1934 par COCHRAN [ COC (34) ] où le fluide est aspiré suivant l'axe de rotation du disque pour être rejeté radialement. Le disque joue le rôle d'un ventilateur centrifuge.

En 1940 BODEWADT [ BOD (40) ] considère le cas où le disque est au repos tandis que le fluide à l'infini est animé d'un mouvement de rotation en bloc. Il décrit l'existence d'un autre type de couche limite auprès de la paroi fixe.

BATCHELOR [ BAT (51) ] en 1951 étudia deux nouveaux types d'écoulements. Le premier est constitué d'un disque tournant dans un fluide extérieur en rotation où la vitesse du fluide est inférieure à celle du disque. Le second est constitué d'un fluide entraîné par deux disques infinis parallèles et coaxiaux. Il définit deux paramètres prépondérants, le nombre de Reynolds basé sur la hauteur d'écartement des deux disques et le paramètre de rotation des disques. Par des considérations qualitatives il prévoit la formation d'une couche limite sur chacun des deux disques entre lesquelles le fluide tourne en rotation solide constante.

En 1953 STEWARTSON [ STE (53) ] a obtenu pour les écoulements entre deux disques infinis, dont l'un est fixe et l'autre mobile, une solution différente. Il conclut, en s'appuyant sur un développement asymptotique à grand nombre de Reynolds, à l'existence d'une seule couche limite située sur le disque en rotation pendant que la partie centrale du fluide ne tourne pas du tout. Ceci n'a jamais été observé dans les diverses expériences où la solution de BATCHELOR a toujours été obtenue, c'est à dire qu'une couche limite se forme sur chaque disque tandis que la partie centrale est animée d'une rotation de solide rigide.

De nombreuses études expérimentales et numériques ont depuis tenté de départager les points de vue de BATCHELOR et de STEWARTSON et de déterminer si le coeur d'un fluide, placé entre deux disques en rotation, était animé d'un mouvement de rotation ou pas.

La majorité des études entreprises sur ces écoulements sont numériques. Elles font l'hypothèse de disques de longueur infinie et ne prennent en compte ni les effets liés aux bords des disques ni les effets d'un éventuel confinement. Nous pouvons citer l'exemple de LANCE & ROGERS [ LAN (62) ] qui en 1962 ont obtenu des résultats conformes aux hypothèses de BATCHELOR en intégrant numériquement les équations de Von KARMAN.

MELLOR. CHAPPLE & STOKES [ MEL (68) ] en 1968 montrent numériquement que pour une même valeur du nombre de Reynolds, basé sur la distance entre les deux disques et la vitesse de rotation, il peut exister plusieurs solutions correspondant à des écoulements divisés en cellules. Une cellule étant définie entre deux plans parallèles aux disques sur lesquels la composante axiale s'annule.

Depuis de nombreux auteurs ont obtenu de multiples solutions complexes des équations de Von KARMAN. Nous pouvons citer en exemple NGUYEN. RIBAUT & FLORENT [ NGU (75) ], ROBERTS & SHIPMAN [ ROB (76) ], HOLODNIOK. KUBICEK & HLAVACEK [ HOL (77) ] et [ HOL (81) ] et SZETO [ SZE (78) ].

Cependant les résultats exposés confirment que si une seule solution est trouvée pour les faibles nombres de Reynolds (  $Re_d < 55$  d'après SZETO ), pour les nombres de Reynolds importants la solution n'est plus unique. Il apparaît une solution au moins autre que la solution de BATCHELOR. Le problème de l'existence et de l'unicité de la solution des équations représentant ce type d'écoulement n'a pas encore trouvé de réponse définitive.

Les études consacrées aux disques finis, bornés par une paroi latérale ou non, sont moins nombreuses.

En 1955 GROHNE [ GRO (55) ] obtient des solutions numériques pour les équations de Von KARMAN. Pour un nombre de Reynolds de 10, il observe une absence de mouvement de rotation en bloc alors que pour un nombre de Reynolds de 100 le résultat est en accord avec la théorie de BATCHELOR.

Dans une publication en 1987 BRADY & DURLOFSKY [ BRA (87) ] ont étudié, toujours numériquement, l'influence des conditions imposées aux bords des disques sur la validité des solutions des équations de départ. Ils en concluent que le type de condition imposée aux bords des disques détermine laquelle des multiples solutions décrit parfaitement l'écoulement. La solution peut alors tendre vers la solution du type STEWARTSON soit vers la solution du type BATCHELOR.

Plus récemment de nouvelles études numériques ont été menées par BERTELA & GORI [ BER (82) ], VAUGHAN [ VAU (86) ], DEBUCHY [ DEB (93) ], ELENA [ ELE (94) ] et par RITTEMARD [ RIT (96) ]. Les solutions obtenues par ces études confortent l'hypothèse de BATCHELOR.

Le peu d'études expérimentales reprenant l'étude des écoulements entre disques coaxiaux et de dimensions finies ont été réalisées par DAILY & NECE [ DAI (60) ], DIJKSTRA & VAN HEIJST [ DIJ (83) ], SIRIVAT [ SIR (91) ], DEBUCHY [ DEB (93) ] et MALESYS [ MAL (95) ]. Toutes ces études ont jusqu'à présent confirmé le point de vue de BATCHELOR, le coeur du fluide tourne en bloc.

OLIVEIRA [ OLI (81) ], SZERI & al [ SZE (83) ] ont montré dans leurs travaux que, à l'exception de la zone périphérique, l'écoulement se comportait comme s'il avait lieu entre deux disques de longueurs infinies. Il faut cependant que le nombre de Reynolds ne soit pas trop élevé et que le rapport de forme de la cavité soit grand. On observe alors une structure de type BATCHELOR avec une rotation de la partie centrale du domaine fluide.

Néanmoins, PICHA & ECKERT en 1958 [ PIC (58) ] ont observé une structure de type STEWARTSON, la partie centrale n'étant animée d'aucun mouvement de rotation. Ces observations ont été faites pour des écoulements entre deux disques

contra-rotatifs, avec et sans paroi latérale, où le rapport de forme de la cavité était faible, ce qui complique le problème de l'écoulement entre les disques.

Les nombreux résultats numériques et expérimentaux concernant les écoulements interdisques sont regroupés dans trois ouvrages de référence réalisés par DORFMAN [ DOR (63) ] et plus récemment par OWEN & ROGERS [ OWE (89) ] et [ OWE (95) ].

Toutes ces études, qu'elles soient numériques ou expérimentales, montrent qu'il est très difficile de tendre vers une solution unique. Le problème du type de solution à obtenir pour les équations de Von KARMAN reste donc posé:

Le coeur du domaine fluide tourne-t-il ou ne tourne-t-il pas?

La solution est-elle du type BATCHELOR ou, au contraire, est-elle du type STEWARTSON?

Le seul élément de réponse que l'on peut apporter et que la majorité des études a montré que la solution de type BATCHELOR était la plus vraisemblable.

Pour tenter de répondre à ces questions et pour éventuellement apporter de nouveaux éléments à la modélisation numérique, nous allons essayer d'appréhender la forme des structures de l'écoulement par l'intermédiaire de visualisations de ce dernier.

Depuis toujours les chercheurs ont tenté de mettre en évidence certains phénomènes dans les écoulements des fluides à l'aide de visualisations. En effet, en 1883 Osborne REYNOLDS fût le premier, en injectant un filet de colorant dans l'écoulement de fluide d'un tube circulaire, à montrer la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent.

Depuis, de nombreuses études expérimentales d'écoulements ouverts ou fermés ont permis une amélioration considérable de ces techniques de visualisation et par conséquent une meilleure compréhension des écoulements de fluide.

La plupart de ces techniques sont bien adaptées aux écoulements autour d'obstacles fixes. On utilise, par exemple, pour analyser les écoulements de paroi des enduits visqueux. De même, les visualisations par fils, de mise en oeuvre très simple, permettent d'avoir une bonne idée générale du comportement des écoulements. L'inconvénient majeur de la visualisation par enduit visqueux et par fil apparaît lorsque l'écoulement fait intervenir des parties mobiles. Il est alors très difficile d'obtenir de bonnes informations. Des fils, placés sur une partie mobile où les effets centrifuges exercés sont du même ordre de grandeur que les effets hydro ou aérodynamiques, indiqueront une direction intermédiaire entre la direction radiale et la direction de l'écoulement. Néanmoins, MURUKAMI et al [MUR (80)] ont réussi à obtenir des visualisations d'écoulements sur la surface plafond d'une roue de pompe centrifuge par enduit visqueux (figure I.1)



**Figure I.1:** Visualisation des lignes d'écoulement par enduit visqueux sur le plafond d'une roue de pompe centrifuge.

Une autre technique de visualisation s'est développée avec les progrès des lasers. Il s'agit de la visualisation par tranches lumineuses. Ce procédé se caractérise essentiellement par une technique d'éclairage des traceurs censés suivre parfaitement l'écoulement.

L'utilisation de lasers comme sources de lumière permet d'obtenir des tranches lumineuses extrêmement fines et intenses, particulièrement bien adaptées à

l'analyse de certains phénomènes hydro ou aérodynamiques complexes à caractère fortement tridimensionnel.

N. GE [N. GE (93)] utilise cette technique de plan laser avec de la fumée d'encens comme traceur afin d'apporter une réponse qualitative sur les phénomènes d'apparition du décollement tournant dans les ventilateurs axiaux.

De même A. SPOHN [SPO (91)], sur un banc d'essais constitué d'un disque tournant et d'un couvercle amovible enfermés dans une enceinte cylindrique, le tout plongé dans un bain d'eau ou dans un mélange eau-glycérine, met en évidence les recirculations secondaires (figure I.2). Ces phénomènes de recirculations ont été observés grâce à des visualisations de l'écoulement dans une tranche lumineuse passant par l'axe de rotation et en injectant de la fluorescéine près du bord du disque tournant.

couvercle

surface libre

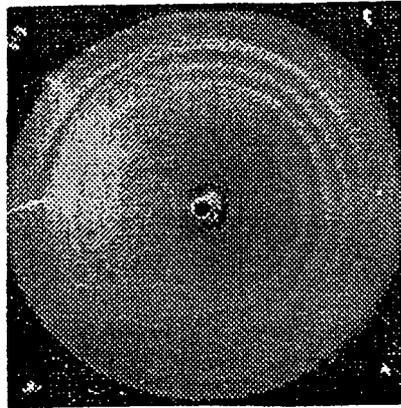


disque tournant

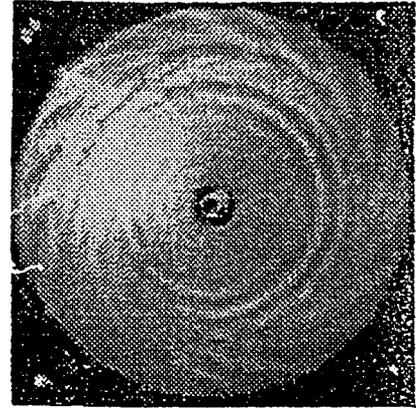
disque tournant

**Figure I.2:** Recirculations secondaires visualisées par les lignes d'émission de fluorescéine injectée près du bord du disque tournant.

Plus récemment, L. SCHOUVEILER et al [SCH (96)] ont visualisés les instabilités qui siègent dans une cavité interdisques par tomographies laser en utilisant une caméra vidéo placée dans le référentiel du disque tournant. Ils se sont également intéressés au développement de tourbillons de type Cross Flow dans la couche limite du disque tournant ( figures I.3 et I.4 ). Pour cette expérience, la cavité interdisques est constituée d'une cuve en plexiglas dans laquelle est logé un disque tournant de 140 mm de diamètre surmonté d'un couvercle en plexiglas. L'ensemble est immergé dans de l'eau.

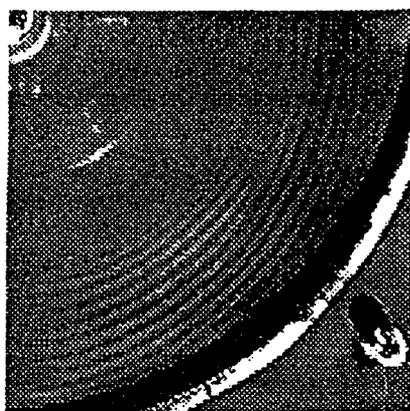


$$\text{Red} = \frac{\omega R^2}{\nu} = 17241$$

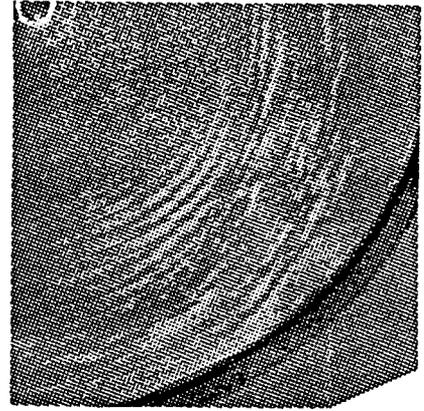


$$\text{Red} = 23398$$

Figure I.3:  $H/R = 11.43 \cdot 10^{-2}$



$$\text{Red} = 89900$$



$$\text{Red} = 125614$$

Figure I.4:  $H/R = 1.43 \cdot 10^{-2}$

Ces différentes techniques de visualisation montrent qu'il est possible d'obtenir de bons résultats. On recueille ainsi un grand nombre d'informations qui permettent de mieux comprendre l'évolution des écoulements dans ces différentes machines.

## CHAPITRE 2

### CONCEPTION DE L'INSTALLATION D'ESSAI

Pour l'étude des efforts aérodynamiques instationnaires associés au couplage entre l'écoulement dans l'entrefer, constitué par le disque de roue et la paroi, et un mouvement vibratoire du disque, nous avons retenu la géométrie simple d'une cavité interdisques. Cette cavité est formée par deux disques non parallèles dont l'un est fixe tandis que l'autre est animé d'un mouvement de précession.

Nous avons conçu et réalisé un nouveau banc d'essais. Ce chapitre est consacré à la description des différentes phases de conception qui ont permis d'aboutir à la définition et à la construction de l'installation expérimentale. Il décrit également les moyens de mesures mis en oeuvre dans cette étude expérimentale.

## II.1) Choix du fluide.

Nous avons privilégié le choix d'une maquette en air pour des raisons d'encombrement et de conception.

Le choix d'une maquette en eau aurait nécessité, en plus de la construction du banc, la construction d'un bassin d'eau. Il aurait engendré des problèmes liés à la stabilité de température d'eau ainsi que des problèmes d'étanchéité au niveau des prises de mesures et au niveau de l'entraînement du disque mobile.

De plus la puissance moteur nécessaire est beaucoup plus faible que pour une maquette en eau ce qui permet d'alléger la conception de l'ensemble, notamment la mise en mouvement du disque mobile puisque les sollicitations mécaniques sont moins importantes.

De même, une instrumentation par capteurs de pression instationnaires est plus aisée en air qu'en eau.

Enfin, le Laboratoire de Mécanique de Lille, notamment l'opération "Écoulements entre disques tournants" menée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, a acquis depuis plusieurs années une grande expérience dans la mesure de différentes grandeurs physiques pour des maquettes en air, en particulier, lors des essais réalisés par anémométrie à fil chaud pour les écoulements turbulents avec aspiration radiale entre un disque fixe et un disque en rotation [DEB (93)].

## II.2) Description du problème et hypothèses.

L'objectif est de mesurer le torseur des forces qui s'exercent sur le disque mobile et notamment le moment aérodynamique dû à la pression et aux forces visqueuses dans l'entrefer. Pour obtenir la carte de pression sur le disque mobile il faudrait mesurer la pression sur ce disque, ce qui expérimentalement engendre des difficultés telles que l'emploi de capteurs embarqués, leur fixation, leur étalonnage et la prise en compte des effets de l'accélération. C'est pourquoi on néglige les contributions d'une part des forces visqueuses dues au mésalignement et d'autre part des quantités d'accélération de la couche fluide dans l'espace interdisques pour ne mesurer les pressions et calculer le moment qu'à partir du disque fixe. Pour justifier cette hypothèse on évalue le moment  $M_p$  dû aux forces de pression, le moment  $M_v$  dû aux forces visqueuses et le moment  $M_a$  dû au déplacement de la couche de fluide dans la cavité que l'on appellera le moment de la quantité d'accélération.

Par la suite on appellera:

*R	le rayon des disques
*H	la hauteur de la cavité
* $\beta$	l'angle de l'inclinaison
*P	la pression
*U	la vitesse
*W	la vitesse normale
* $\Omega$	la vitesse de précession
* $\omega$	la vitesse de rotation propre du disque
* $\rho$	la masse volumique
* $\nu$	la viscosité cinématique
* $\delta$	l'épaisseur de la sous couche visqueuse
* $\tau$	la contrainte visqueuse pariétale
*t	la variable de temps
*x	la variable d'espace
*R <sub>m</sub>	le repère lié au mouvement de précession

### II.2.1) Moment $M_p$

Le moment  $M_p$  est dû aux forces de pression sur le disque. Le calcul est inspiré de la théorie de Reynolds portant sur les films minces.

On a l'ordre de grandeur de  $M_p$ :  $O(M_p) = O(P) R^2 (\beta R)$

Les équations de Navier-Stokes donnent:  $O(U \frac{\partial U}{\partial x}) = O(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x})$

et l'équation de la continuité:  $O(\frac{\partial H}{\partial t}) = O(H \frac{\partial U}{\partial x})$

où  $O(\frac{\partial H}{\partial t}) = \Omega R \beta$

L'ordre de grandeur de la pression est  $O(P) = \frac{\Omega R \beta \rho (\omega R) R}{H}$

On obtient l'ordre de grandeur du moment:  $O(M_p) = \frac{\Omega R^6 \beta^2 \rho \omega}{H}$

II.2.2) Moment  $M_V$ 

Le moment  $M_V$  est dû aux forces visqueuses.

On a l'ordre de grandeur de  $M_V$  :  $O(M_V) = O(\tau) R^2 (\beta H)$

$$\text{où } O(\tau) = \frac{\rho \nu \Omega (\beta H)}{\delta}$$

D'où l'ordre de grandeur du moment:  $O(M_V) = \frac{\rho \nu \Omega \beta^2 H^2 R^2}{\delta}$

II.2.3) Moment  $M_a$ 

Le moment  $M_a$  est dû à la quantité d'accélération du fluide situé entre les disques.

On a l'ordre de grandeur de  $M_a$ :  $O(M_a) = O\left(\rho \frac{\partial W}{\partial t}\right) R^2 (\beta R)$

où  $W$  est la vitesse normale et  $O\left(\frac{\partial W}{\partial t}\right) = \Omega \omega R \beta$  est l'accélération normale.

On obtient l'ordre de grandeur du moment  $O(M_a) = \rho \Omega \omega H \beta^2 R^4$

## II.2.4) Comparaison

On effectue le rapport  $O\left(\frac{M_V}{M_p}\right)$

$$\text{On a } O\left(\frac{M_V}{M_p}\right) = \frac{H^3}{R^3} \frac{\nu}{\delta R \omega} \quad \text{avec} \quad \frac{\nu}{\delta R \omega} = \frac{1}{R_{\text{esc}}}$$

$R_{\text{esc}}$  est le nombre de Reynolds de la sous couche visqueuse,  $R_{\text{esc}}$  est de l'ordre de 1

D'où l'ordre de grandeur du rapport  $O\left(\frac{M_V}{M_p}\right) = \frac{H^3}{R^3} \ll 1$

Le rapport est très petit devant 1, on peut négliger la contribution due aux contraintes visqueuses. On verra au chapitre III que la contribution des forces de viscosité est en fait nulle dans le mouvement vibratoire étudié.

De la même façon on effectue le rapport  $O\left(\frac{M_a}{M_p}\right)$  qui donne

$$O\left(\frac{M_a}{M_p}\right) = \frac{H^2}{R^2} \ll 1$$

Le rapport est très petit devant 1, on peut négliger la contribution due à la quantité d'accélération du fluide situé entre les disques.

D'où le choix de mesurer les pressions à partir du disque fixe et d'animer l'autre disque du mouvement de rotation propre et du mouvement de précession. On évite alors les problèmes posés par l'emploi de capteurs de pression embarqués et permet aussi le passage des sondes à fil chaud pour la mesure des vitesses. De même le choix d'un disque fixe de bonne qualité optique devrait permettre de mesurer les vitesses par vélocimétrie laser.

On suppose aussi que la rotation propre du disque  $\omega$  est à symétrie de révolution parfaite et que de ce fait, la carte de pression est stationnaire dans le repère lié au mouvement de précession que l'on appelle  $R_m$ . On peut donc substituer la mesure de pression en tous points du disque mobile par une mesure suivant une ligne radiale sur le disque fixe effectuée à toutes dates pour, en la replaçant dans le repère mobile, restituer parfaitement la carte de pression par rapport à  $R_m$ .

### II.3) Paramètres prépondérants de l'écoulement.

#### II.3.1) Description schématique

Le problème consiste à étudier la pression et l'écoulement turbulent à l'intérieur d'une cavité interdisques. Cette cavité est formée de deux disques, de même rayon  $R$ , inclinés l'un par rapport à l'autre d'un angle  $\beta$ . Cet angle est réglable et permet une inclinaison du disque mobile de 0 à 10 % de la hauteur totale de la cavité. Le disque supérieur reste fixe, le disque inférieur tourne à une vitesse de rotation  $\omega$ . Il est également animé d'un mouvement de précession de vitesse

réglable  $\Omega$ . Ce mouvement de précession simule le mouvement vibratoire réel tel que l'on peut le rencontrer dans les turbomachines. La vitesse  $\Omega$ , positive ou négative, est la vitesse de précession propre des modes de vibrations (figure II.3.1).

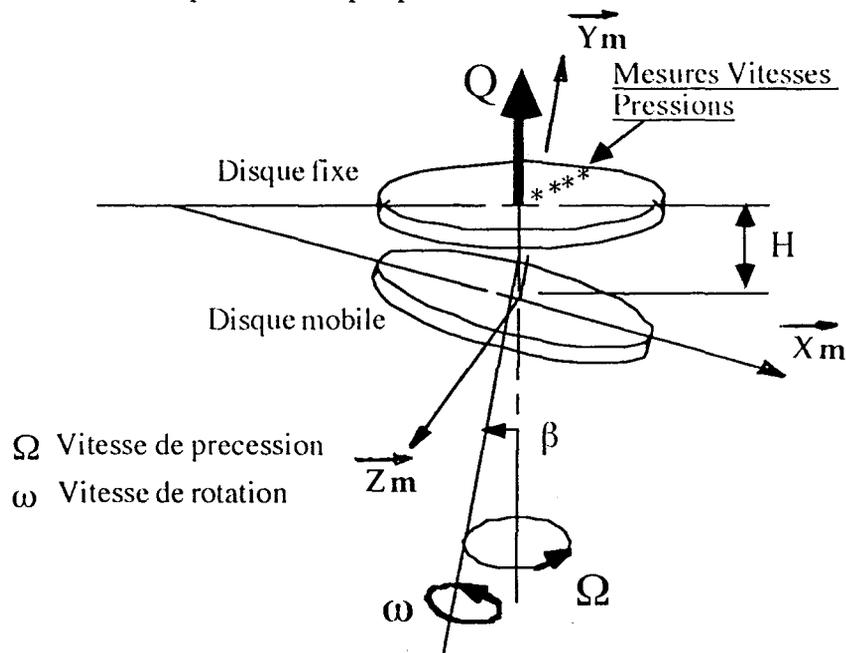


Figure II.3.1

### II.3.2) Paramètres

Ces paramètres sont compatibles avec les applications visées:

- turbines à vapeur
- roues de pompes centrifuges

Pour cela on a choisi:

- \* $\omega$  la vitesse de rotation du disque :  $\omega = 3000$  tr/min
- \* $\Omega$  la vitesse de précession :  $-300 \leq \Omega \leq 300$  tr/min
- \* $R$  le rayon des disques :  $R = 250$  mm
- \* $H$  la hauteur de la cavité :  $5 \leq H \leq 20$  mm
- \* $\nu$  la viscosité cinématique :  $\nu = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

-Le nombre de Reynolds  $R_{ed}$  basé sur le diamètre des disques:

$$R_{ed} = \frac{\omega R^2}{\nu} \quad R_{ed} = 1.3 \cdot 10^6$$

-Le nombre de Reynolds  $Re_h$  basé sur la hauteur de cavité:

$$Re_h = \frac{\omega RH}{\nu} \quad 2.6 \cdot 10^4 \leq Re_h \leq 1.05 \cdot 10^5$$

-Le rapport de forme de la cavité  $\varepsilon = \frac{H}{R}$   $0.02 \leq \varepsilon \leq 0.08$

-Le taux de précession réduite  $\lambda = \frac{\Omega}{\omega}$   $-0.1 \leq \lambda \leq 0.1$

-L'angle d'inclinaison du disque  $\beta$   $0 \leq \beta \leq 1,5$  degré

Il est impératif de pouvoir changer ces paramètres pour obtenir différentes configurations. Pour cela il faut pouvoir agir sur:

- \*le réglage de l'inclinaison du disque mobile.
- \*le réglage de la vitesse  $\Omega$  du mouvement de précession par rapport à la vitesse de rotation propre du disque  $\omega$ .  
Plage de variation de -300/3000 à 300/3000 .
- \*le choix du sens de rotation de ce mouvement.
- \*le réglage de la hauteur de l'entrefer.
- \*le réglage du débit  $Q$ .

II.4) Transmission du mouvement de rotation propre au disque inférieur (figure II.4.1).

Le disque inférieur tourne à une vitesse de rotation  $\omega$ , il est incliné d'un angle  $\beta$ . Nous avons donc dû résoudre le problème de la transmission homocinétique entre deux arbres concourants. Après avoir étudié plusieurs possibilités de transmission telles que le cardan, la solution d'un arbre déformable pour l'entraînement du disque a été retenue. L'inclinaison du disque mobile est obtenue par deux excentriques offrant ainsi la possibilité de régler l'amplitude du mouvement de précession. Cet arbre a été dimensionné à l'aide d'un calcul de résistance en fatigue. Notre choix c'est porté sur un acier de type 42CD4 dont les caractéristiques mécaniques acceptent les contraintes de flexion dues au non

parallélisme maximum et à la torsion de l'arbre en phase de démarrage. Pour des raisons d'encombrement de bâti de machine la longueur de l'arbre a été fixée à 410 mm. Le calcul de résistance nous donne un arbre de 6 mm de diamètre.

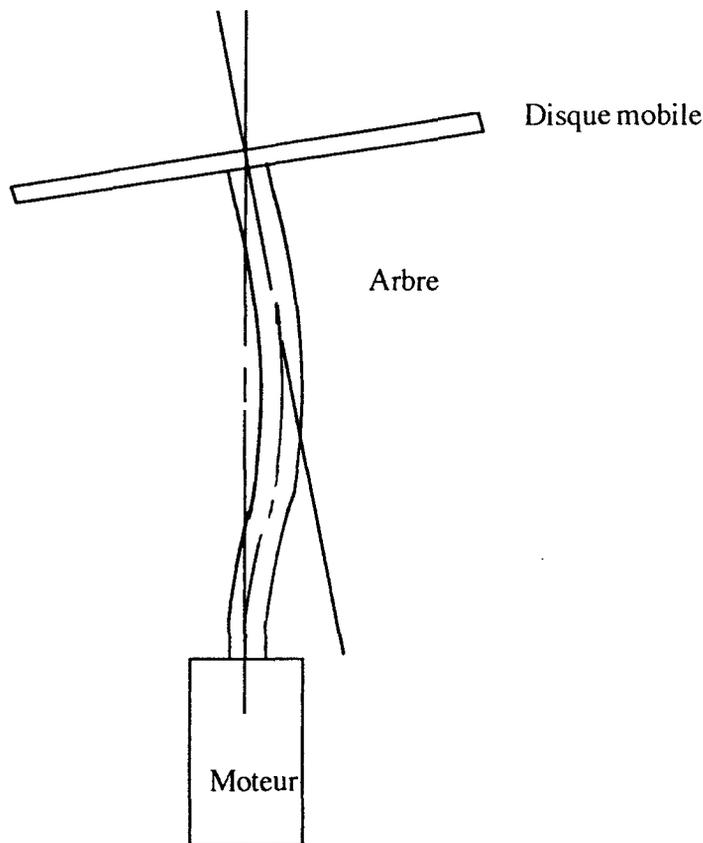
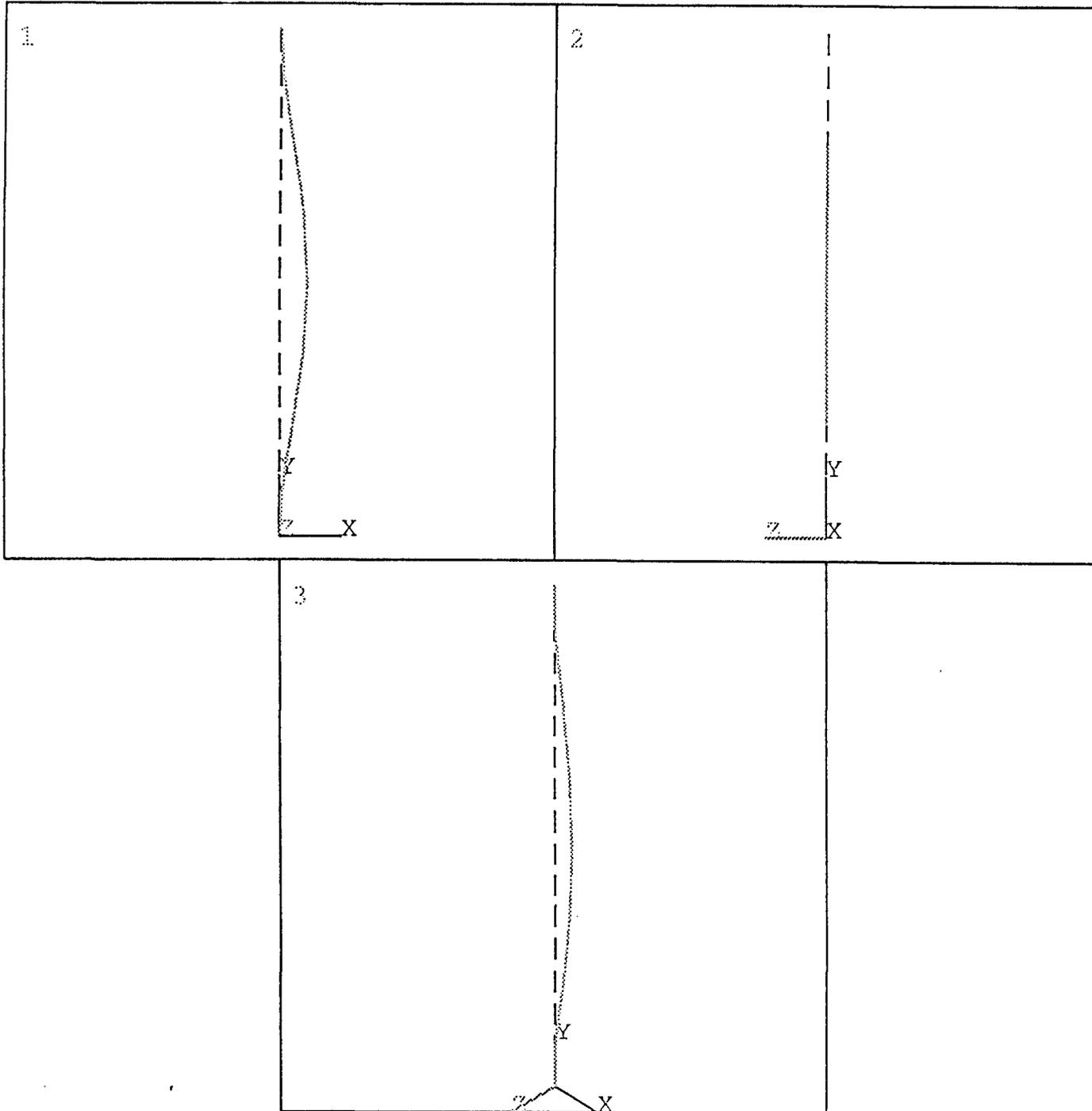


Figure II.4.1

Une étude dynamique de cet arbre a été réalisée sur le logiciel "ANSYS ". L'analyse reprend les caractéristiques déterminées par le calcul de résistance. L'arbre a été décomposé en 8 éléments de même longueur, nous avons négligé le couple gyroscopique. Lors de ce calcul nous avons analysé la fréquence et les déplacements des 3 premiers modes propres ( le programme de discrétisation et les résultats du calcul se trouvent en annexe 1). Le premier mode  $f = 167,93$  Hz (figure II.4.2) correspond à un mode de flexion. Les modes 2 ( $f=462,27$  Hz) et 3 ( $f=906,17$  Hz) correspondent à des modes de torsion. Ces fréquences sont éloignées et bien supérieures aux fréquences fondamentales d'excitation dues aux mouvements du disque mobile :  $f_{\Omega}=5$  Hz et  $f_{\omega}=50$  Hz. On a ainsi évité le fouettement.



ANSYS 4.4  
 UNIV VERSION  
 JAN 14 1993  
 14:12:24  
 PLOT NO. 1  
 POST1 DISPL.  
 STEP=1  
 ITER=1  
 FREQ=167.931 Hz  
 DMX =5.264

DSCA=0.004284  
 ZV =1  
 DIST=0.2255  
 YF =0.205

WIND=2  
 DSCA=0.004284  
 XV =1  
 DIST=0.2255  
 YF =0.205

WIND=3  
 DSCA=0.003498  
 XV =1  
 YV =1  
 ZV =1  
 DIST=0.18412

Figure II.4.2  
 Analyse vibratoire de l'arbre de transmission  
 Premier mode

## II.5) Etude de la structure.

### II.5.1) Schéma adopté

Un avant projet du banc d'essais a été étudié en tenant compte des différentes configurations que l'on souhaite obtenir suivant les paramètres prépondérants de l'écoulement choisi. Ces paramètres sont :

- le réglage de l'inclinaison du disque mobile
- le réglage de la vitesse  $\Omega$  du mouvement de précession par rapport à la vitesse de rotation du disque  $\omega$
- le choix du sens de rotation
- le réglage de la hauteur de l'entrefer
- le réglage du débit  $Q$

On a d'abord proposé une ossature de structure formée de quatre pieds, d'une longueur de 1m 50, maintenus par trois plaques de 1m de côté formant ainsi trois étages. Parallèlement l'étude modale était réalisée avec le logiciel "ANSYS". Cette structure a été abandonnée, on obtenait des fréquences trop basses exigeant un raidissement excessif. Le passage à une structure trois pieds est la modification principale apportée. La nouvelle structure a été retenue pour les avantages qu'elle présentait : facilité de réglage en hauteur des disques, meilleure stabilité (figure II.5.1).

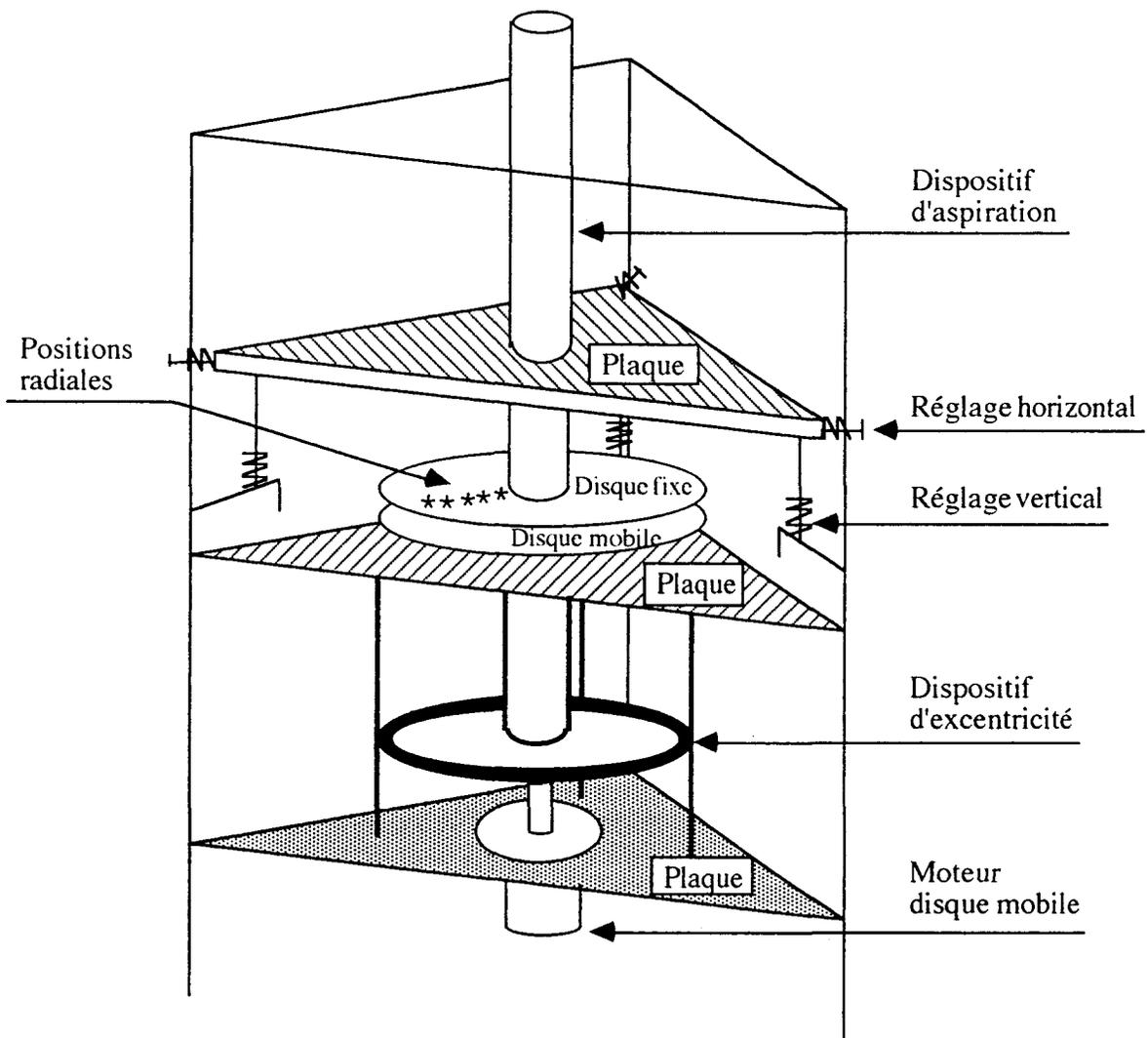


Figure II.5.1

Le banc d'essais se décompose en deux parties principales. L'ensemble de la structure en mécano-soudé et l'ensemble cavité interdisques qui comprend une partie fixe et une partie mobile.

L'ensemble de la structure est composée de trois pieds maintenus par deux plaques triangulaires. La première plaque a pour rôle le maintien du moteur d'entraînement du disque, la seconde assure le maintien du système de rotule du disque mobile. Les deux plaques soutiennent également tout le dispositif d'excentricité.

L'ensemble cavité interdisques comprend une partie fixe constituée par le disque fixe, le tube d'aspiration et une plaque montée sur le dispositif de réglage. Réglage horizontal et vertical. La partie mobile est composée du disque mobile et du

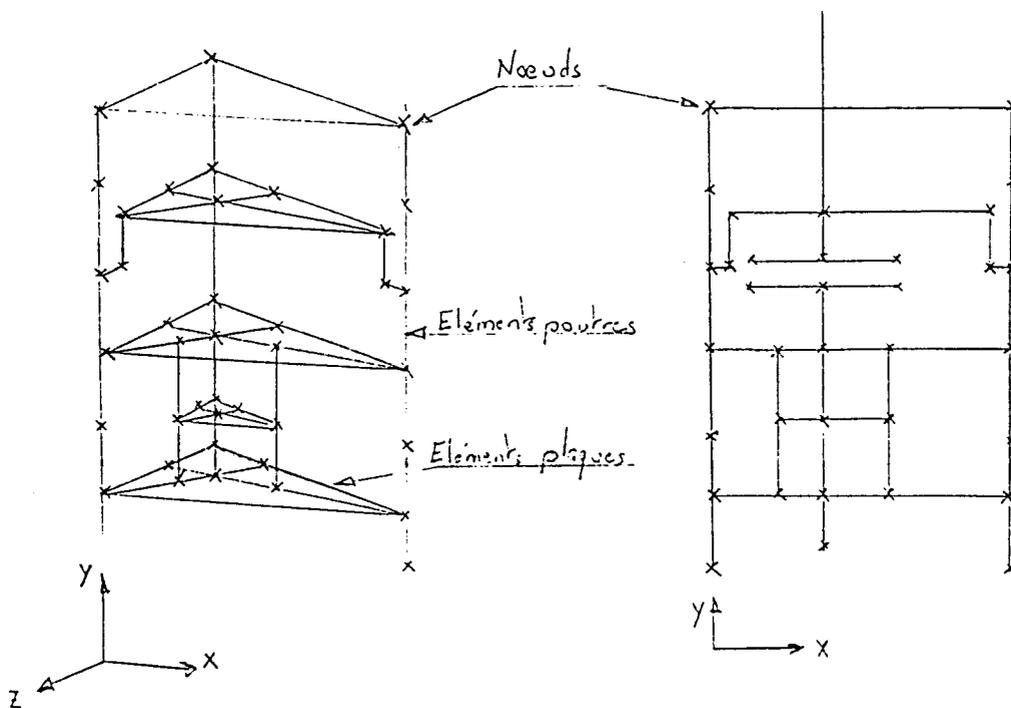
dispositif d'excentricité (excentriques, roulements, ensemble embouts-fourreau et rotule).

Toutes les pièces de fabrication conçues pour ce banc d'essais font l'objet de dessins d'ensemble et de définition. Ces dessins sont rassemblés en une liasse de plans technologiques dont la nomenclature est donnée en annexe 3.

### II.5.2) Etude dynamique de la structure.

Lors de la modélisation tous les éléments ont été pris en compte suivant leur spécificité (diamètre des poutres, épaisseur des plaques, inertie...). De même les liaisons mécaniques telles que roulements, dispositifs de réglage ont été modélisées à l'aide d'équations contraignant les degrés de liberté.

L'étude dynamique a pour but d'identifier et de quantifier les mouvements vibratoires. Dans un premier temps on détermine la base modale. Dans un deuxième temps on analyse la réponse aux forces d'excitation, notamment on regarde les déplacements relatifs des deux disques dûs aux vibrations afin de les comparer à l'amplitude du mouvement de précession.



Schémas simplifiés de la modélisation

### II.5.2.1) Etude modale

Pour l'étude modale un maillage plus fin de certaines parties de la structure a été effectué. C'est le cas pour les deux disques, pour le dispositif du mouvement de précession, pour l'arbre et, également, pour le système de réglage en hauteur de l'entrefer. Le programme de la modélisation et du calcul est en annexe 2.

Nous avons retenu les fréquences et les déplacements des 30 premiers modes calculés.

Le 1<sup>er</sup> mode (figure II.5.2 et figure II.5.3) correspond à un déplacement de toute la structure suivant les axes  $x,z$ .

Le 2<sup>ème</sup> mode correspond à un déplacement de la structure suivant les axes  $x,-z$ .

Les déplacements sont de même nature que ceux du premier mode.

Le 3<sup>ème</sup> mode ne met en jeu que le déplacement de la partie mobile de la structure.

On observe une rotation, par rapport à l'axe vertical, de l'ensemble mobile c'est à dire de l'arbre et du disque inférieur.

Les modes 4, 5 et 6 traduisent l'effet de la suspension, le mode 4 correspond à la rotation de l'ensemble de la structure par rapport à l'axe des  $x$ , le mode 5 à la rotation par rapport à l'axe des  $z$  et le 6<sup>ème</sup> mode au déplacement vertical. Ces modes peuvent être comparés à des modes de solide qui n'affectent pas l'espace interdisques. On s'intéresse aux modes ( 9, 14, 18 et 20 ) qui impliquent des déplacements relatifs des disques importants. Les résultats sont présentés en annexe 2.

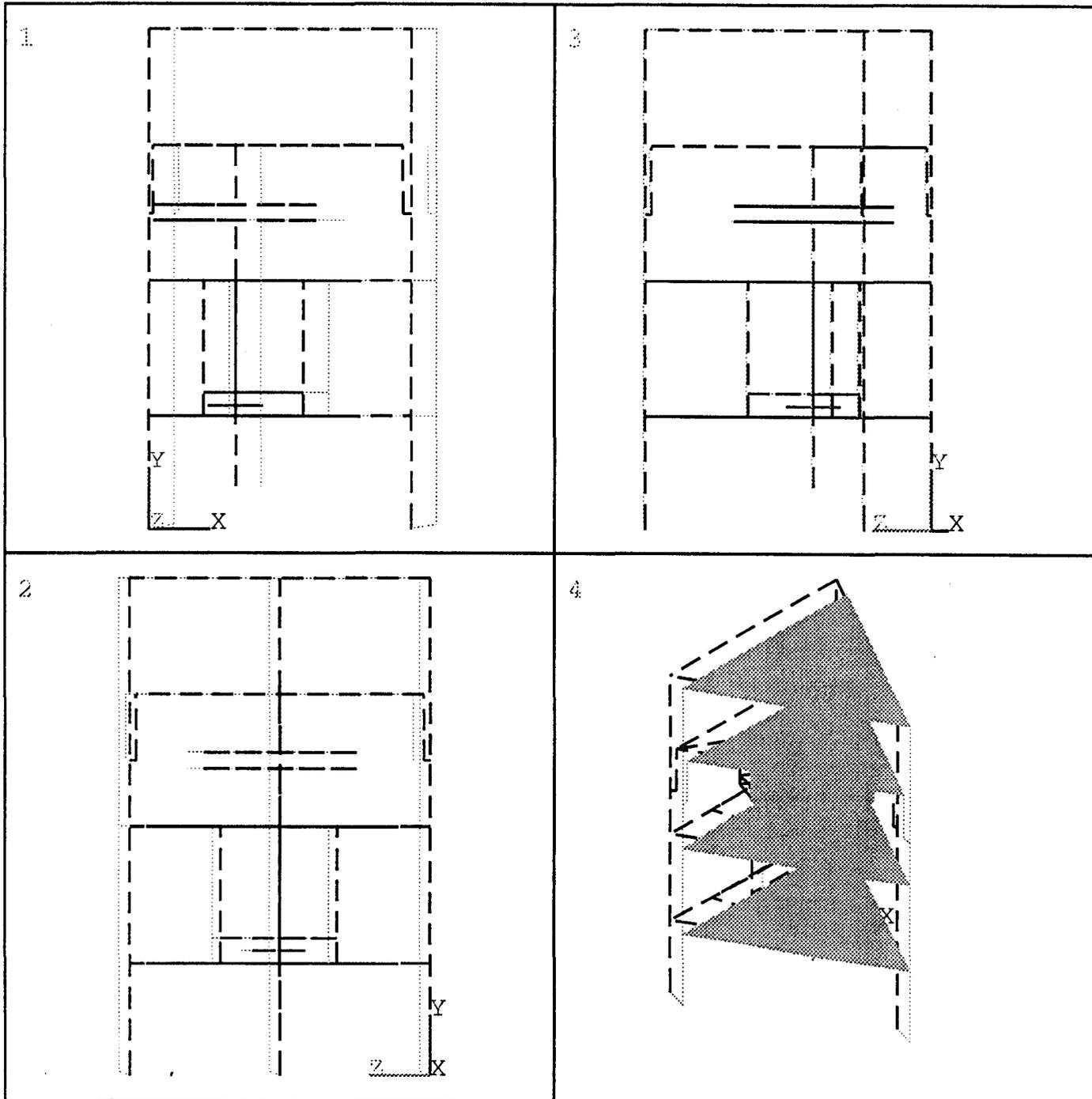
ANSYS 4.4  
UNIV VERSION  
JUN 14 1993  
10:49:34  
PLOT NO. 1  
POST1 DISPL.  
STEP=1  
ITER=1  
DMX =0.055893

DSCA=1.476  
ZV =1  
DIST=0.825  
XF =0.395  
YF =0.75  
ZF =0.45

WIND=2  
DSCA=1.476  
XV =1  
DIST=0.825  
XF =0.395  
YF =0.75  
ZF =0.45

WIND=3  
DSCA=1.476  
XV =1

Figure II.5.2  
Analyse vibratoire de la structure: résultats de calcul de modes propres  
Ensemble de la structure  
Premier mode



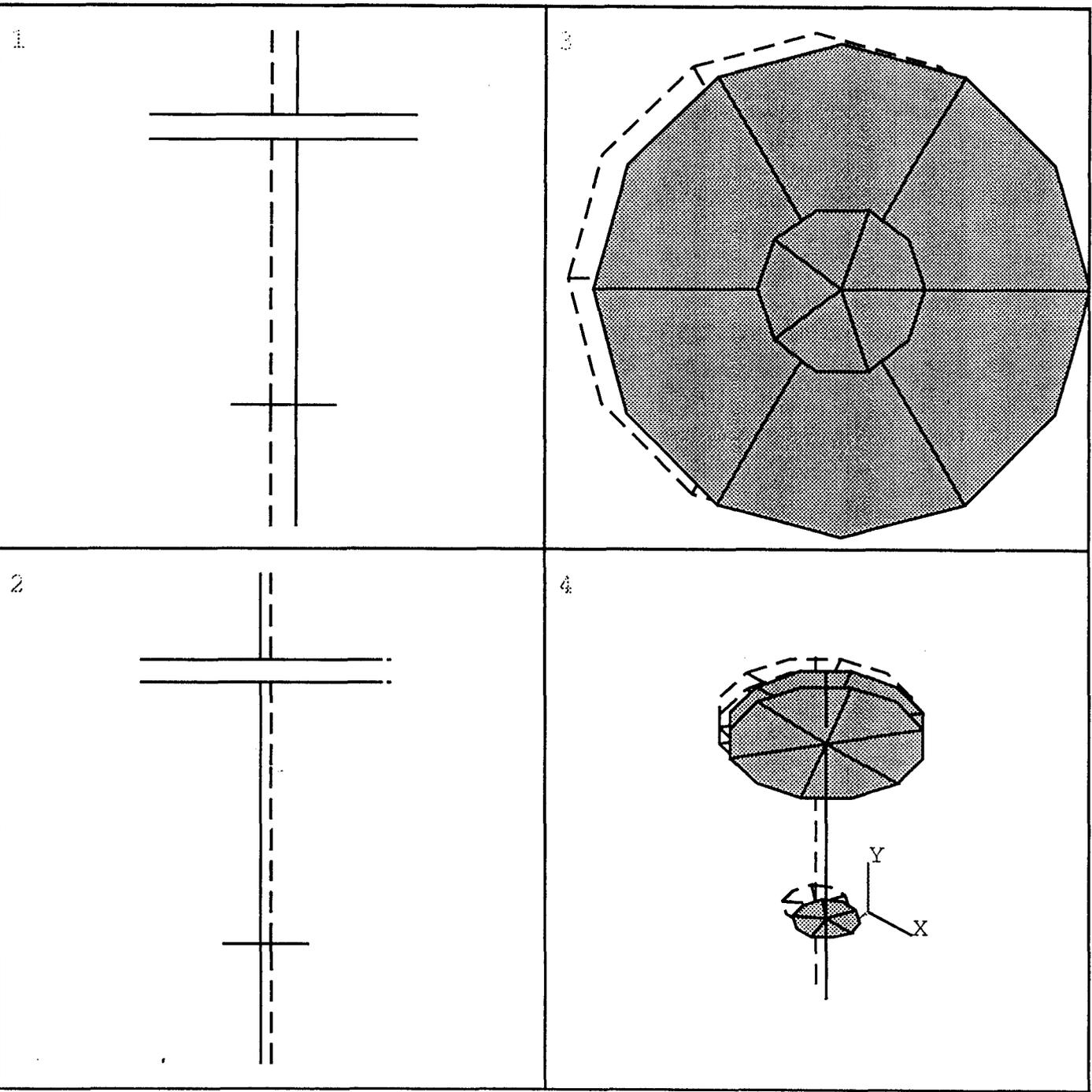
ANSYS 4.4  
UNIV VERSION  
JUN 14 1993  
10:49:52  
PLOT NO. 2  
POST1 DISPL.  
STEP=1  
ITER=1  
DMX =0.055893

DSCA=1.008  
ZV =1  
DIST=0.5632  
XF =0.262  
YF =0.638  
ZF =0.45

WIND=2  
DSCA=1.008  
XV =1  
DIST=0.5632  
XF =0.262  
YF =0.638  
ZF =0.45

WIND=3  
DSCA=0.492016  
YV =1

Figure II.5.3  
Analyse vibratoire de la structure: résultats de calcul de modes propres  
Premier mode  
Détail de la cavité interdusques et de la ligne d'arbre



### II.5.2.2) Réponse aux excitations.

L'étude harmonique est destinée à étudier le comportement du banc d'essais lorsque celui-ci est soumis à des forces d'excitation données. Dans notre étude nous allons exciter la structure aux deux fréquences de fonctionnement  $f_\omega$  et  $f_\Omega$ , c'est à dire respectivement 50 et 5 Hz. Nous avons évalué les efforts s'exerçant sur les parties mobiles, notamment le couple gyroscopique et l'effort dû au balourd engendré par le dispositif d'excentriques.

#### Evaluation des efforts

Le couple gyroscopique est appliqué au niveau du disque mobile (figure II.5.4).

Son expression est :  $\vec{C}_g = I \vec{\omega} \wedge \vec{\Omega}$

et son intensité  $C_g = I \omega \Omega \sin \beta$

avec pour le disque l'inertie  $I = \frac{1}{2} m R^2$

où m est la masse :  $m = \rho \pi R^2 e$

on obtient pour l'inertie:  $I = \frac{1}{2} \rho \pi e R^4$

D'où l'expression  $C_g = \frac{1}{2} \rho \pi e R^4 \omega \Omega \sin \beta$

Ce qui nous donne un couple gyroscopique  $C_g = 19 \text{ m.N}$

De même l'effort dû au balourd s'exerce au niveau de l'excentrique :

On a supposé le cas le plus défavorable où les excentriques ne sont pas équilibrés. La masse est de 14.8 kg et l'excentricité maximale est de 0.01m.

Ce qui nous donne  $F = m \Omega^2 R_g$  Soit une force  $F=146 \text{ N}$

Lors du calcul nous avons appliqué cette force et ce moment au noeud central des éléments correspondant au disque et à l' excentrique. Ces efforts ont été appliqués de la façon suivante (figure II.5.4) :

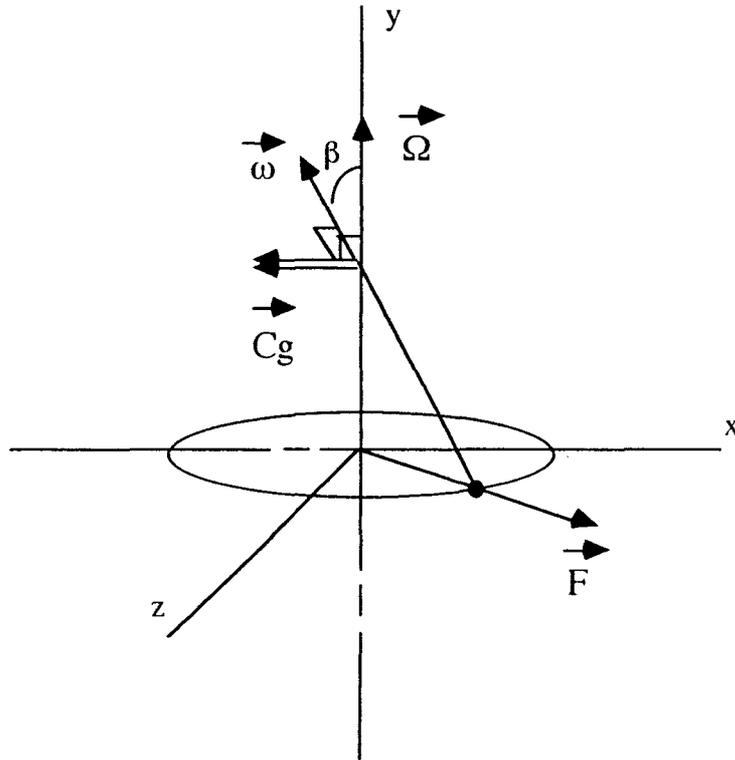


Figure II.5.4

Les composantes harmoniques se décomposent en sinus et cosinus, dans la modélisation "ANSYS" on applique la force  $\vec{F}$  par une composante suivant l'axe des x donc  $f_x = F$  et pour simuler la rotation de l'excitation on applique une composante imaginaire suivant l'axe des z d'où  $f_z = i F$ . On procède de la même manière pour l'application du couple gyroscopique mais la force est déphasée et est en avance de  $\frac{\pi}{2}$  par rapport au couple. On obtient donc  $C_x = -i C_g$  et  $C_z = C_g$

Le programme de l'analyse ainsi que les résultats sont présentés en annexe 2.

Nous nous intéressons au mouvement relatif des disques, mouvement de variation de parallélisme et mouvement d'ensemble des disques imposé à la couche de fluide dans l'espace interdisques.

Pour le mouvement de variation de parallélisme on calcule la différence de déplacement des deux disques, qu'ils se déplacent en phase ou en opposition de phase, on compare le résultat à la hauteur d'inclinaison du disque mobile. La hauteur maximale est de 3 mm.

Pour le mouvement d'ensemble on évalue l'ordre de grandeur du moment  $M_a$  dû à la quantité d'accélération de cette couche de fluide lors des déplacements d'ensemble et on le compare à l'ordre de grandeur du moment  $M_p$  dû aux forces de pression sur le disque.

L'expression de l'ordre de grandeur du moment  $M_p$  est

$$O(M_p) = \frac{\Omega R^6 \beta^2 \rho \omega}{H} \quad \text{On obtient } O(M_p) = 1.10^{-1} \text{ m.N}$$

Pour évaluer  $M_a$  on prend en compte la variation de pression, on a  $\omega = 2\pi f$  où  $f$  est la fréquence d'excitation d'où  $\dot{\omega} = (2\pi f)^2$  on a alors  $\gamma = (2\pi f)^2 a R$  avec  $a$  l'amplitude en radians.

On obtient la variation de pression d'ordre de grandeur  $\Delta p = \gamma H \rho$

$H$  est l'épaisseur de la cavité interdisques. On intègre sur tout le domaine du disque on obtient alors l'ordre de grandeur du moment  $M_a$

$$O(M_a) = \frac{1}{6} \Delta p R^2 R$$

$$O(M_a) = \frac{1}{6} (2\pi f)^2 a \rho H R^4$$

Nous avons étudié le comportement de la structure à la fréquence de 5 Hz, il n'apparaît pas de déformation, mais la structure se déplace autour de l'axe  $z$ . La différence de déplacement des disques est de l'ordre de  $1.10^{-6}$  mètre ce qui représente 0.02% de l'amplitude du mouvement de précession. On peut négliger cette variation de parallélisme. L'amplitude du mouvement d'ensemble des disques est de  $2,09.10^{-2}$  degré soit  $3,65.10^{-4}$  radians ce qui donne  $O(M_a) = 8,46.10^{-6}$  m.N. Ce moment  $M_a$  dû aux variations de pression est négligeable devant le moment  $M_p$  dû aux forces de

pression sur le disque. Ces moments étant évalués à partir des expressions de la pression on peut donc négliger la variation de pression due au mouvement d'ensemble des disques.

Par cette étude dynamique on montre que les mouvements vibratoires n'ont pas d'influence sur les mesures de pression. La structure ainsi définie est acceptable dynamiquement.

## II.6) Description du banc d'essais.

Le banc d'essais se compose de deux parties, l'une fixe et l'autre mobile, montées sur une structure (figure II.5.1 et photographies II.6.1, II.6.2, II.6.3).

La partie mobile réalise deux fonctions, l'une concerne la rotation propre du disque, l'autre concerne son mouvement de précession.

Le disque mobile est monté sur un dispositif incliné avec précession ce qui rend son axe mobile. La rotation est assurée par un arbre déformable. Le disque, en aluminium d'épaisseur 10 mm et de 500 mm de diamètre, est entraîné par un moteur asynchrone triphasé de puissance 1.1KW équipé d'un variateur de fréquence permettant un démarrage progressif pour atteindre la vitesse maximale  $\omega$  égale à 3000 tr/min. Le choix d'un moteur asynchrone avec variation de fréquence et le fait de monter le moteur en bout d'arbre, afin d'éviter les problèmes de transmission par courroies, permettent de garantir une bonne stabilité de la vitesse de rotation. Le variateur de fréquence permet une résolution de 0,1 Hz.

L'inclinaison du disque mobile est obtenue par un dispositif composé de deux excentriques, un ensemble embouts-fourreau, une série de roulements et une rotule. Ce système offre ainsi la possibilité de régler l'amplitude du mouvement de précession. Ce mouvement est entraîné par un motovariateur électronique à courant continu permettant une variation de vitesse de 80 à 1200 tr/min. Le motovariateur ne peut pas être monté directement sur le dispositif de précession. Il est déporté et assure la rotation par l'intermédiaire d'une transmission à courroies crantées afin de minimiser les glissements. Cela permet également de monter sur le motovariateur le codeur de positionnement.

Le disque supérieur, de 500 mm de diamètre et de 20 mm d'épaisseur, est en Altuglas M 70. Il est de très bonne qualité optique ce qui permet d'effectuer soit des mesures de vitesses par vélocimétrie laser, soit de la visualisation de l'écoulement par tomographies laser. Sept positions radiales (tableau II.6.1) permettent d'accueillir indifféremment les sondes à fil chaud ou les capteurs de pression. Ces alésages sont

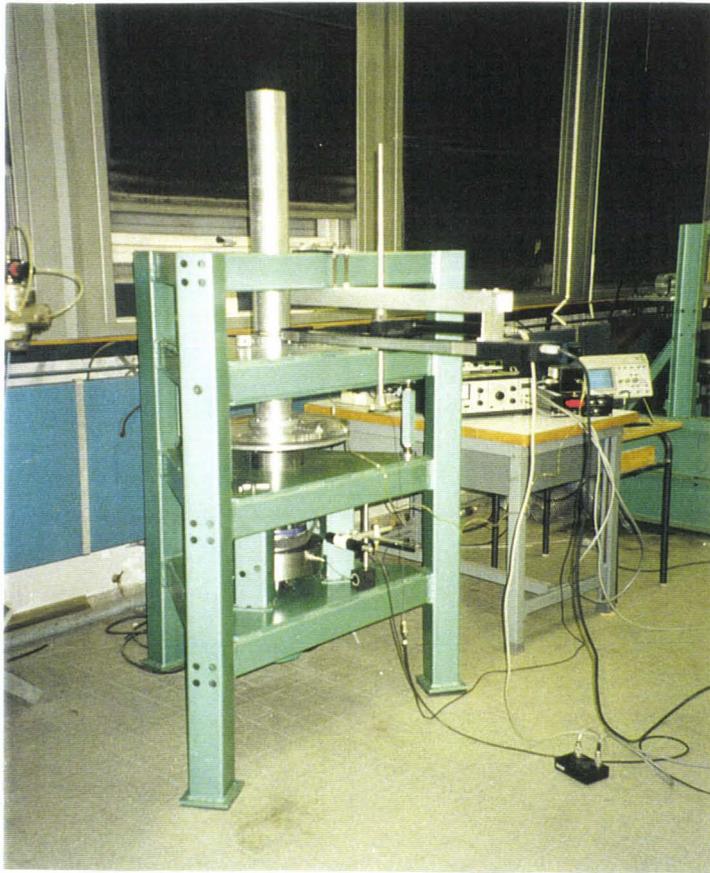
disposés de façon à résorber le décalage de rotation dû au temps de réponse du système d'acquisition. L'ensemble disque supérieur, tube d'aspiration composent la partie fixe.

Cet ensemble est fixé sur le bâti par une plaque dont le rôle est d'assurer la coaxialité des deux disques et le réglage de la hauteur de l'entrefer. Le réglage du parallélisme effectué au moyen de ce dispositif est contrôlé à l'aide d'un comparateur précis au  $1/100^e$  de mm. En périphérie de disque, l'écart mesuré, incluant le défaut de planéité dû à l'usinage des disques, est de  $5/100^e$  de mm.

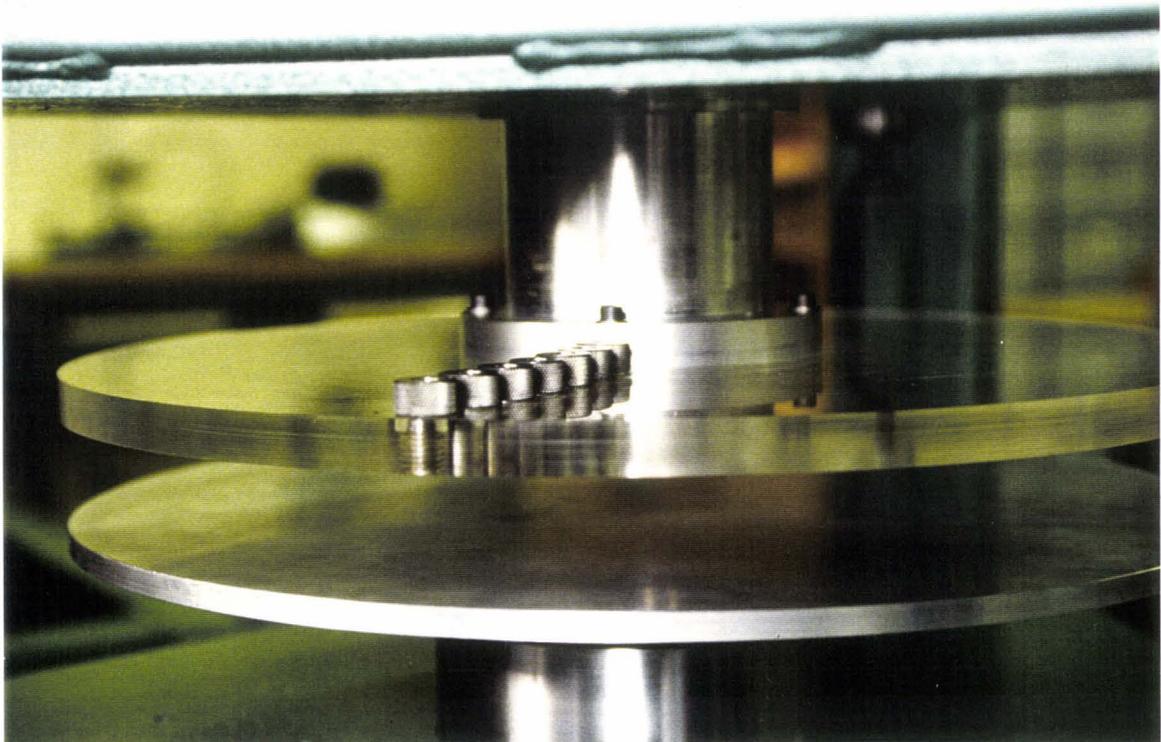
Un tube d'aspiration, débouchant au centre du disque fixe, permet de superposer un écoulement à l'écoulement naturel. Cet écoulement peut être centripète, pour cela il suffit de relier le tube au dispositif d'aspiration déjà existant. L'écoulement peut aussi être centrifuge, on relie alors le tube à l'installation d'air comprimé. Des diaphragmes de diamètres différents peuvent se monter entre le disque et le tube afin d'obstruer partiellement ou en totalité l'arrivée d'air au centre du disque.

Position radiale	A	B	C	D	E	F	G
r (mm)	96	119	142	165	189	213	237
r/R (R=250 mm)	0.384	0.476	0.568	0.660	0.756	0.852	0.948

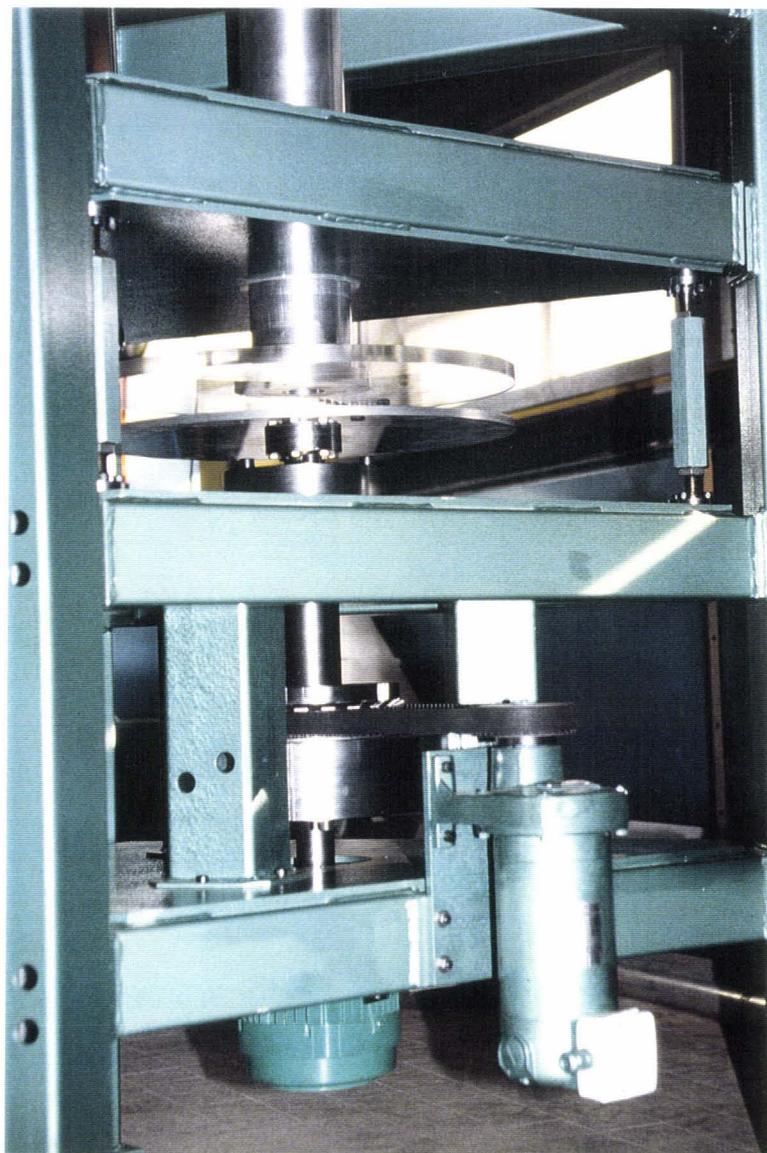
**Tableau II.6.1:** Détail des emplacements prévus pour le passage des différents instruments de mesures.



Photographie II.6.1: Vue générale du banc d'essais



Photographie II.6.2: Vue de la cavité interdisques



Photographie II.6.3: Vue du dispositif du mouvement de précession

## II.7) Instrumentation.

### II.7.1) L'informatique.

Le laboratoire est doté d'un système informatique capable de gérer les déplacements ainsi que l'acquisition, le traitement et le stockage des données. Ce système comprend un ordinateur Macintosh IIx équipé :

- d'un disque dur de 160 Mo + un syquest de 270 Mo
- d'une carte NB-MIO-16 servant de convertisseur analogique-digital (12 bits, 16 entrées). Elle permet l'acquisition des valeurs de tensions de 0 à 10V.
- de deux cartes NB-DIO-32F (interface parallèle 32 bits ).
- d'une carte NB-DMA-8G, elle rend possible le transfert de données entre les instruments compatibles avec le bus IEEE488. Elle est utilisée pour l'automatisation du système de déplacement.

### II.7.2) Pressions instationnaires.

Les cartes de pressions instationnaires à l'intérieur de la cavité sont déterminées à partir des mesures effectuées par des capteurs piézorésistifs de type ENDEVCO.

#### II.7.2.1) Equipement.

On dispose de l'équipement suivant:

- Sept capteurs piézorésistifs ENDEVCO modèle 8510 B
- Une alimentation-amplification par capteur
- Un codeur rotatif HEIDENHAIN modèle ERN 1185
- Une alimentation-amplification HEIDENHAIN IBV 600

#### II.7.2.2) Principe.

Les capteurs piézorésistifs ENDEVCO modèle 8510 B ont un encombrement très réduit. La partie sensible a un diamètre de 3,8 mm et se trouve en bout de capteur. Elle est constituée d'un diaphragme en silicone et d'éléments résistifs, l'ensemble forment un pont de Wheatstone (figure II.7.1).

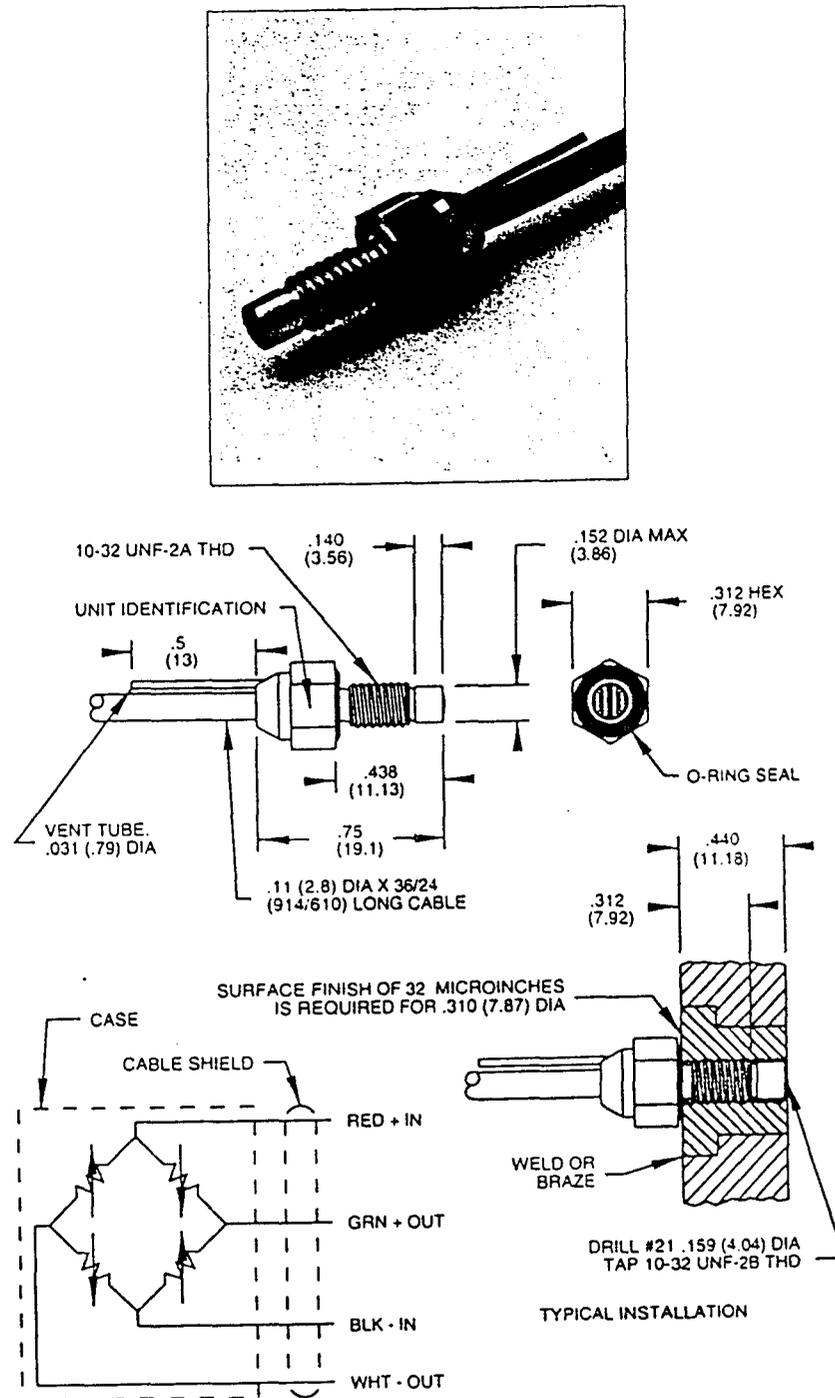
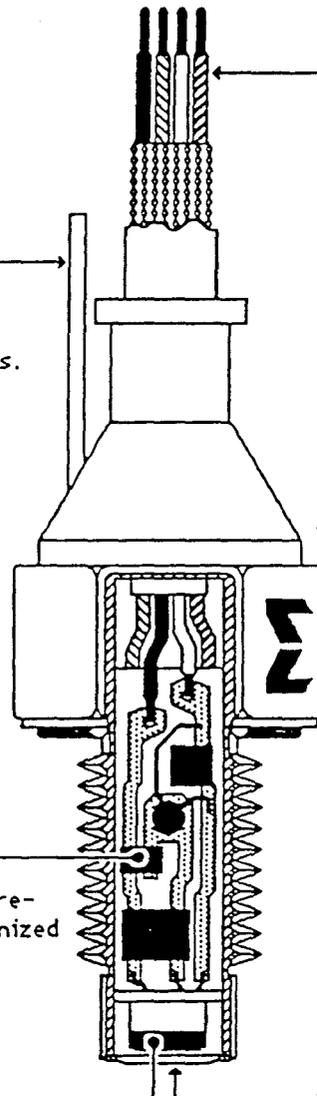


Figure II.7.1

Ce type de capteur possède un tube qui relie le côté intérieur du diaphragme avec l'extérieur. Ceci permet d'effectuer des mesures de pressions différentielles (figure II.7.2). De plus ce modèle possède une compensation en température intégrée ce qui optimise les performances d'acquisition pour une plage de température relativement étendue -18°C à +93°C.

Figure II.7.2

**VENT TUBE**

The vent tube may be cut, bent, or adjusted to suit various applications. In some cases, it may also be used for making differential pressure measurements.

**HIGH OUTPUT**

The full-scale output of these transducers provides exceptionally high signal-to-noise ratio and wide dynamic range.

**DURABLE**

Transducer case is made of stainless steel and Invar. Only the case and sealing materials are exposed to the medium being measured. Temperatures from arctic extremes to above boiling do not affect them.

**INTEGRAL TEMPERATURE COMPENSATION**

Within the extremely small cases of most models are bridge-balancing and temperature-compensating elements. The resulting optimized performance is achieved through the use of hybrid-circuit fabrication techniques.

**SILICON PRESSURE CELL**

A Wheatstone bridge with four active arms is diffused into the sculptured silicon diaphragm for maximum sensitivity and frequency response. The silicon sensing element is mounted at the extreme front end of the transducer, making it equivalent to a flush-mounted diaphragm for most applications.

**PROTECTIVE SCREEN**

The slotted stainless steel cover over the sensing surface does not degrade performance of the transducer.

Le principe de fonctionnement est simple, on applique à l'entrée du pont de Wheatstone une tension régulée, la tension de sortie de ce pont dépend alors de la pression exercée sur le diaphragme.

La sensibilité est différente pour chaque capteur, il faut donc les étalonner afin d'obtenir la correspondance entre le voltage de sortie et la pression exercée. On obtient la sensibilité en mV/psi. L'étalonnage s'effectue à l'aide d'une source sonore connue et d'un microphone de type 1/4" Bruël & Kjaer 4135 dont on connaît les performances et la sensibilité. La comparaison entre les signaux de sortie de ces deux moyens de mesures donne les informations concernant la sensibilité et le déphasage éventuel (cf Annexe 4).

### II.7.2.3) Chaîne de mesure.

La chaîne de mesure est composée de sept capteurs de pression Endevco. Ces capteurs ont une alimentation-amplification individuelle qui a été réalisée par nos soins. La tension de sortie de l'amplificateur est enregistrée dans l'ordinateur par l'intermédiaire des programmes créés avec le logiciel LABview 2.0 et par l'intermédiaire d'une carte analogique-digital NB-MIO-16 de chez National Instruments. Cette carte permet l'acquisition de tensions de 0 à 10 volts, avec une précision de 2.44mV, à une cadence d'échantillonnage de 100 KHz au maximum. A chaque essai, on enregistre 18000 échantillons par canal. Le traitement statistique des données est réalisé ultérieurement.

### II.7.2.4) Technique de mesure.

Afin de pouvoir repositionner les mesures de pressions par rapport au mouvement de précession, il est impératif de connaître l'endroit de départ de l'acquisition des mesures. Pour cela, on utilise un codeur rotatif placé sur le moteur d'entraînement du mouvement de précession. Ce codeur délivre un signal appelé "signal Top tour" qui correspond à une pulsation créneau émise une fois à chaque tour. Ce signal va alors déclencher l'acquisition des mesures de pressions instationnaires. Afin d'obtenir une carte de pression la plus fine possible on choisit une cadence d'échantillonnage en fonction de la vitesse de rotation du mouvement de précession. Ceci permet, en tenant compte du nombre de capteurs, de découper le disque en portions angulaires régulières et nombreuses. Il suffit ensuite de répéter l'opération, et de sauvegarder à chaque fois toutes les mesures.

La position de départ est réglée en faisant coïncider le signal "Top tour", du codeur rotatif, avec le passage de l'inclinaison maximale ou minimale du disque mobile devant les capteurs de pression (figure II.7.3).

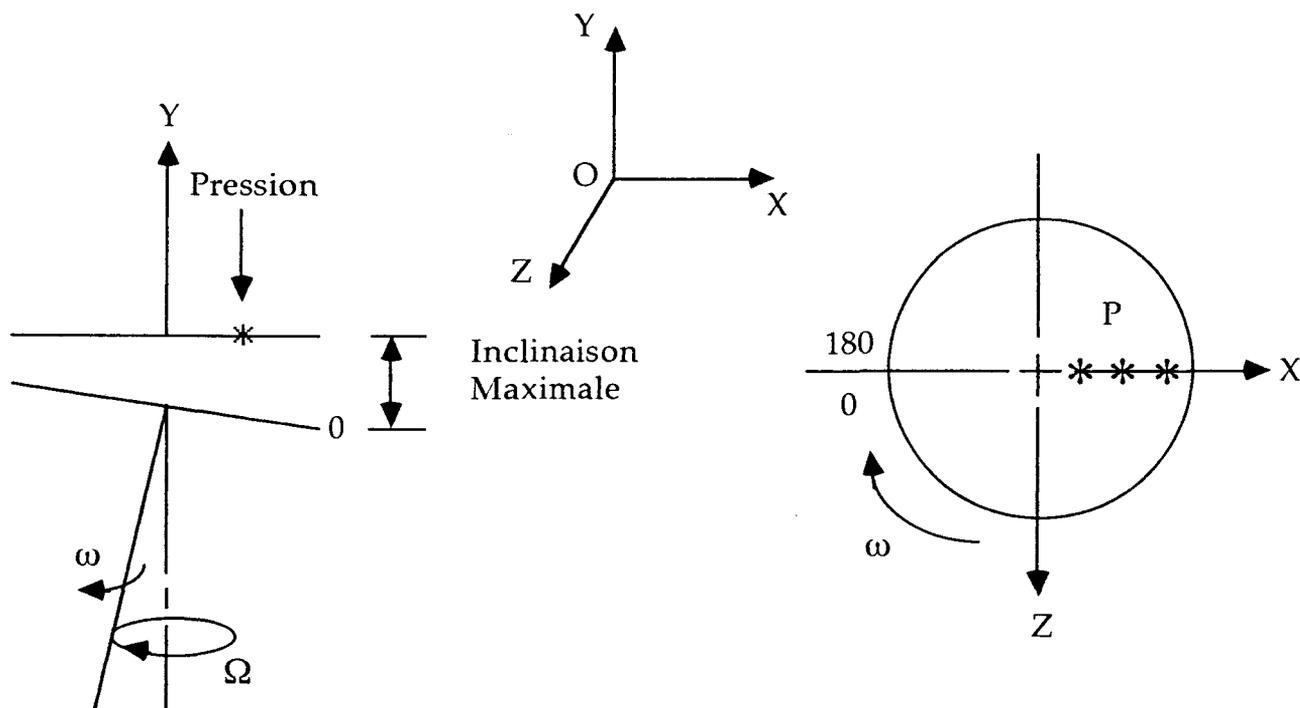


Figure II.7.3

### II.7.3) L'anémométrie à fil chaud.

La détermination du champ des vitesses est effectuée par anémométrie à fil chaud.

#### II.7.3.1) Equipement.

L'équipement est le suivant :

- un anémomètre à température constante DANTEC 55 M 01 C.T.A
- un linéarisateur 55 M 25
- un module 57 G 10 Traversing Display/Control permettant de gérer les déplacements suivant les trois directions soit manuellement par l'intermédiaire du tableau de bord soit par pilotage informatisé.

### II.7.3.2) Principe.

Dans l'anémométrie à fil chaud, l'élément sensible est un fil de tungstène de 5 $\mu$ m de diamètre qui constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone. Cet élément est refroidi par l'écoulement incident du fluide ce qui provoque un déséquilibre du pont de Wheatstone. Un courant électrique délivré par l'anémomètre permet de chauffer le fil et de rétablir ainsi l'équilibre thermique. Cette réponse en courant dépend essentiellement de la vitesse et de la température de l'écoulement.

L'anémomètre permet de maintenir le fil à une température constante par un système d'asservissement électronique. L'emploi d'un linéarisateur, relié à la sortie de l'anémomètre, permet, après l'étalonnage de la sonde, d'obtenir une tension linéarisée proportionnelle à la vitesse de refroidissement du fil. L'étalonnage s'effectue en plaçant la sonde et un tube de pitôt côte à côte dans le noyau d'un jet circulaire.

### II.7.3.3) Chaîne de mesure.

La chaîne de mesure utilisée comprend un anémomètre à température constante Dantec 55 M 01 et un linéarisateur Dantec 55 M 25. La tension de sortie du linéarisateur est enregistrée par une carte National Instruments NB-MIO-16 servant de convertisseur analogique-digital. Elle permet l'acquisition des valeurs de tensions de 0 à 10 V à une cadence d'échantillonnage maximale de 100 KHz et avec une précision de 2.44 mV.

Le module de contrôle Dantec 57 G 10 Traversing Display/Control, couplé à des moteurs pas à pas, permet de gérer les déplacements en rotation et vertical de la sonde à fil chaud. On peut également gérer ces déplacements par un pilotage informatique et ceci par l'intermédiaire d'une carte IEEE de chez National Instruments. L'automatisation des systèmes de déplacement et d'acquisition est réalisée au moyen d'un logiciel LABview 2.0. En chaque pas de mesure on enregistre 10000 échantillons, le traitement statistique des données, calcul de la moyenne et de la variance, est réalisé simultanément à l'acquisition.

#### II.7.3.4) Technique de mesure.

Dans tous les cas, le porte-sonde du fil simple est disposé de telle manière que l'axe du corps de la sonde soit perpendiculaire aux disques. En chaque position radiale, dans la cavité disques parallèles, un balayage vertical par pas de 0.5 mm est accompli à partir d'une distance de 0.3 mm du disque mobile afin d'éviter toute détérioration du fil. Cette position de départ est réglée en faisant tangenter la sonde par superposition de l'image des broches et de leur reflet sur la surface du disque puis en effectuant le décalage de 0.3 mm.

Les composantes radiale et tangentielle de la vitesse sont déterminées simultanément. De ce fait, l'étalonnage de la sonde doit être effectué sur la gamme de vitesse la plus grande ce qui correspond à la vitesse circonférentielle. Ceci minimise les erreurs sur la mesure de cette composante mais augmente celles sur la composante radiale surtout si les niveaux de vitesses sont relativement faibles.

#### II.8) Evaluation des erreurs de mesures.

##### II.8.1) Erreur dûe au changement de température.

Pour minimiser les erreurs engendrées par la dérive thermique, nous nous sommes astreints à réaliser les essais et les étalonnages à la même température, les écarts n'excédant jamais 0.5 °C. Une armoire de climatisation située dans le local permet de maintenir une température ambiante constante. L'erreur dûe au changement de température lors des essais peut être négligée.

##### II.8.2) Fil chaud.

- Erreur dûe à la chaîne de mesure.

L'erreur engendrée par la chaîne de mesure peut-être dûe à la précision de la carte d'acquisition, à la précision de stockage de la valeur numérisée (codage sur 16 bits) et à l'étalonnage du fil chaud.

La précision de la carte d'acquisition est de 2.44 mV à pleine échelle ce qui correspond à une erreur de 0.05%, l'erreur de stockage lorsque le signal n'est pas conditionné est de 0.3% et l'erreur d'étalonnage du fil chaud est estimée à 1.5% ( 0.5%

sur la mesure de la résistance à froid et 1% sur la comparaison des vitesses lors de l'étalonnage à l'aide du pitot)

L'erreur totale engendrée par la chaîne de mesure n'excède pas 2%.

- Erreur due à la position initiale du fil chaud.

Une étude réalisée par Dantec ( Dantec information N°23) indique qu'un écart de un degré de la position de référence du fil chaud entraîne une incertitude de mesure sur les composantes  $V_r$  et  $V_\theta$  de 2%. Les moteurs ont une précision de 0.04 mm pour le déplacement vertical et de 0.3 degré pour la rotation, nous estimons alors à 2% l'erreur due à la position initiale du fil chaud.

En conclusion, on considère pour le fil chaud que l'on fait une erreur globale de 4% sur les mesures.

### II.8.3) Capteurs de pression.

- Erreur due à la chaîne de mesure.

Seule l'erreur due à la carte d'acquisition intervient pour les mesures de pression. Comme pour les sondes à fil chaud elle est de l'ordre de 0.4%.

- Erreur due au capteur.

Les capteurs de pression ont une précision de 1% à pleine échelle et l'erreur due à l'étalonnage est estimée à 1% également. Cette erreur correspond à la précision de mesure du micro pris en référence.

On évalue à 2.4% l'erreur totale commise lors des mesures des pressions instationnaires.

## II.9) Conclusion.

Après une étude approfondie des modifications à apporter au banc d'essais existant au sein du Laboratoire ( banc "Debuchy" ), il s'est avéré que la structure se prêtait mal à la transformation et notamment en ce qui concerne toute la partie motorisation de deux mouvements. De plus il aurait été impossible, après transformation, de revenir à l'état initial de celui-ci. C'est pour ces raisons que notre choix s'est porté sur la fabrication d'une nouvelle installation expérimentale.

Nous avons procédé à la conception d'un avant projet puis d'un projet du nouveau banc d'essais.

L'architecture du banc a été définie en tenant compte des critères techniques imposés par les paramètres de l'écoulement.

Parallèlement, une étude dynamique et modale de la structure a été développée afin de déterminer les modes et les fréquences propres ainsi que les réponses aux fréquences d'excitation données par les vitesses  $\Omega$  et  $\omega$ . Cette phase d'étude nous a permis d'une part d'équilibrer correctement la machine et d'autre part de minimiser les effets gyroscopiques sur le déplacement des disques.

L'étude dynamique et modale terminée, nous avons réalisé tous les plans d'ensemble et de définition nécessaires à la réalisation du banc d'essais.

La réalisation des différentes pièces du banc a été confiée à un constructeur extérieur. L'assemblage a fait l'objet d'un suivi tout particulier afin d'avoir la meilleure précision de montage pour les parties essentielles telles que l'entrefer, le parallélisme et la coaxialité des disques, l'inclinaison du disque mobile, l'arbre d'entraînement de ce dernier et la transmission du mouvement de précession.

Le banc d'essais nous a été livré au début de la deuxième année de thèse. Nous avons ensuite procédé à l'équilibrage des excentriques et au repérage des différentes positions (la position zéro correspondant à la cavité disques parallèles) de ces derniers afin de pouvoir régler l'angle  $\beta$  d'inclinaison du disque mobile de manière très précise.

L'instrumentation du banc d'essais, par des capteurs piézorésistifs Endevco, nécessitait une électronique appropriée pour chaque capteur. La conception et la réalisation de cette électronique, alimentation-amplification, a été menée à bien en collaboration avec l' ENSAM (composante du Laboratoire de Mécanique de Lille).

L'étude, la conception et la réalisation du nouveau d'essais n'ont pu se faire que grâce au soutien financier du pôle FIRTECH 'M.E.M.T.A.'

## *CHAPITRE 3*

### **RESULTATS EXPERIMENTAUX**

Nous abordons dans ce chapitre l'interprétation des résultats expérimentaux.

Tout d'abord, nous détaillons le programme d'essais réalisé.

Ensuite nous présentons les résultats des mesures de pressions instationnaires en fonction de l'influence des différents paramètres régissant l'écoulement.

Puis nous analysons le comportement du moment des forces aérodynamiques calculé à partir de ces mesures de pression. Des conclusions sont apportées sur le rôle déstabilisateur du moment en fonction du mouvement de précession (vitesse, amplitude, sens de rotation).

Nous terminons ce chapitre par une présentation des mesures de vitesses par anémométrie à fil chaud.

### III.1) Programme d'essais.

Dans cette étude notre intérêt se porte sur le moment aérodynamique qui s'exerce sur le disque mobile. De ce fait, le cadre de notre expérience s'est limité à la mesure des différentes grandeurs physiques à l'intérieur de la cavité interdisques. Seul le cas de l'écoulement naturel a été étudié, c'est à dire que le tube d'aspiration a été totalement obstrué par un diaphragme monté sur le disque fixe.

Dans le but de réaliser le meilleur compromis possible entre les intérêts des partenaires industriels et les limites de performances du banc d'essais, les campagnes de mesures de pressions instationnaires ont été réalisées pour différentes valeurs des paramètres qui influencent l'écoulement (tableaux III.1.1 et III.1.2).

Ces paramètres sont les suivants:

- La hauteur de l'entrefer  $H$ , ou encore le rapport de forme  $\varepsilon = \frac{H}{R}$
- La vitesse de rotation du mouvement de précession  $\Omega$
- Le sens de rotation de ce mouvement

Les variations des deux derniers paramètres sont exprimées par la variation du taux de précession réduite  $\lambda = \frac{\Omega}{\omega}$

Pour toutes les campagnes effectuées avec le mouvement de précession, le paramètre de vitesse propre du disque mobile  $\omega$  et le paramètre d'inclinaison  $\beta$  sont restés constants. La vitesse de rotation  $\omega$  a été fixée à 3000 tr/min, soit un nombre de Reynolds  $Re_d = 1.3 \cdot 10^6$ , l'inclinaison du disque mobile est  $\beta$  et est fixée à  $\pm 1.5$  degrés ce qui correspond à une amplitude du mouvement de 3 mm.

H (mm)	5	7.5	10	15	20
$\varepsilon = \frac{H}{R}$	0.02	0.03	0.04	0.06	0.08
$Re_h = \frac{\omega R H}{\nu}$	$2.62 \cdot 10^4$	$3.93 \cdot 10^4$	$5.23 \cdot 10^4$	$7.85 \cdot 10^4$	$1.05 \cdot 10^5$

tableau III.1.1

Ces valeurs répondent également aux conditions d'écoulements cisailés et turbulents avec effet d'inertie non négligeable. Ces conditions sont  $\varepsilon \ll 1$  ;  $Re_h \gg 1$  et  $Re_h \varepsilon^2 \gg 1$

Les essais pour une vitesse nulle du mouvement de précession, ont été réalisés en faisant varier manuellement la position de l'inclinaison maximale par rapport à l'emplacement de la prise de pression. Chaque déplacement correspond à un écart angulaire constant égal à 18 degrés. Pour ce faire, la cadence d'échantillonnage a été fixée à sa valeur maximale, qui est de 100 KHz, pour des raisons de rapidité d'exécution. Cela a permis d'acquérir beaucoup plus de points pour une même position de  $\theta$  dans le même laps de temps que pour les essais en mouvement.

Pour chaque vitesse du mouvement de précession la cadence d'échantillonnage a été ajustée de façon à obtenir à chaque relevé de pression le même nombre de mesures par tour de précession (tableau III.1.2). Ce nombre de mesures est fixé à 180 ce qui équivaut à un découpage angulaire de 2 degrés. Le "top tour" est réglé pour la position de pente maximale afin de commencer l'acquisition des pressions toujours au même endroit. Néanmoins, du fait de l'implantation définitive des positions radiales sur le disque fixe, il persiste un décalage à l'acquisition de moins de un degré entre les deux positions extrêmes. Ce léger décalage n'engendre pas d'erreur dans le calcul des moments aérodynamiques.

$\Omega$ (tr/min)	0	120	150	200	250	300
$\lambda = \frac{\Omega}{\omega}$	0	0.04	0.05	0.067	0.083	0.1
fréquence échantillonnage (KHz)	100	2.88	3.6	4.8	6	7.2

tableau III.1.2

### III.2) Pressions instationnaires.

L'allure générale des cartes de pressions instationnaires en fonction de la position radiale dans la cavité permet de mettre en évidence plusieurs caractéristiques de l'écoulement.

Cas où la cavité est formée par les deux disques en position parallèle:

On mesure une forte dépression dans la zone proche de l'axe de révolution alors que dans la zone proche de la périphérie des disques la pression tend comme on peut s'y attendre vers la pression atmosphérique (figure III.2.1).

La figure III.2.2 montre que les pressions sont uniformément réparties le long des différents cercles à l'intérieur de la cavité ( isobares concentriques).

Cas où les deux disques ne sont plus parallèles:

De manière générale, quand le disque mobile est animé du mouvement de précession le fluide à l'intérieur de la cavité subit les différentes phases décrites ci-après. Dans le premier demi-tour le mouvement de précession fait passer le disque d'une position d'écartement maximum à une position d'écartement minimum au niveau de la prise de mesure. Par la suite on appellera cette zone la zone convergente. La rotation propre du disque entraîne le fluide de la position maximum vers la position minimum, il subit alors une compression. Au contraire, dans le deuxième demi-tour, le mouvement de précession fait passer le disque de la position d'écartement minimum à la position d'écartement maximum, zone appelée divergente. Le fluide vient, du fait de la rotation propre du disque, de la position mini pour aller vers la position maxi. La conséquence est une diminution de la pression d'où une dépression plus forte dans l'entrefer.

Que les sens de rotation des deux mouvements soient en phase ou, au contraire opposés, l'allure des courbes de répartition de pression reste sensiblement la même au sens de lecture près compte tenu de l'inversion de la rotation propre du disque. Sur un tour de précession, on constate une variation de la pression, d'allure sinusoïdale, autour d'une valeur de pression moyenne (figures III.2.3 et III.2.5). Cette

courbe a une amplitude plus importante dans la zone à mi-rayon de la cavité alors que près de la périphérie des disques et près de l'axe de rotation elle est plus faible. Entre la position radiale  $r/R = 0.476$  et  $0.756$ , les courbes sont très sensiblement identiques avec des amplitudes aussi identiques. Tandis que pour les rayons à l'extérieur, il y a une évolution rapide vers la pression atmosphérique ( couronne de largeur sensiblement égale à  $12.5 H$ ). A l'intérieur, du fait de l'absence de moyeu l'amplitude des fluctuations de pression décroît avec le rayon pour tendre vers une pression quasi constante.

Sur la ligne de pente maximum (point I), les dépressions, moyennées en temps pour une valeur de  $\theta$  donnée, sont moins élevées que les dépressions qui règnent dans la cavité, à hauteur égale, lorsque les disques sont parallèles (figures III.2.4 et III.2.6). On constate que l'effet de coin qui a tendance à diminuer la dépression dans la zone convergente se répercute jusque dans la zone divergente du fait de l'absence de moyeu. C'est ce qui pourrait expliquer la différence entre disques non parallèles et disques parallèles.

La théorie de la lubrification laissait penser que nous allions obtenir une compression plus forte lorsque  $\lambda$  est négatif. Ici on obtient bien une inversion des allures de courbes suivant le signe de  $\omega$ , mais avec des valeurs de compression moins élevées lorsque  $\lambda$  est négatif. En effet, en comparant les figures III.2.3 et III.2.5 on constate que les dépressions sont plus importantes pour  $\lambda$  négatif et de ce fait plus proches des dépressions qui règnent dans la cavité lorsque les disques sont parallèles. La dépression diminue plus fortement dans la cavité lorsque  $\lambda$  est positif ( même sens de rotation pour les deux mouvements).

Ceci tend à prouver que nous sommes loin de la superposition simple des effets centrifuges et de coins. Les effets centrifuges sont prépondérants vis à vis des effets de coins, ce qui peut justifier a posteriori la réalisation du banc d'essais.

Les figures III.2.7a à III.2.8b permettent d'observer que les cartes de pression ne sont plus symétriques. Les minima et maxima de la pression se trouvent proches de la perpendiculaire à la droite de pente maximale (soit à  $\pm 90^\circ$  du premier point de mesure). Légèrement en avant de la ligne neutre par rapport au sens de rotation du disque lorsque  $\lambda$  est positif et en retard lorsque  $\lambda$  est négatif.

Ces caractéristiques générales évoluent en fonction des paramètres d'essais définis précédemment. Il nous paraît indispensable d'étudier l'influence de ces paramètres sur les propriétés de l'écoulement.

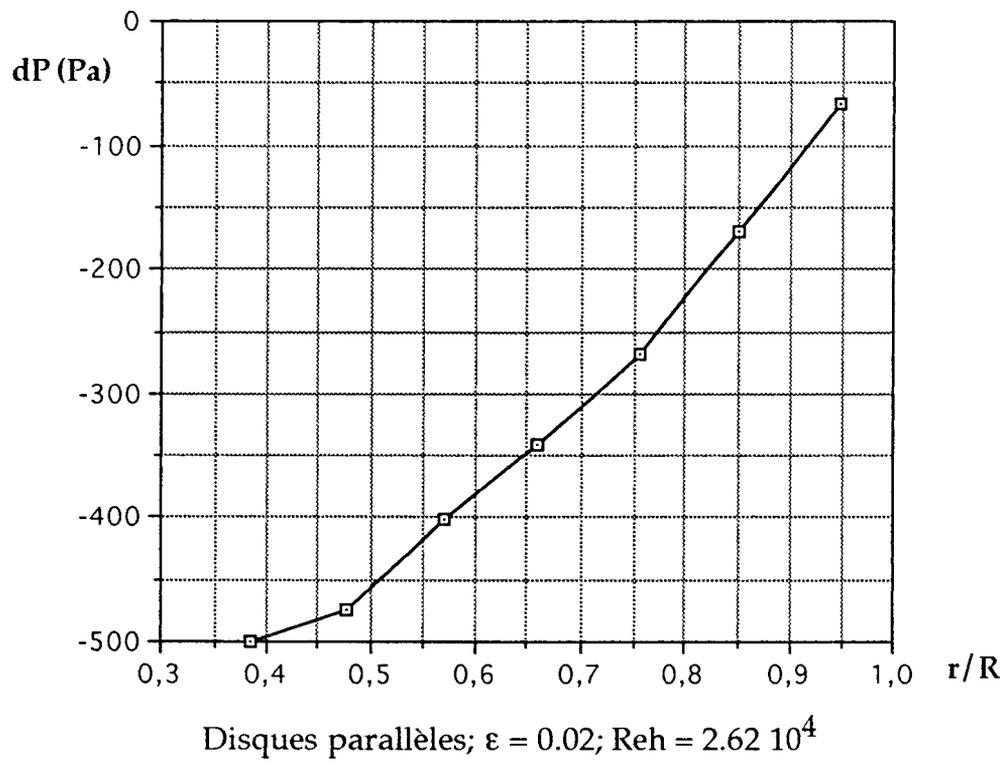
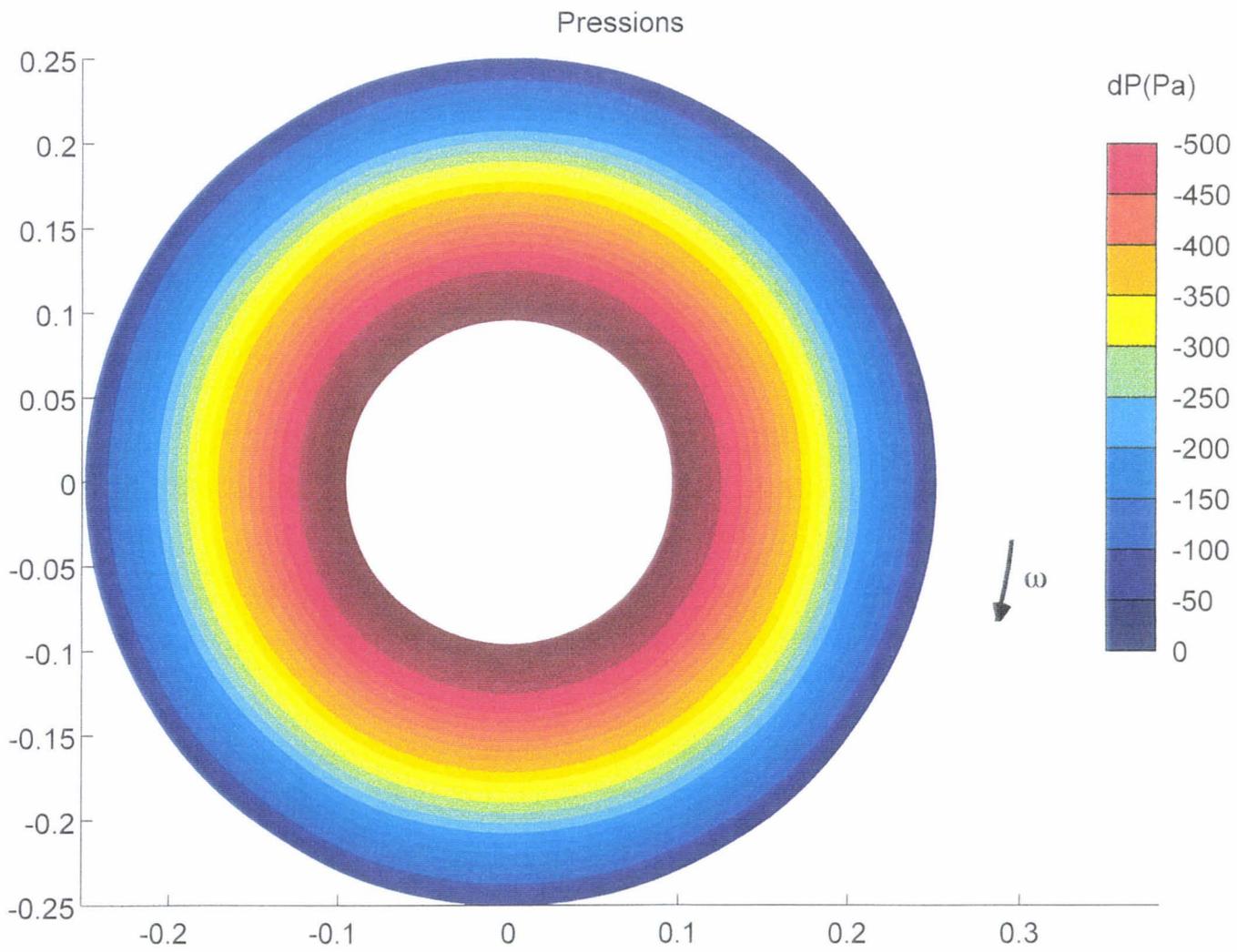
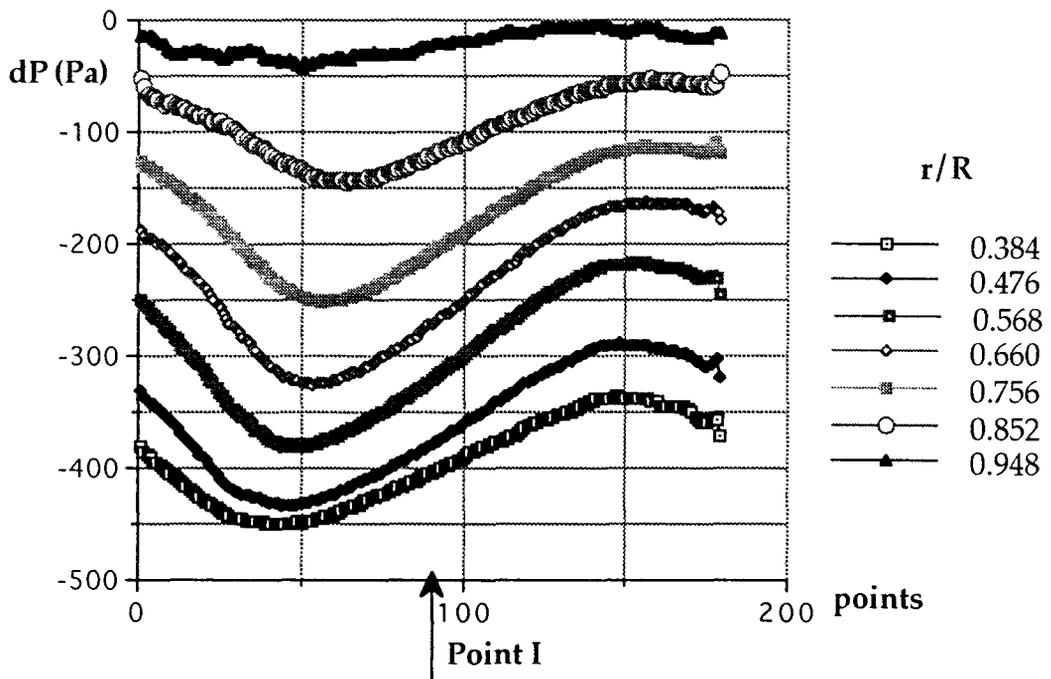


figure III.2.1: Pression sur une ligne radiale

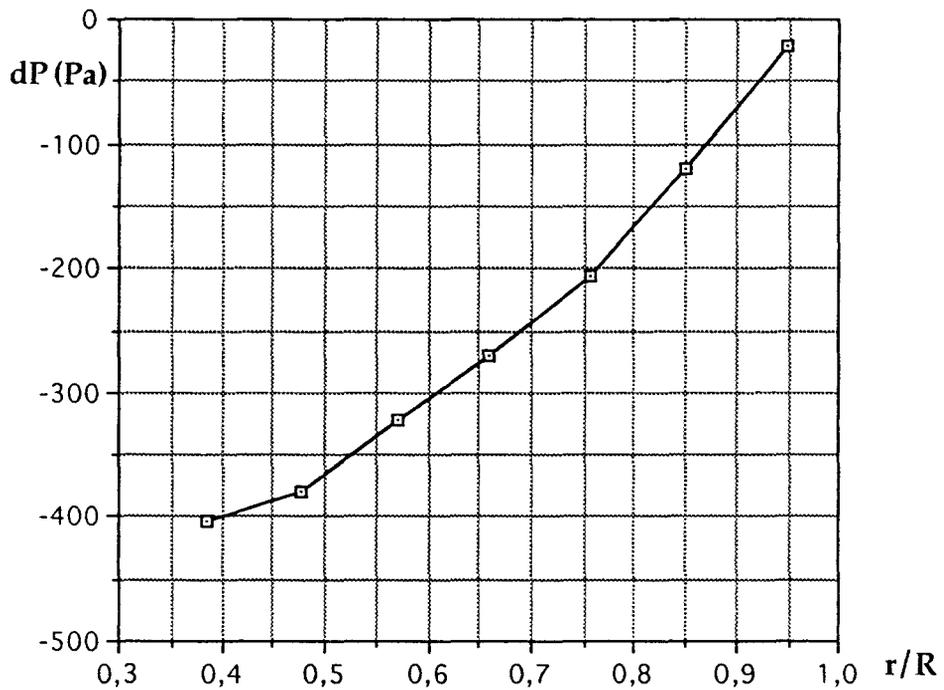
figure III.2.2: Carte de pression

Disques parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ 



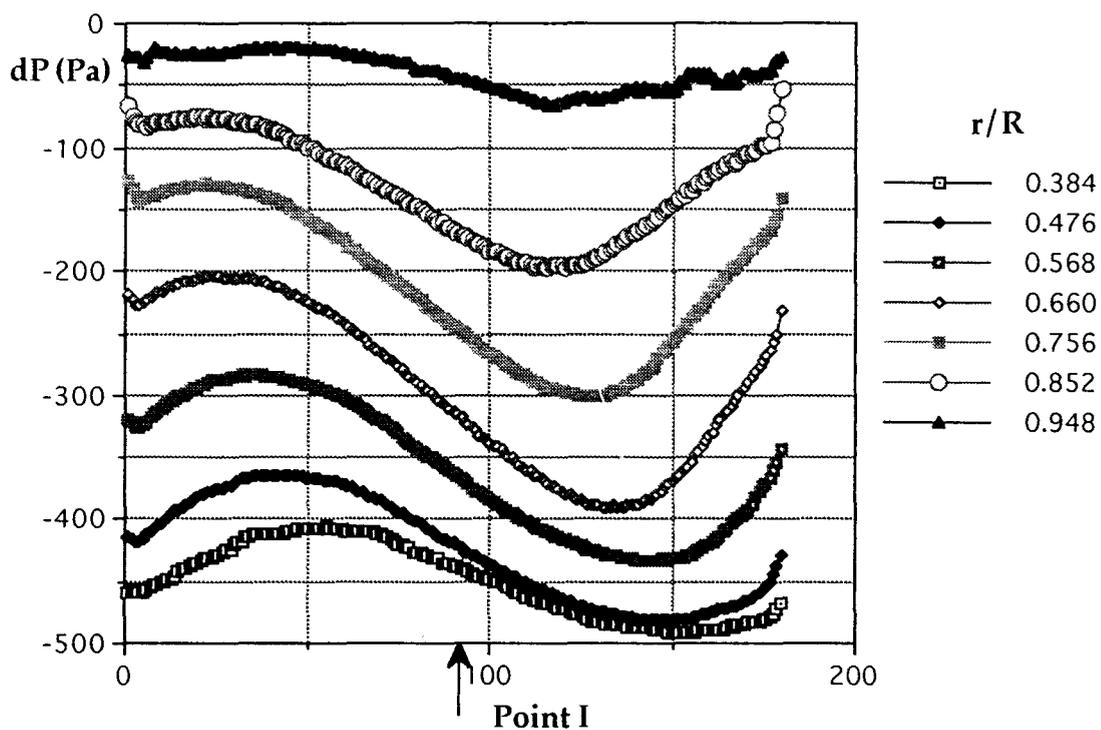
Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Reh = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$

figure III.2.3: Répartition de pression dans la cavité



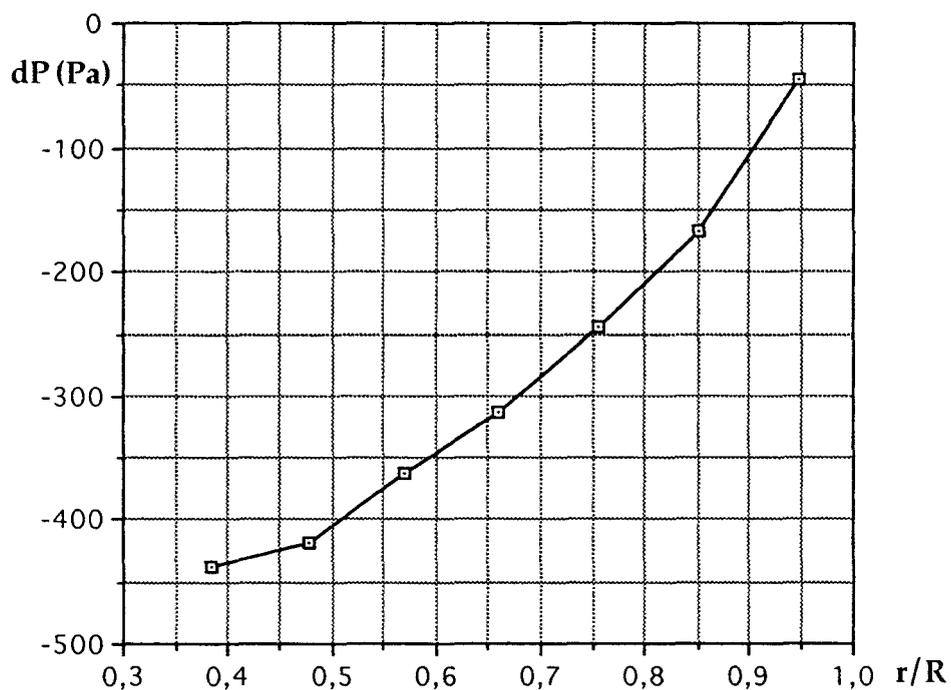
Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Reh = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$

figure III.2.4: Pression sur une ligne radiale. Relevé au point I



Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$

figure III.2.5: Répartition de pression dans la cavité



Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$

figure III.2.6: Pression sur une ligne radiale. Relevé au point I

figure III.2.7a: Carte de pression

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$

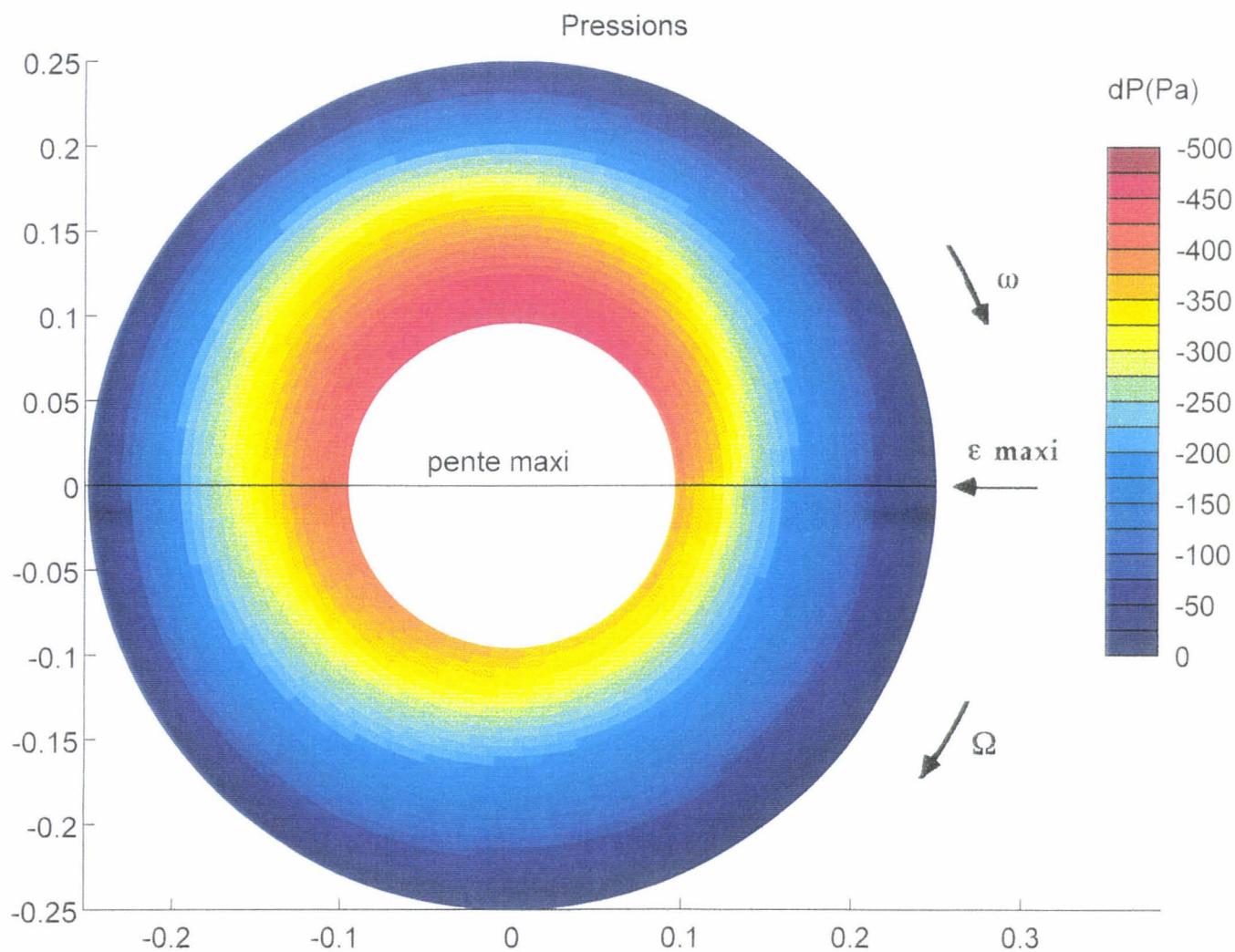


figure III.2.7b: Isobares

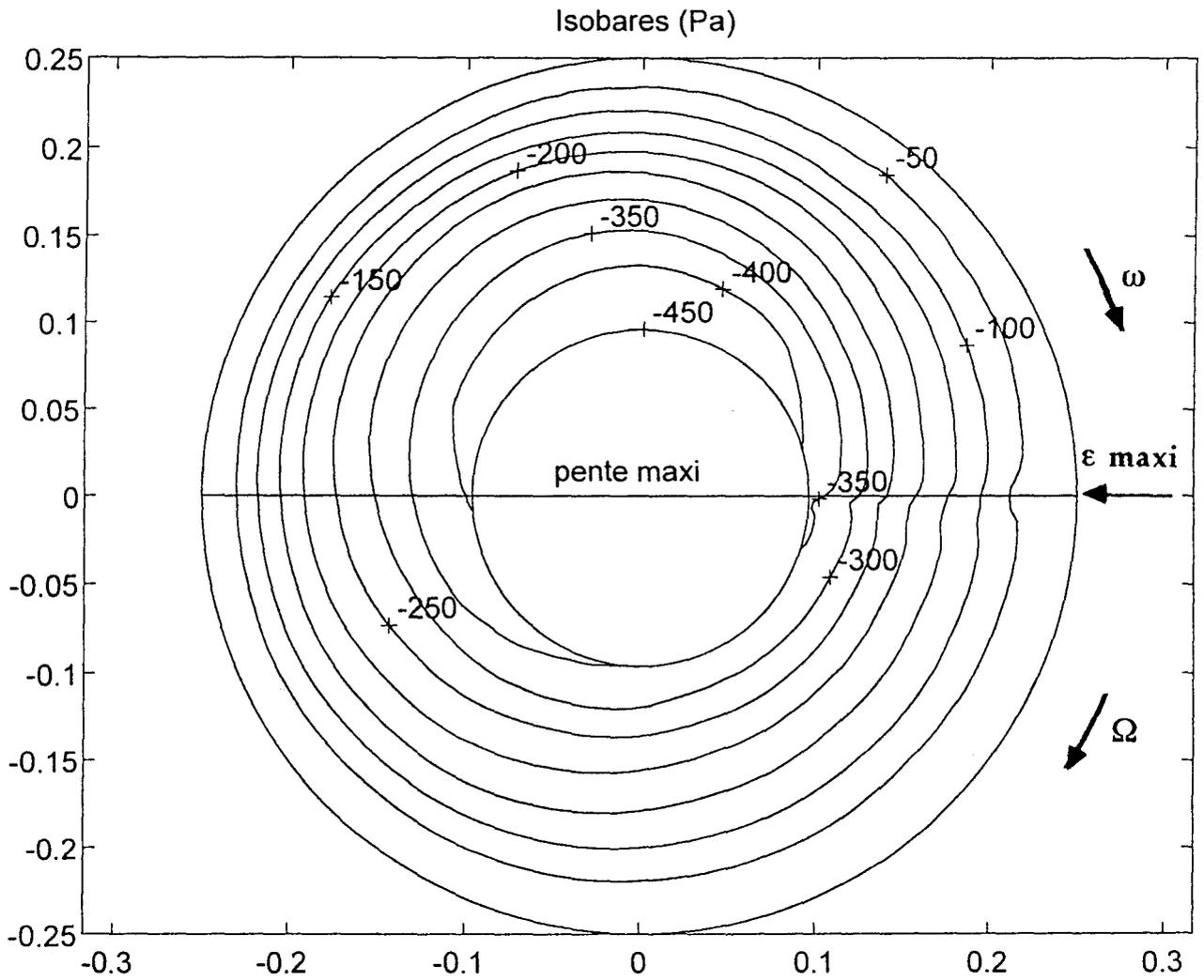
Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$ 

figure III.2.8a: Carte de pression

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Reh = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$

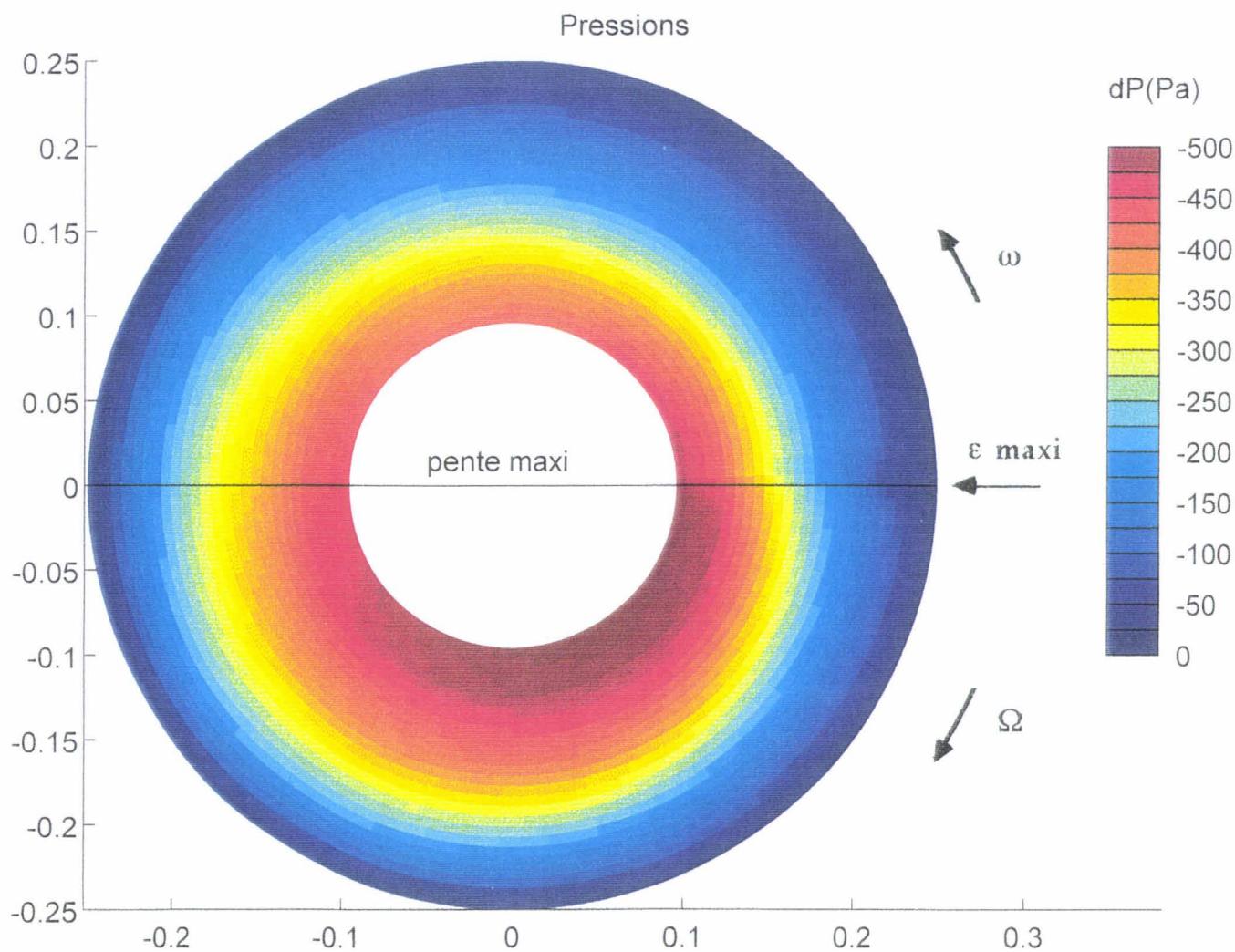
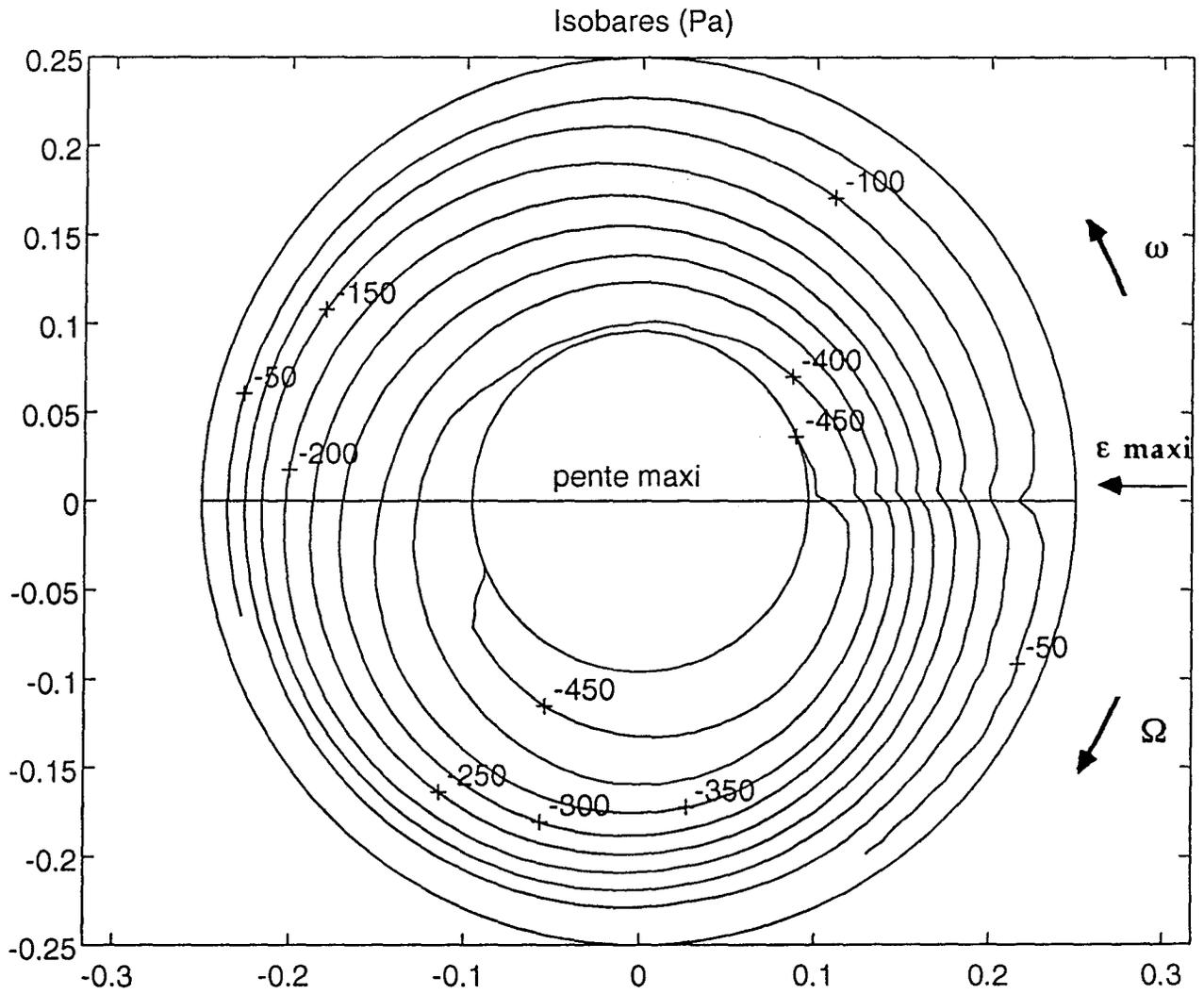


figure III.2.8b: Isobares

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Reh = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$ 

### III.2.1) Influence de la hauteur de l'entrefer. (figures III.2.9 à III.2.31)

#### Disques parallèles:

Les profils de pression non adimensionnée en fonction de la position radiale sont représentés pour les quatre valeurs du rapport de forme de la cavité, en maintenant une vitesse de rotation du disque mobile constante (figure III.2.9). Cette vitesse correspond à un nombre de Reynolds  $Red = 1.3 \cdot 10^6$ . La figure III.2.10 reprend les mêmes essais mais présente la dépression adimensionnée par  $dP/\frac{1}{2}\rho(\omega r)^2$

#### Disques non parallèles:

Dans un premier temps, les profils de pressions instationnaires sont représentés en coordonnées cartésiennes, (soit 180 points de mesure par rayon et par tour de précession), pour les différentes valeurs du rapport de forme  $\varepsilon$ , en maintenant fixé le nombre de Reynolds  $Red = 1.3 \cdot 10^6$ . Les configurations étudiées portent sur les essais réalisés pour toutes les positions radiales et pour une vitesse du mouvement de précession  $\Omega = 150$  tr/min, avec le même sens de rotation pour les deux mouvements puis avec les sens de rotation opposés, soit respectivement les valeurs du taux de précession réduite  $\lambda=0.05$  (figures III.2.11 à III.2.15) et  $\lambda = -0.05$  (figures III.2.20 à III.2.25).

Dans un deuxième temps, sont représentés, en coordonnées polaires, les cartes de pressions instationnaires pour deux valeurs du rapport de forme  $\varepsilon = 0.02$  et  $\varepsilon = 0.04$  ainsi que pour deux valeurs du taux de précession réduite  $\lambda = +0.05$  (figures III.2.18 et III.2.19) et  $\lambda = -0.05$  (figures III.2.28 et III.2.29). Le nombre de Reynolds  $Red$  est maintenu constant et égal à  $1.3 \cdot 10^6$ .

Les résultats obtenus sont:

Pour le cas de la cavité disques parallèles, la dépression à l'intérieur de la cavité diminue au fur et à mesure que le rapport de forme de la cavité  $\varepsilon$  augmente.

Il existe un domaine proche de l'entrée de la cavité peu influencé par les variations de la hauteur de l'entrefer. Les pressions sont identiques pour  $r/R = 0.948$  quelle que soit la valeur du rapport de forme  $\varepsilon$  (figures III.2.9 et III.2.10).

Pour la cavité disques non parallèles, il faut distinguer le cas où le taux de précession réduite  $\lambda$  est positif et le cas où il est négatif.

Dans les deux cas les variations de la hauteur de l'entrefer n'influencent pas les pressions à l'entrée de la cavité. Sur les figures III.2.17 et III.2.27, les valeurs des pressions tendent vers la valeur de la pression atmosphérique pour  $r/R = 0.948$ .

Le doublement de la hauteur de l'entrefer par le passage de  $\varepsilon = 0.02$  à  $0.04$  atténue le non parallélisme des disques, ceci entraîne une diminution de moitié de la dépression, alors que dans le cas de la cavité formée par les disques parallèles cette diminution est de  $1/3$  seulement.

- Cas  $\lambda$  positif (même sens de rotation)  
(figures III.2.11 à III.2.19 et figure III.2.30)

Lorsque le mouvement de précession est activé, le rapport de forme de la cavité influence l'amplitude de la fluctuation. On a la diminution de l'amplitude la plus prononcée pour le passage de l'entrefer de 5 mm à l'entrefer de 7.5 mm, ceci quelle que soit la position radiale. Lorsque  $\varepsilon$  croît, on obtient une diminution régulière de l'amplitude des fluctuations de pression, la pression tend vers une valeur uniforme, pour les rayons proches du centre de la cavité. En revanche, pour les rayons se rapprochant de la périphérie des disques l'amplitude de la dépression décroît plus rapidement que la dépression elle-même.

Pour les grandes valeurs de  $\varepsilon$ , la dépression engendrée par le mouvement de précession est beaucoup plus faible. Ce phénomène s'observe sur la figure III.2.30 qui représente la différence entre la dépression régnant dans la cavité disques parallèles et la dépression de la cavité disques non parallèles mesurée au point I. De plus, l'effet

dû au mouvement de précession se fait de moins en moins ressentir sur l'amplitude des fluctuations. Pour l'entrefer de 15 mm, soit  $\varepsilon = 0.06$ , on obtient une dépression plus petite entre les positions radiales extrêmes que celle constatée pour la cavité disques parallèles.

Les figures III.2.18 et III.2.19 montrent que pour  $\varepsilon = 0.04$  le phénomène se fait déjà ressentir. Les pressions sont réparties de manière plus uniforme dans la cavité.

- Cas  $\lambda$  négatif (sens de rotation des deux mouvements opposés)  
(figures III.2.20 à III.2.29 et figure III.2.31)

De manière générale, l'amplitude des fluctuations se comporte qualitativement de la même façon que pour  $\lambda$  positif.

La diminution de l'amplitude est aussi marquée lors du passage de  $\varepsilon = 0.02$  à  $\varepsilon = 0.03$ .

Pour un entrefer de 5 mm, soit  $\varepsilon = 0.02$ , la différence de dépression, entre cavité disques parallèles et cavité non parallèle, reste faible (figure III.2.31). Sur ce graphe, on note un net détachement de la courbe correspondant à  $\varepsilon = 0.02$ . Pour les autres valeurs du paramètre  $\varepsilon$  les courbes se superposent. On a le même type d'évolution de la dépression que dans le cas de  $\lambda$  positif.

Les figures III.2.28 et III.2.29 montrent que l'amplitude des fluctuations est sensible aux variations de la hauteur de la cavité. Pour  $\varepsilon = 0.02$ , les dépressions ne sont pas uniformément réparties alors que pour  $\varepsilon = 0.04$  on tend vers une répartition uniforme.

En résumé, quand l'entrefer est faible, ici  $\varepsilon = 0.02$ , le sens de rotation du mouvement de précession influence différemment les niveaux de dépressions ainsi que les fluctuations de pressions. En effet, lorsque  $\lambda$  est positif la dépression moyenne à l'intérieur de la cavité est plus faible et s'écarte de la valeur de la dépression existante lorsque les disques sont parallèles. On a une diminution de 20% sur la valeur moyenne de dépression. Pour  $\lambda$  négatif les valeurs, entre cavité disques parallèles et cavité disques non parallèles, sont plus proches. La diminution n'est plus que de 10%.

L'amplitude des fluctuations varie également suivant le sens de rotation du mouvement de précession. Elle est de -150 Pa de valeur crête à crête pour  $\lambda$  positif et

de -120 Pa dans le cas de  $\lambda$  négatif. Ceci qui correspond à un écart de 20% sur l'amplitude des fluctuations de pression.

Pour des valeurs supérieures de  $\varepsilon$  le sens de rotation ne joue plus un rôle prépondérant. L'évolution des courbes est semblable quelle que soit la valeur de  $\lambda$ .

On peut cependant remarquer que, malgré une diminution du battement relatif par rapport à la hauteur de l'entrefer lorsque  $\varepsilon$  croît, les pressions obtenues tendent vers des pressions différentes suivant le sens de rotation des deux mouvements. Celles-ci devraient, au contraire, converger vers la même pression correspondant à la pression de la cavité disques parallèles. Ceci pourrait avoir une certaine influence sur la poussée axiale.

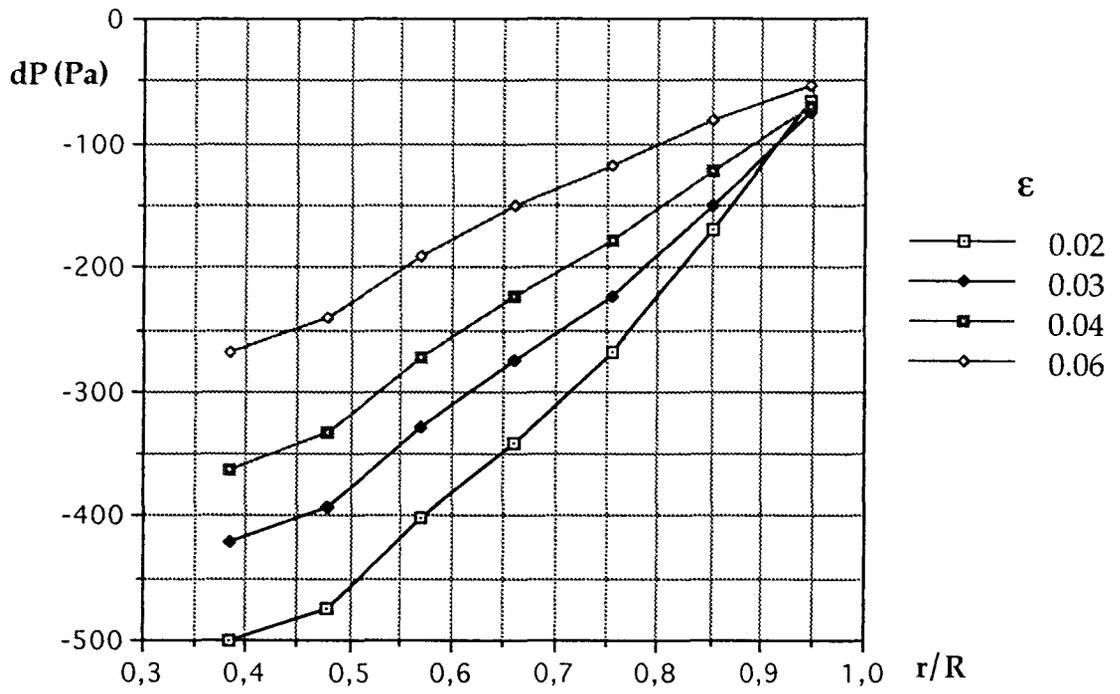


figure III.2.9: Pression (Pa); Disques parallèles

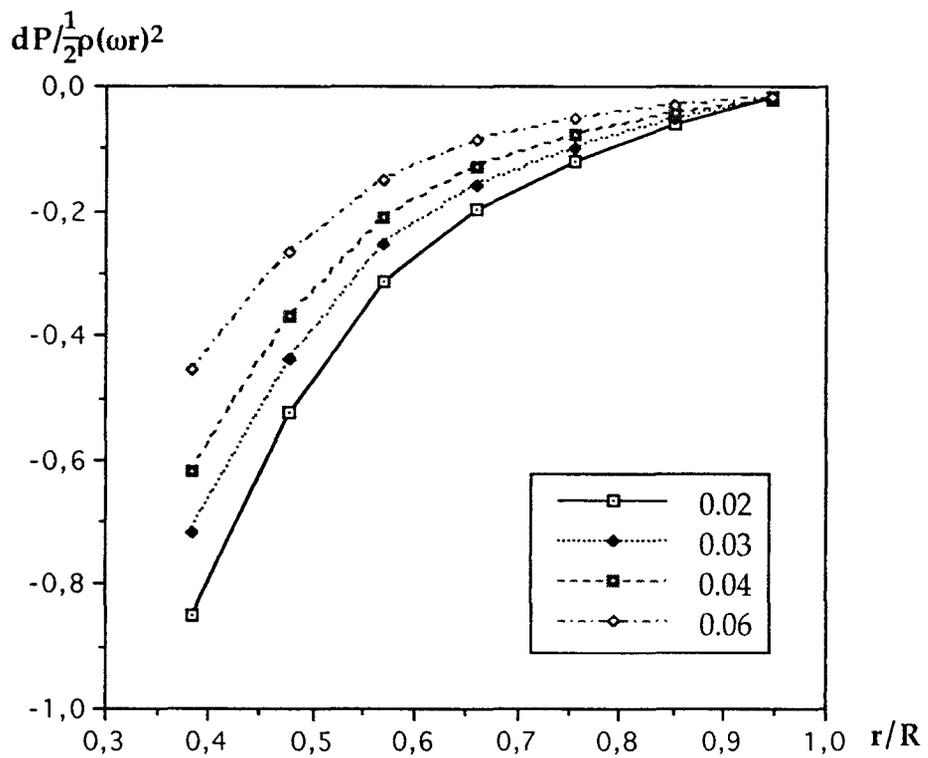


figure III.2.10: Pression adimensionnée; Disques parallèles

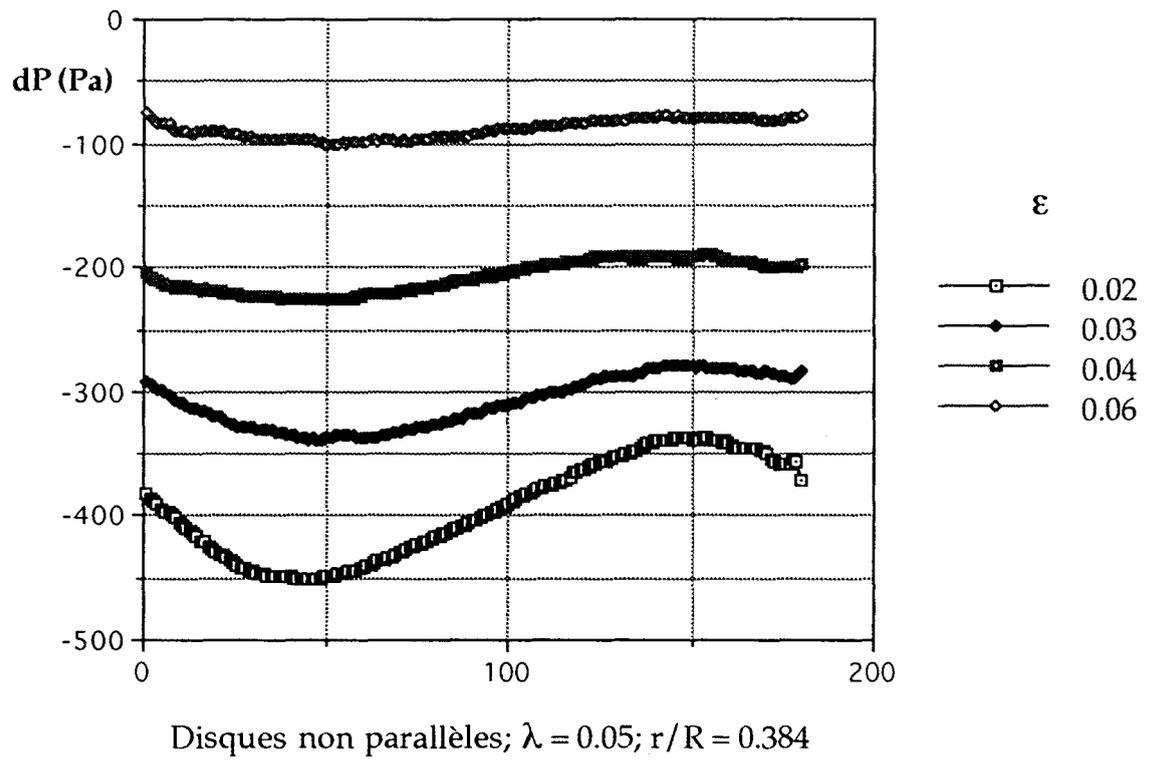


figure III.2.11

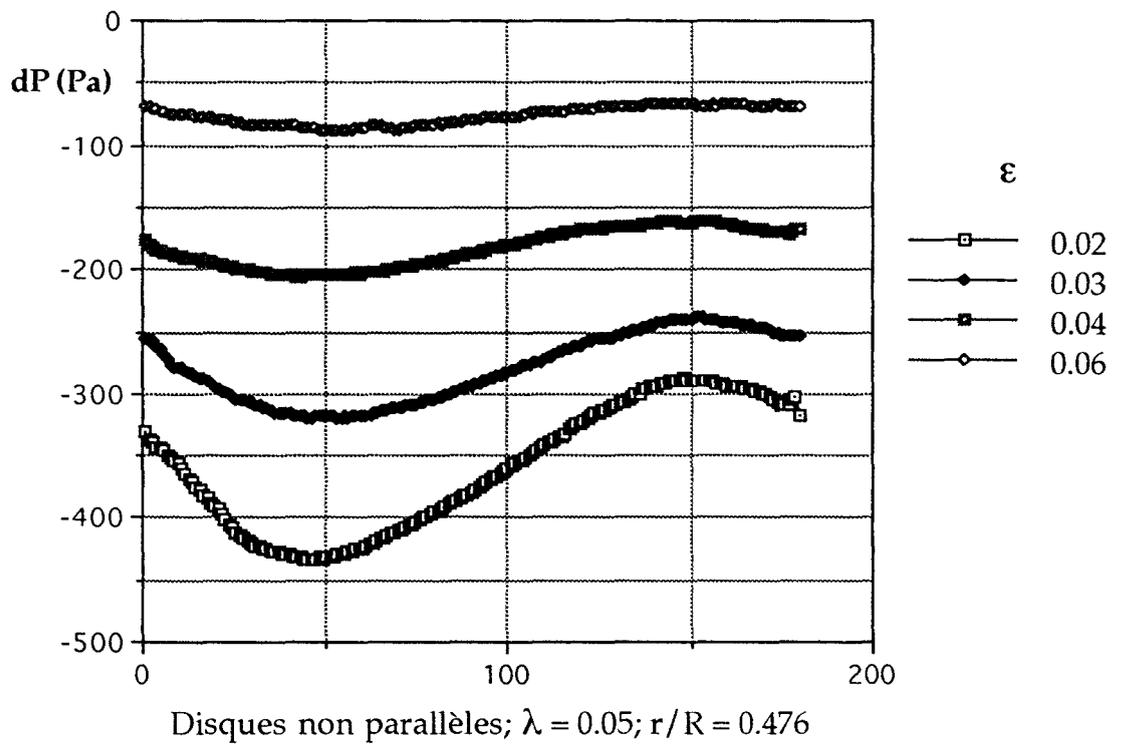


figure III.2.12

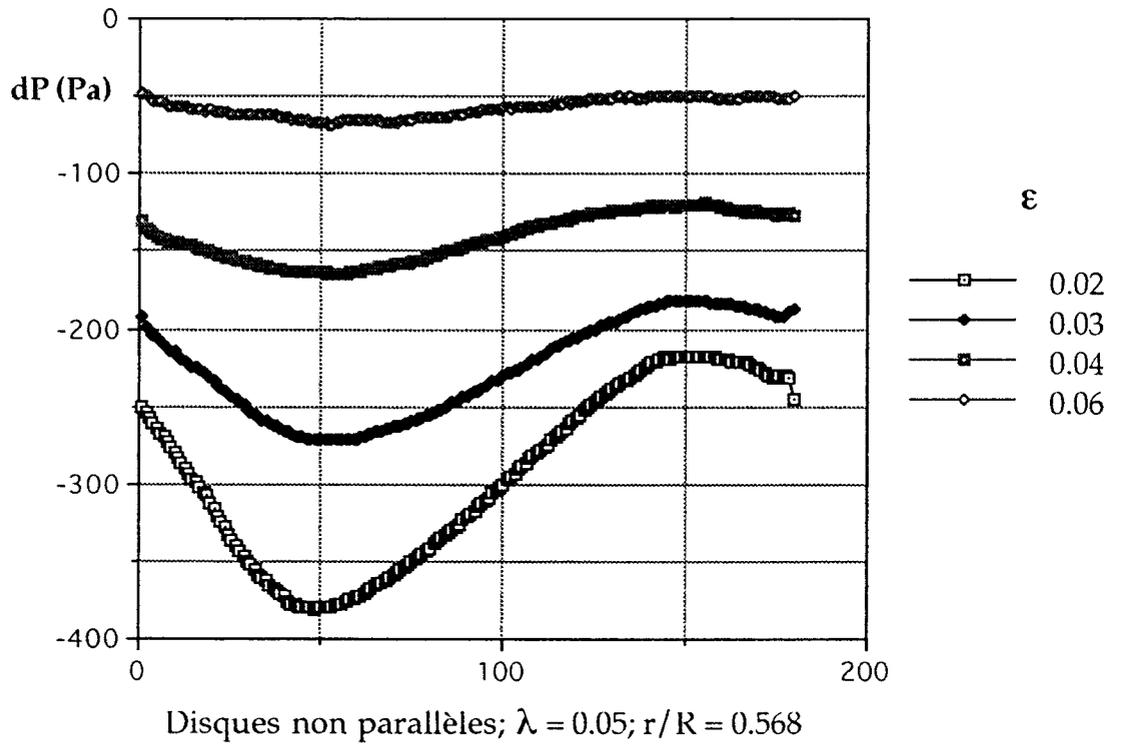


figure III.2.13

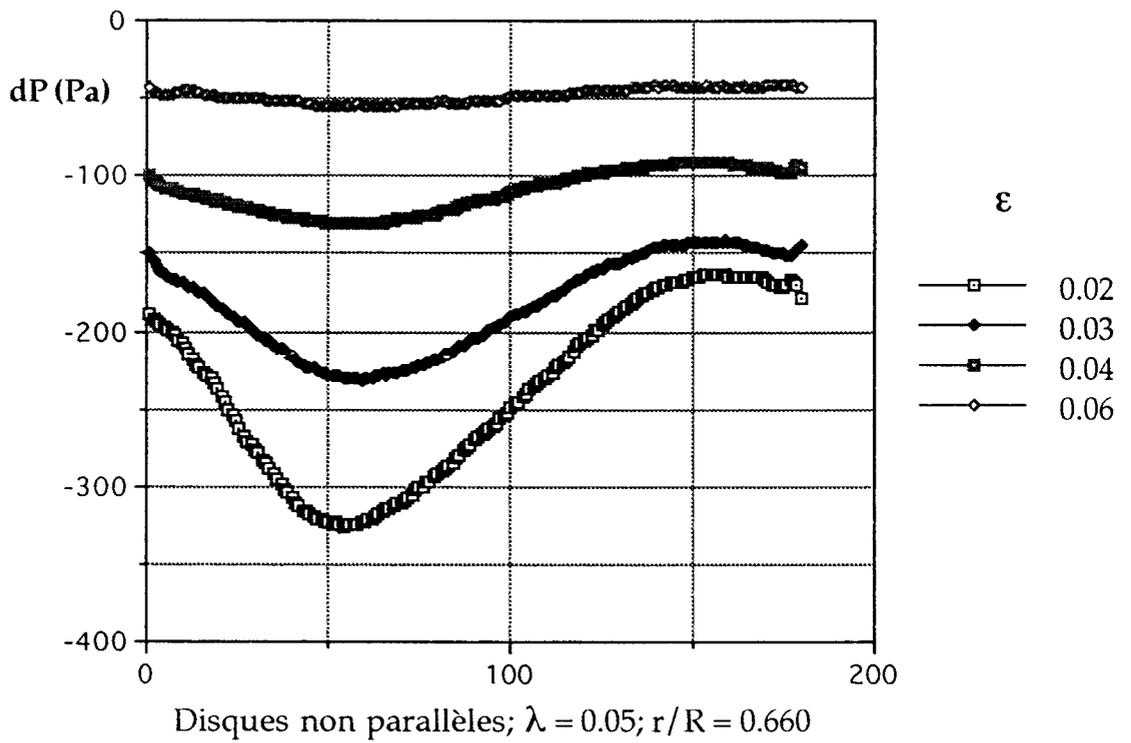


figure III.2.14

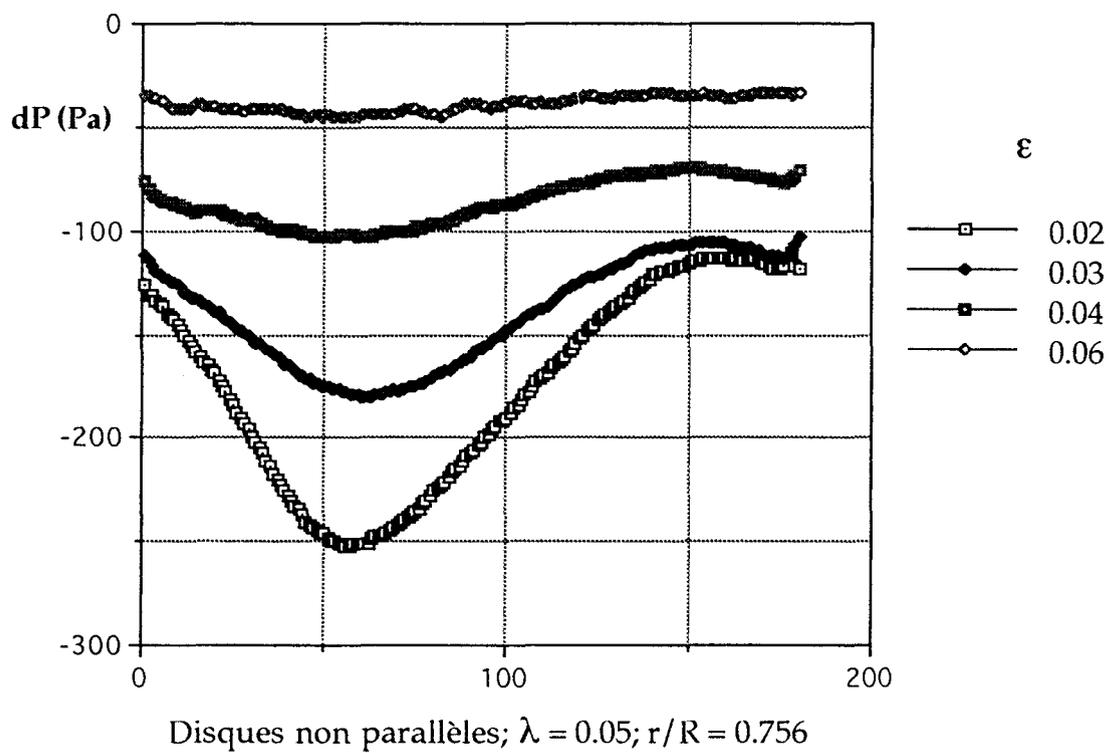


figure III.2.15

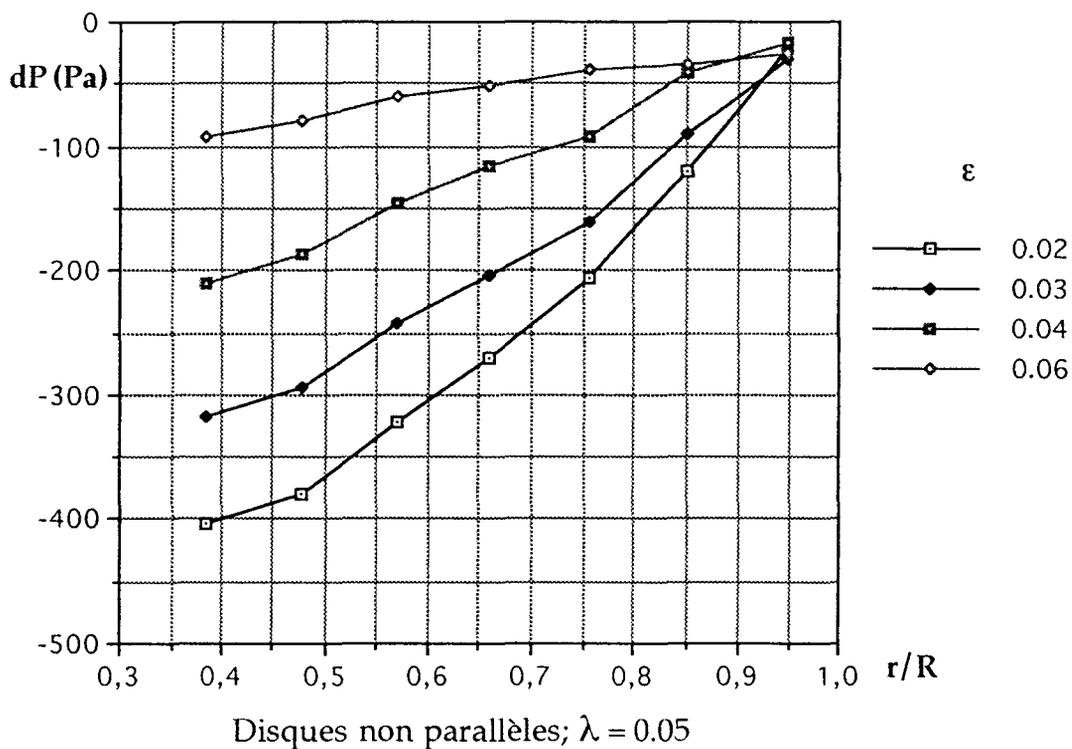


figure III.2.16: Pression (Pa). Relevé au point I

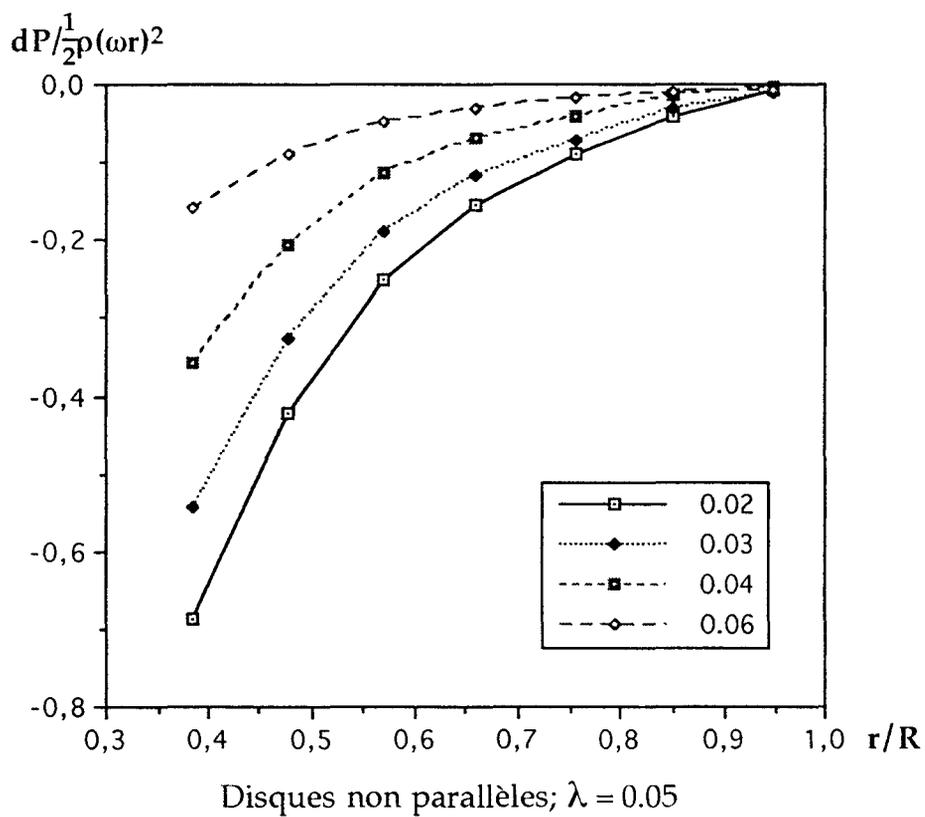


figure III.2.17: Pression adimensionnée. Relevé au point I

figure III.2.18a: Carte de pression

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$

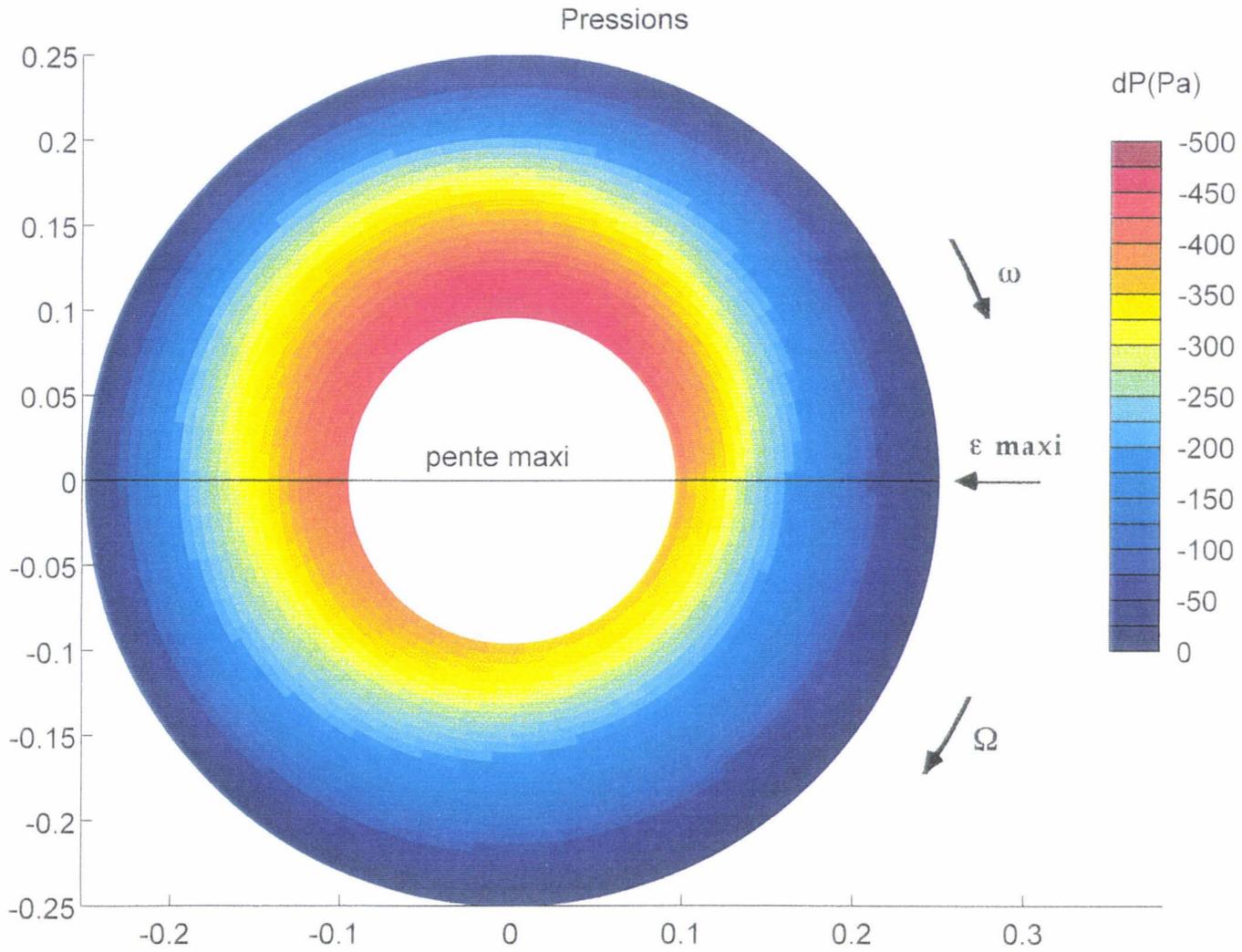


figure III.2.18b: Isobares

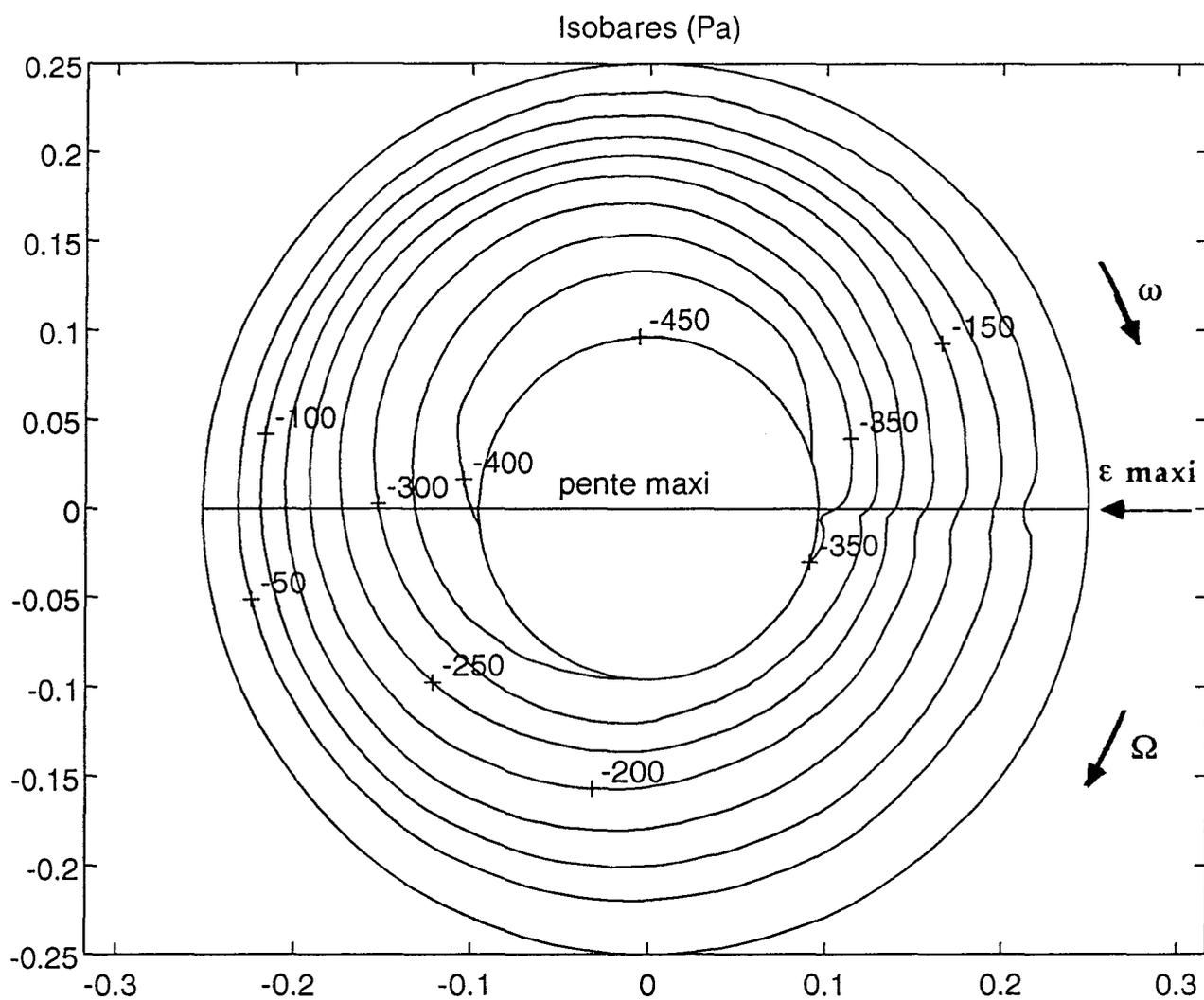
Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$ 

figure III.2.19a: Carte de pression

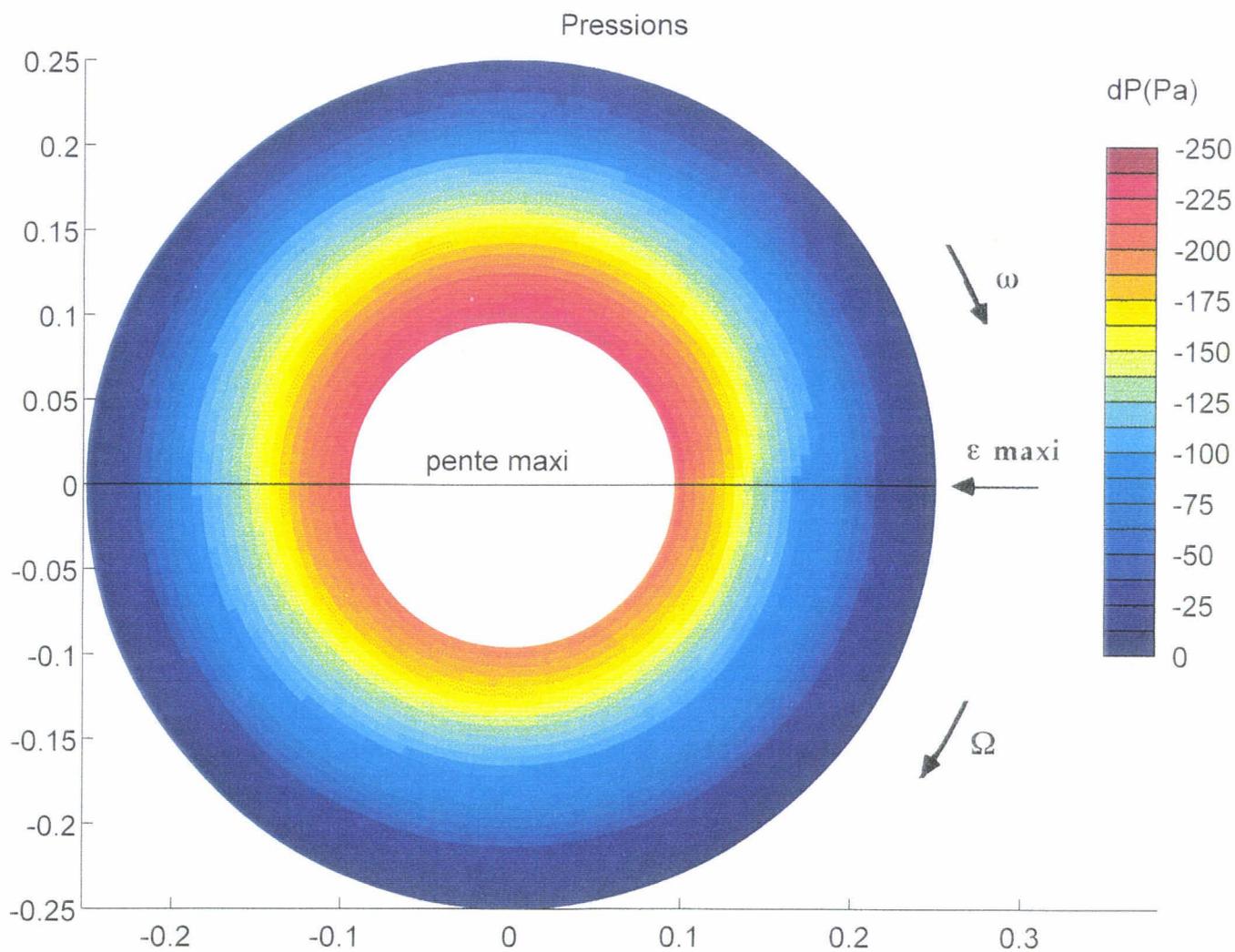
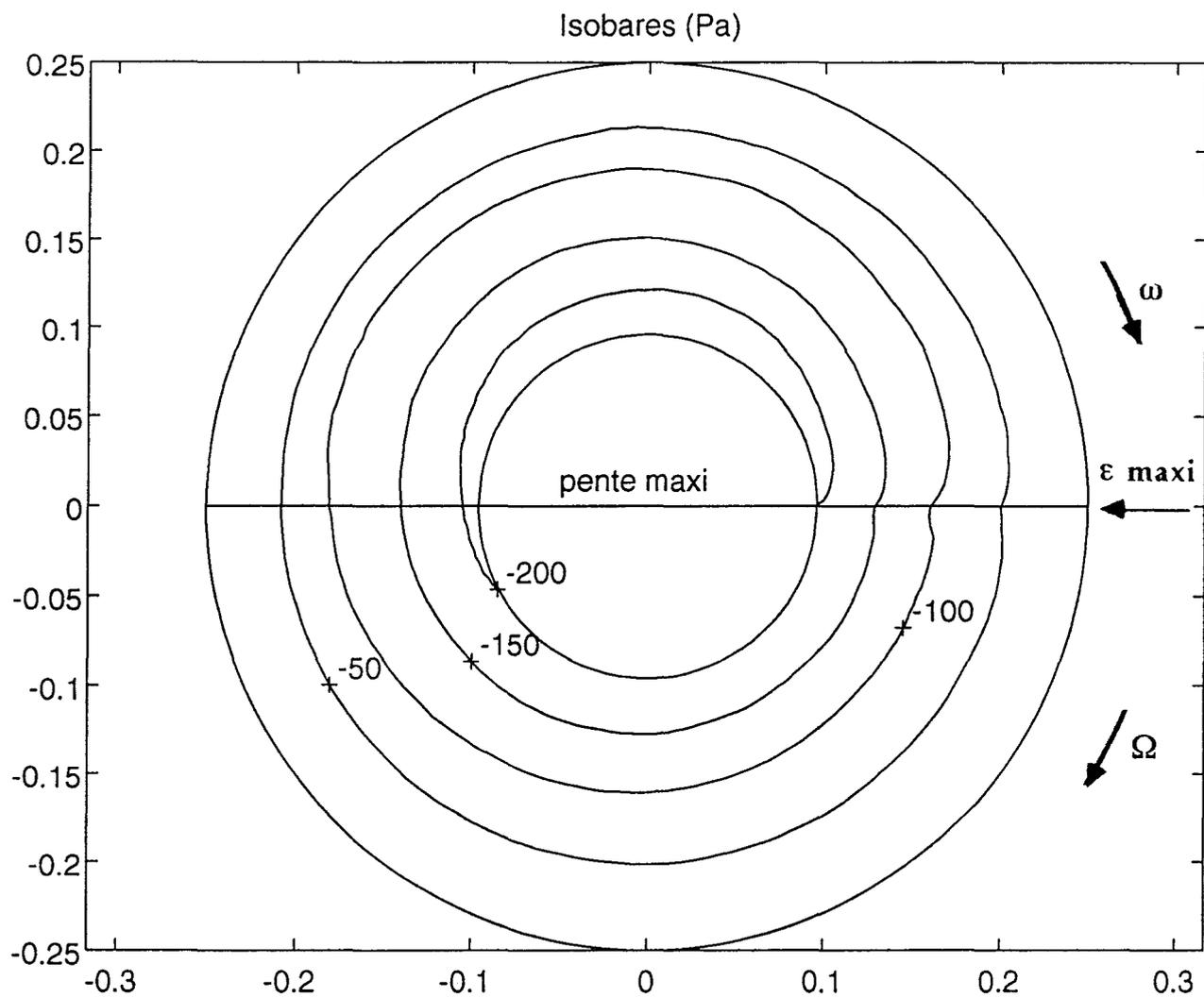
Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$ 

figure III.2.19b: Isobares

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Reh = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.05$



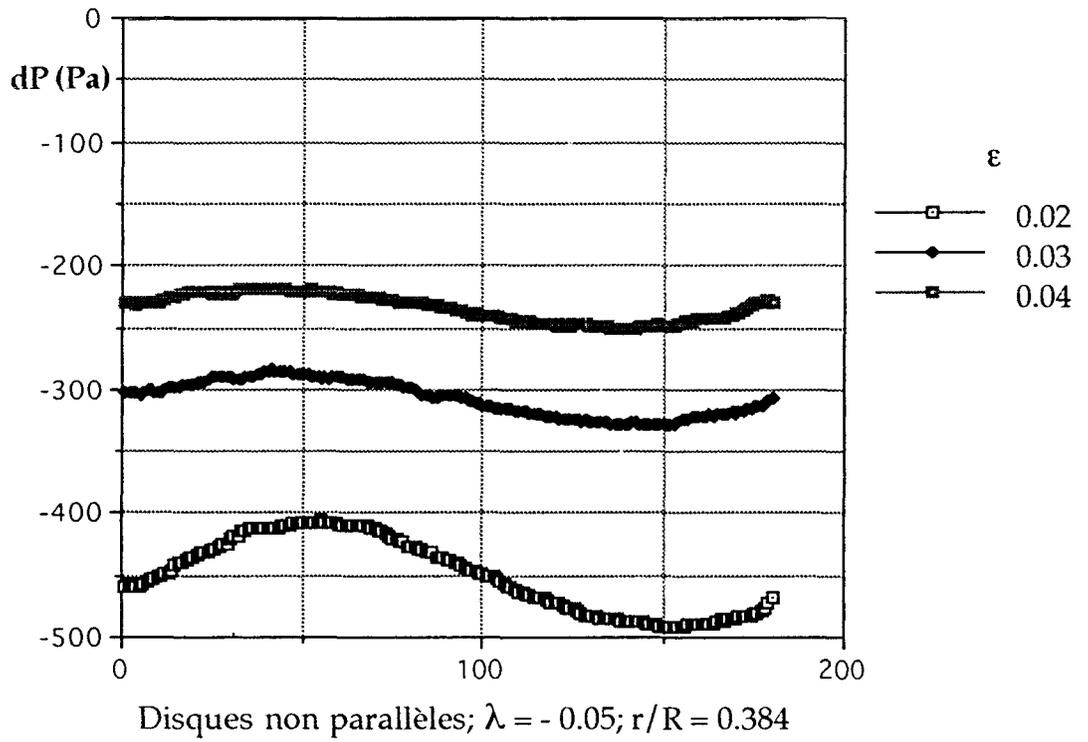


figure III.2.20

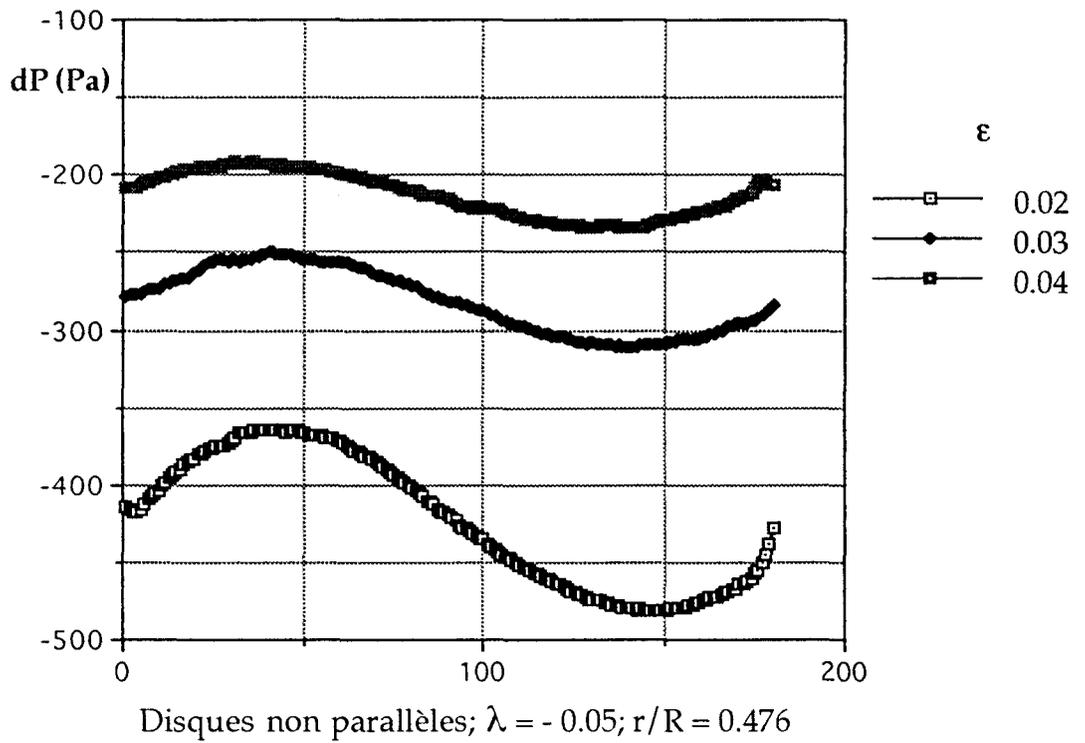


figure III.2.21

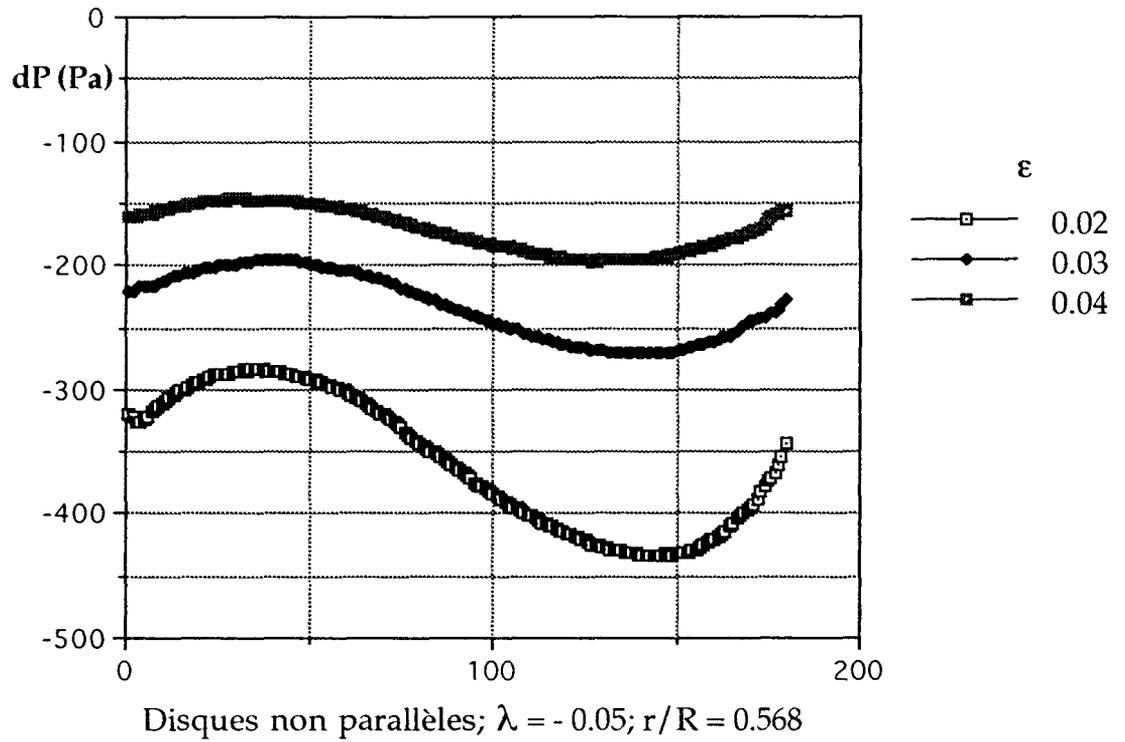


figure III.2.22

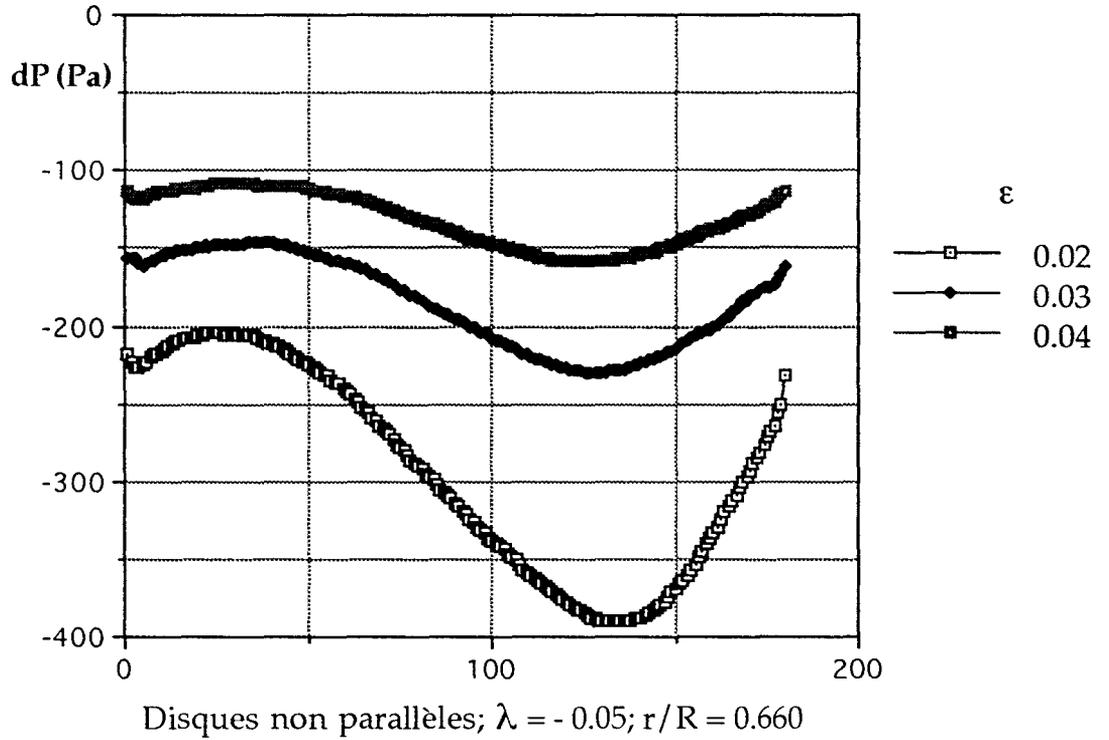


figure III.2.23

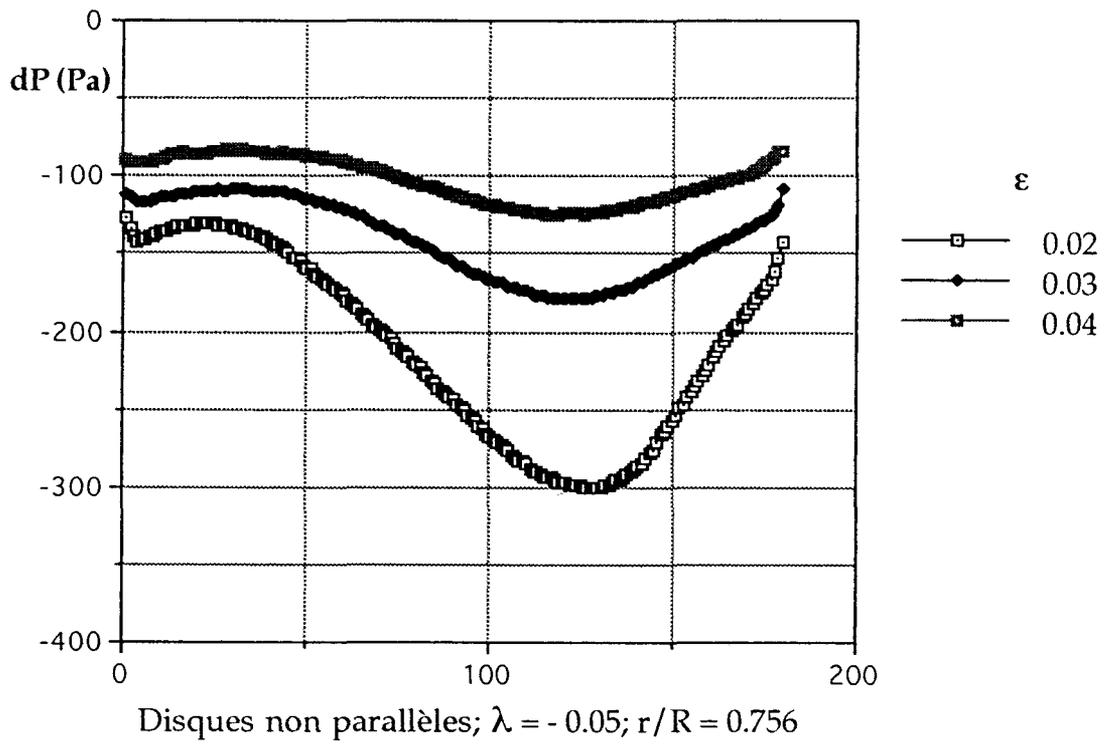


figure III.2.24

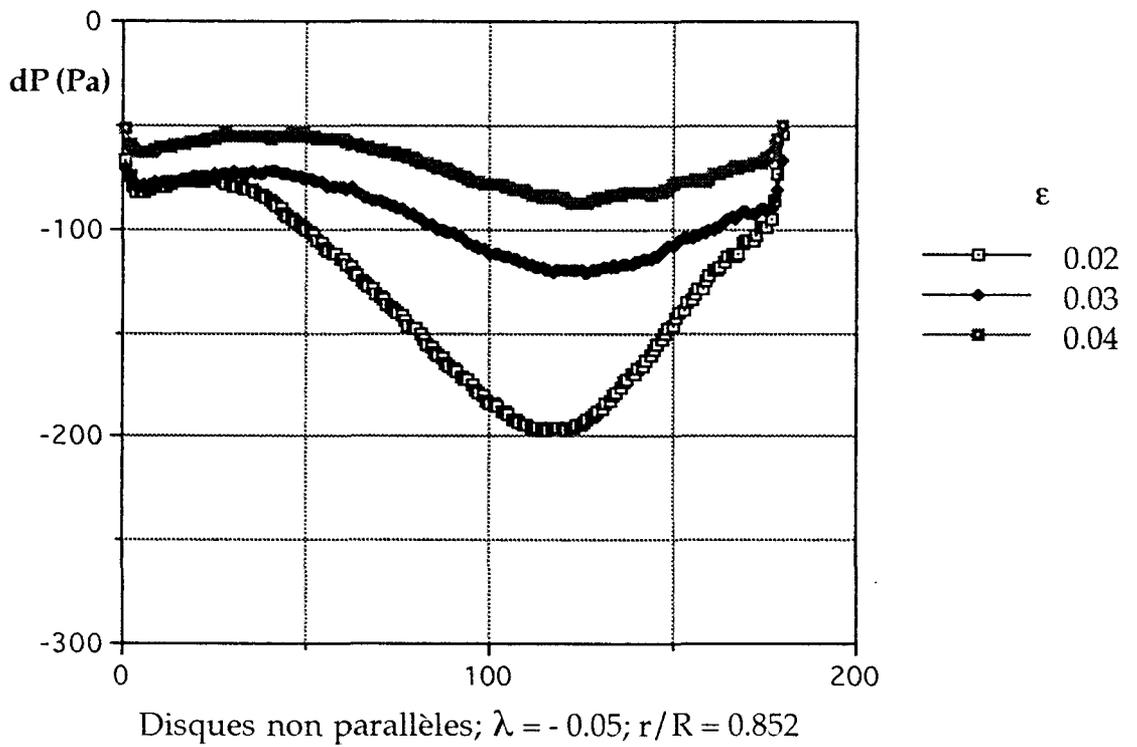


figure III.2.25

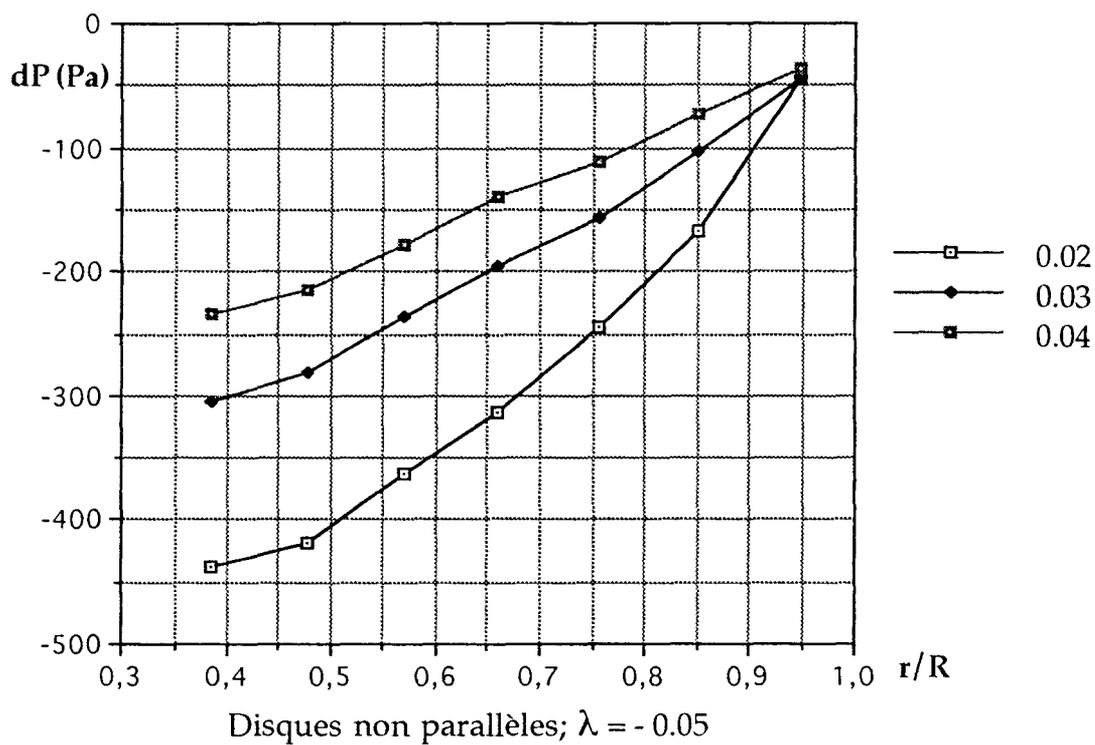


figure III.2.26: Pression (Pa) Relevé au point I

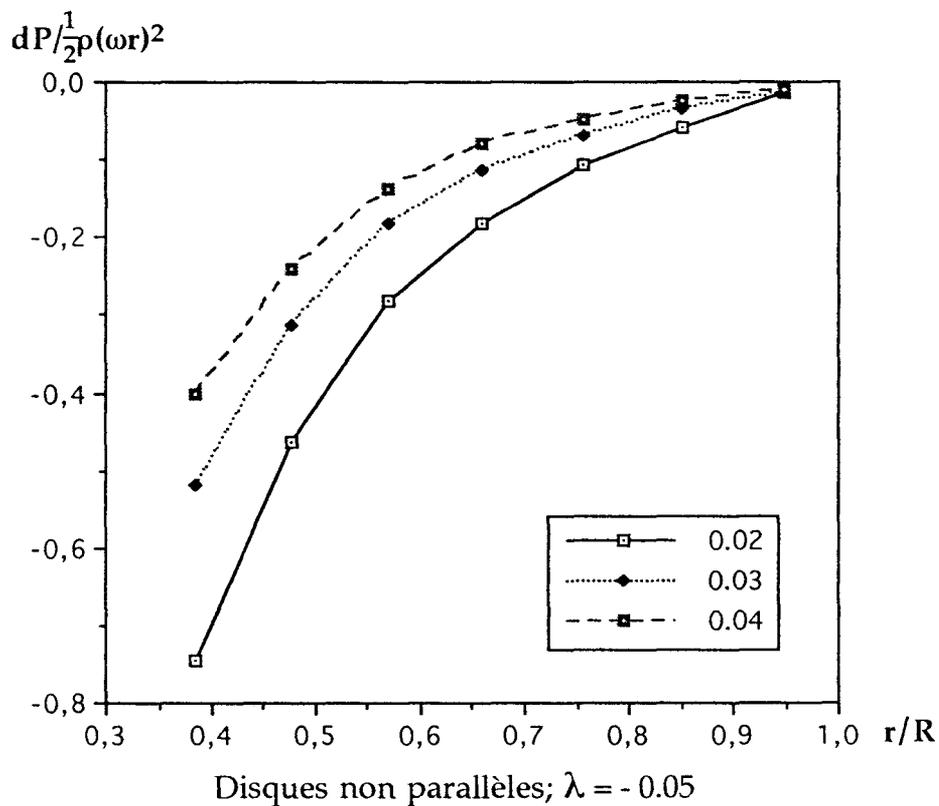


figure III.2.27: Pression adimensionnée. Relevé au point I

figure III.2.28a: Carte de pression

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$

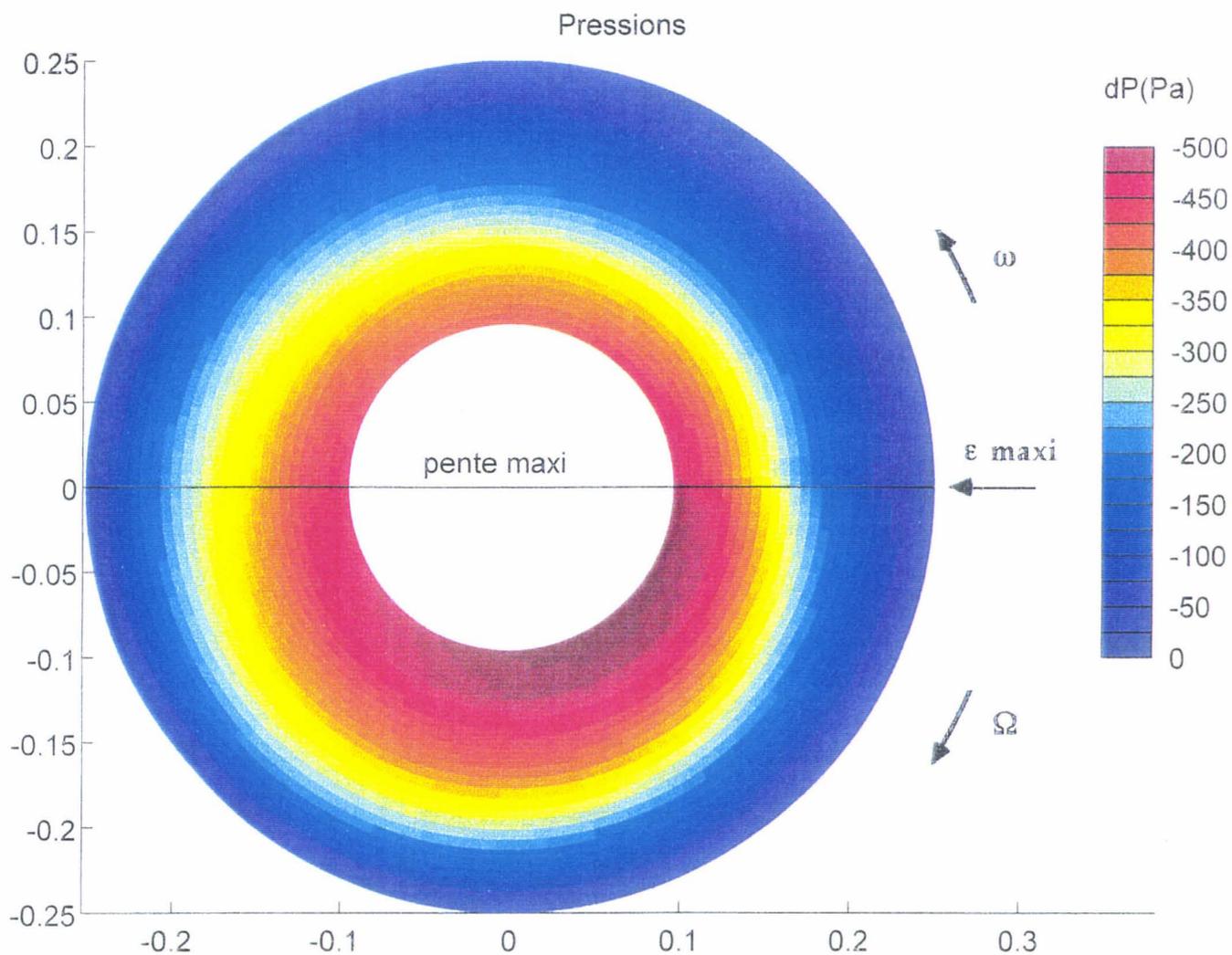


figure III.2.28b: Isobares

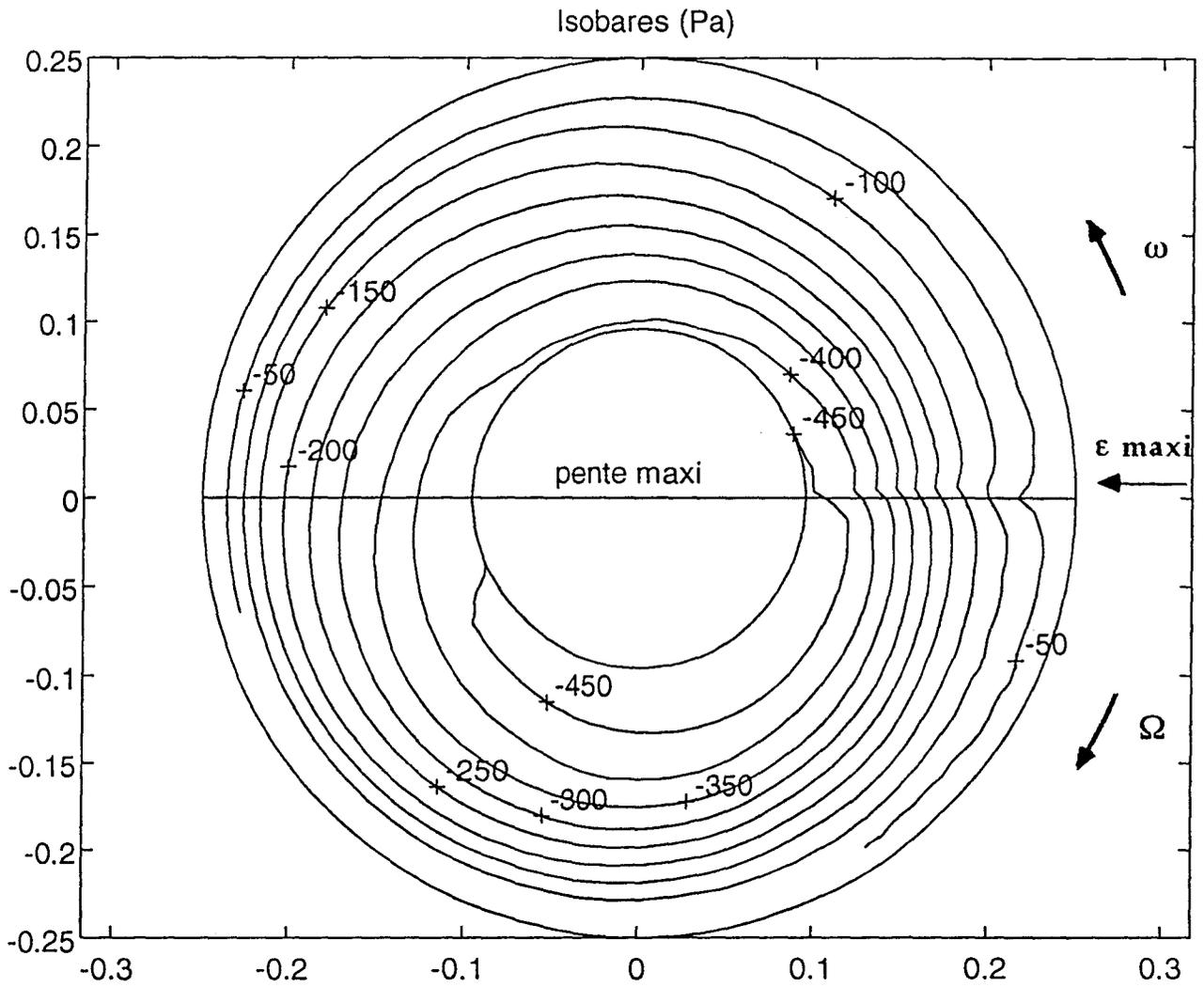
Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$ 

figure III.2.29a: Carte de pression

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$

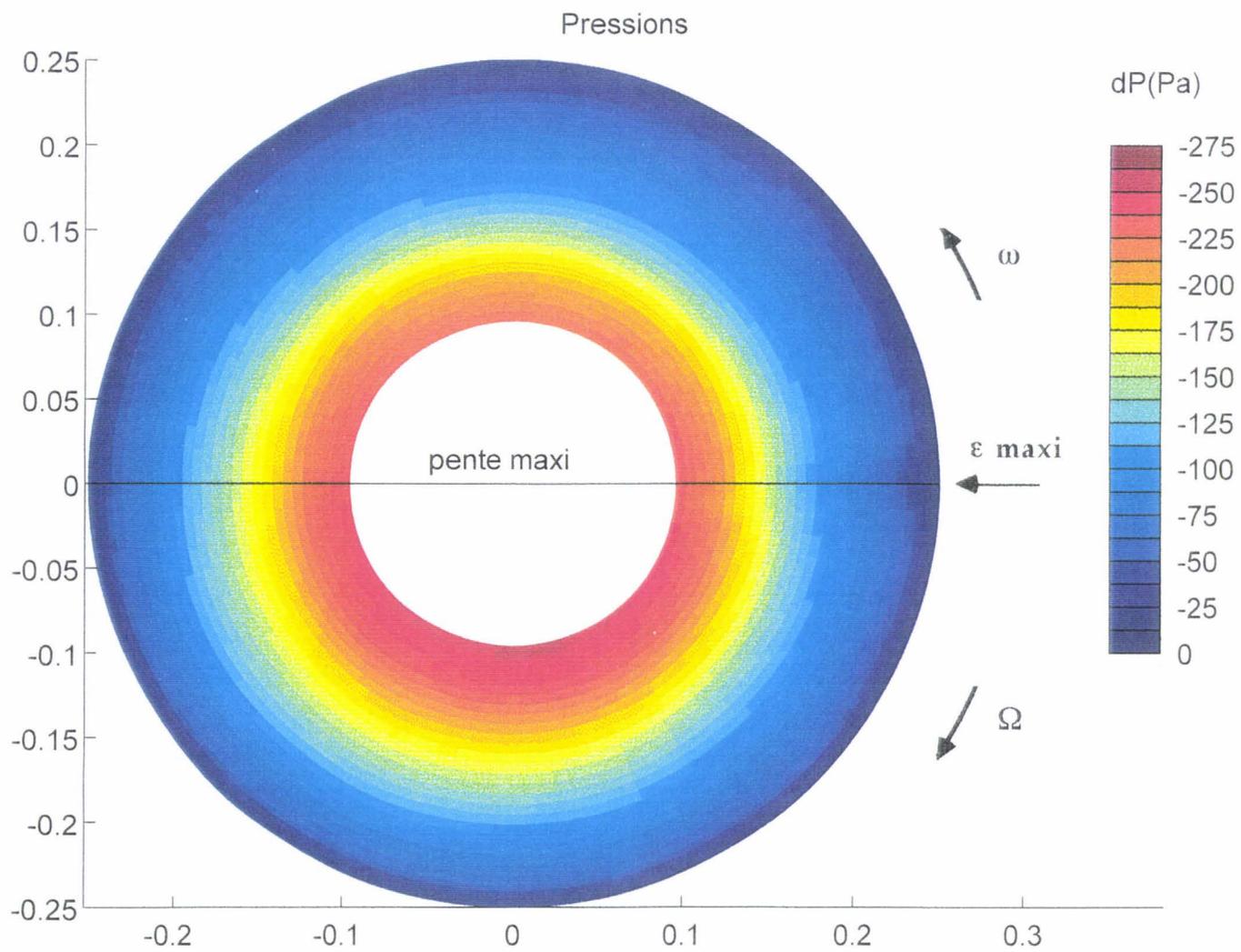
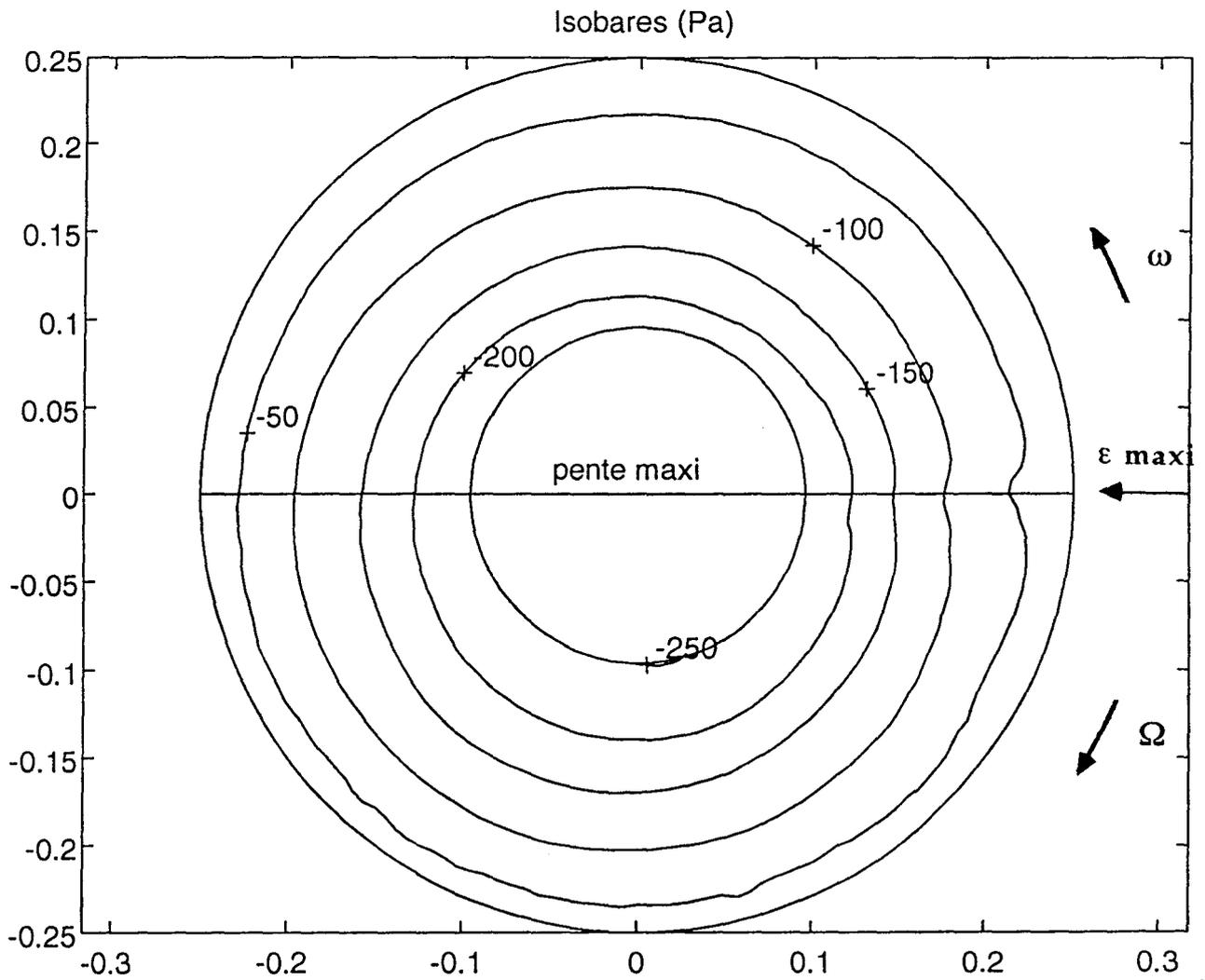


figure III.2.29b: Isobares

Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.05$



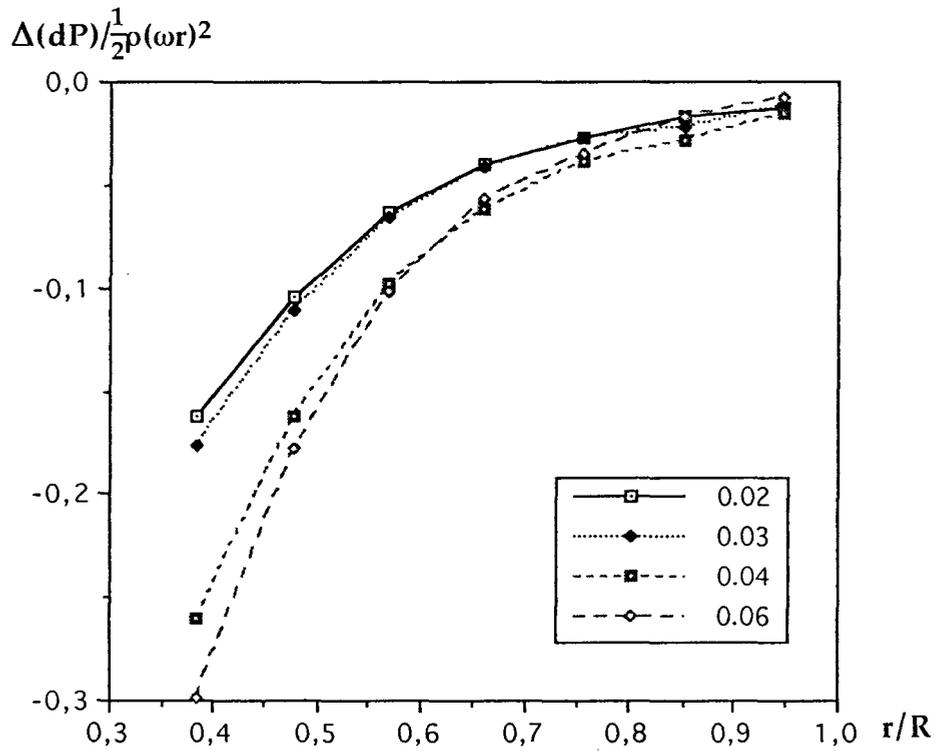


figure III.2.30: Différence des dépressions adimensionnées au point I  
cavité parallèle - cavité non parallèle ( $\lambda = 0.05$ )

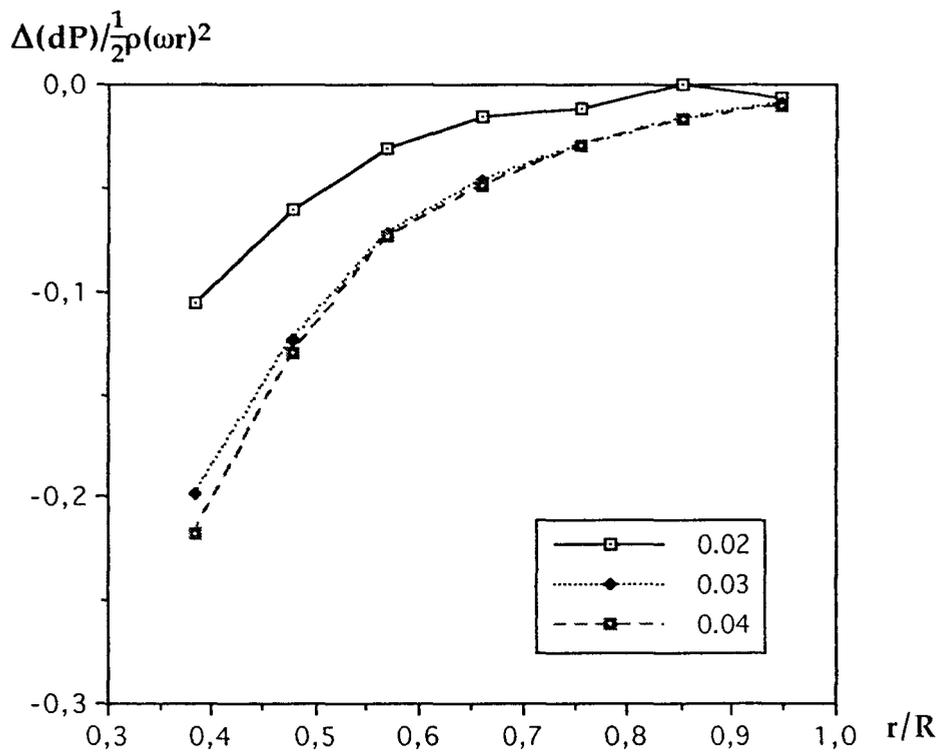


figure III.2.31: Différence des dépressions adimensionnées au point I  
cavité parallèle - cavité non parallèle ( $\lambda = -0.05$ )



III.2.2) Influence de la vitesse de rotation du mouvement de précession.  
(figures III.2.32 à III.2.49)

Nous étudions dans ce paragraphe l'évolution des répartitions de pression en fonction de la vitesse du mouvement de précession. Pour cela, nous superposons les graphes de pressions instationnaires pour les six valeurs de rotation  $\Omega$ , lorsque la vitesse de rotation propre du disque était fixée à 3000 tr/min ( $\text{Red} = 1.3 \cdot 10^6$ ) et  $\varepsilon$  fixé.

Les résultats sont donnés pour tous les rayons, ce qui permet de couvrir l'ensemble de la cavité. Ils sont donnés aussi pour plusieurs valeurs de la hauteur de l'entrefer correspondant à  $\varepsilon = 0.02$  et  $0.04$  ainsi que pour  $\lambda$  positif et négatif (figures III.2.32 à III.2.37 et figures III.2.40 à III.2.45).

Une représentation en coordonnées polaires, pour quatre valeurs du taux de précession réduite  $\lambda$  (deux positives, deux négatives) et deux valeurs de  $\varepsilon$ , est également fournie dans le but de corroborer les résultats issus des courbes en coordonnées cartésiennes (figures III.2.38a à III.2.39b et figures III.2.46a à III.2.47b).

L'analyse des résultats est scindée en deux parties. La première traite le cas où le sens de rotation du disque mobile est le même que celui du mouvement de précession ( $\lambda$  positif), la deuxième partie traite le cas du sens opposé ( $\lambda$  négatif).

- Cas  $\lambda$  positif (même sens de rotation)  
(figures III.2.32 à III.2.39 et figure III.2.48)

La première constatation importante est que pour chaque essai, les courbes de fluctuations de pression sont globalement très proches de celles correspondant à une vitesse de mouvement de précession nulle. Néanmoins, il faut, là encore, distinguer deux cas pour l'analyse locale des résultats.

- Cas où la hauteur de l'entrefer est faible.  $H = 5$  mm soit un rapport de forme  $\varepsilon = 0.02$ :

Pour les positions radiales proches du centre de la cavité, l'augmentation de la vitesse du mouvement de précession a pour conséquence un aplatissement des courbes, notamment au niveau des valeurs crêtes et plus particulièrement pour les valeurs correspondant à la compression du fluide ( zone convergente ). Ceci correspond à un écrêtement de l'amplitude de la fluctuation. Cette dernière reste sensiblement de forme sinusoïdale, elle oscille autour de la même valeur moyenne de dépression (figures III.2.32 et III.2.33).

Pour les rayons intermédiaires on retrouve un phénomène analogue qui se produit dans les mêmes proportions. De plus, on constate que lorsque la vitesse du mouvement de précession augmente les courbes se déphasent les unes par rapport aux autres (figures III.2.34 et III.2.35). La zone de dépression maximale se décale de  $10^\circ$  environ dans le sens de la rotation du mouvement de précession (figures III.2.38a et III.2.38b).

Pour la zone proche de l'entrée de la cavité, la variation de la vitesse n'influence plus l'amplitude des fluctuations. Il existe une diminution des dépressions au fur et à mesure que la vitesse de précession augmente. Ceci correspond à une augmentation de la pression générale et par conséquent, à une dépression moins élevée en moyenne au bord de la cavité (figures III.2.36 et III.2.37).

- Cas où la hauteur de l'entrefer est égale à 10 mm soit un rapport de forme  $\varepsilon = 0.04$ :

Pour les rayons proches du centre de la cavité, on observe les mêmes phénomènes que précédemment. Les fluctuations de pression diminuent dans les mêmes proportions (figures III.2.32 et III.2.33).

Pour les positions intermédiaires, il n'y a plus diminution de l'amplitude (figures III.2.34 et III.2.35). Les courbes se décalent mais de façon moins significatives (figures III.2.39a et III.2.39b).

Pour la zone proche de la périphérie des disques, les courbes se superposent quelle que soit la vitesse du mouvement de précession. La variation de vitesse n'a plus d'influence sur l'évolution des fluctuations de pression (figures III.2.36 et III.2.37).

On constate également dans cette zone, et pour  $\varepsilon = 0.04$ , des fluctuations de pression de périodicité 8 à 10 qui subsistent après avoir effectué une moyenne temporelle.

On peut supposer que ces fluctuations sont dûes à des fluctuations spatiales qui sont en moyennes stables. Elles semblent être plus importantes là où la pente du disque mobile est la plus forte. A quatre épaisseurs du bord des disques ce phénomène n'est plus perceptible.

De manière générale, la compression du fluide dûe au mouvement de précession est de moins en moins efficace au fur et à mesure que la vitesse augmente. Le niveau de la dépression s'élève, notamment pour les valeurs maximales de compression (atténuation des valeurs crêtes).

Sur la figure III.2.48 sont tracées les courbes de dépression adimensionnée aux valeurs crêtes en fonction des différentes vitesses de précession. Cette dépression est adimensionnée par  $\frac{1}{2}\rho(\chi r)^2$  où  $\chi$  représente successivement  $\omega - \Omega$ ,  $\omega + \Omega$  et  $\omega$ . La courbe correspondant à la dépression adimensionnée par  $\frac{1}{2}\rho[(\omega + \Omega) r]^2$  est constante, ce qui n'est pas le cas des deux autres. L'étude de la contribution du mouvement de précession fait apparaître une vitesse équivalente qui serait alors constituée de la somme des vitesses du mouvement de précession et de la rotation propre du disque, ce qui expliquerait la différence des pressions aux valeurs crêtes.

Une vitesse grande du mouvement de précession atténue les effets de compression et de détente sans pour autant diminuer ou augmenter la valeur moyenne de la dépression.

- Cas  $\lambda$  négatif (sens de rotation des deux mouvements opposés)  
(figures III.2.40 à III.2.47 et figure III.2.49)

On considère à nouveau deux domaines de discussion.

- Cas où le rapport de forme de la cavité est  $\varepsilon = 0.02$ :

Contrairement au cas précédant, les courbes de pression se situent au dessus de la courbe à vitesse de précession nulle.

Pour les positions radiales  $r/R = 0.384$  et  $0.476$  l'augmentation de vitesse apporte quelques modifications de l'amplitude des fluctuations (figures III.2.40 et III.2.41). Au fur et à mesure que la vitesse augmente la compression du fluide est plus importante tandis que la détente semble être moins sensible au mouvement de précession. Les courbes des fluctuations se situent toutes au dessus de la courbe  $\lambda = 0$ . On a une dépression moyenne moins élevée dans la cavité.

Pour les rayons intermédiaires, l'augmentation de pression due à la compression du fluide se fait beaucoup plus ressentir que celle due à la détente. Le niveau des dépressions se rapproche du niveau relevé à vitesse de précession nulle, tout en restant inférieur (figures III.2.42 et III.2.43).

Pour la zone proche de la périphérie des disques, l'effet de la variation de vitesse est beaucoup moins perceptible. Néanmoins, l'allure du phénomène reste la même. Les courbes se superposent en partie avec la courbe  $\lambda = 0$  (figures III.2.44 et III.2.45).

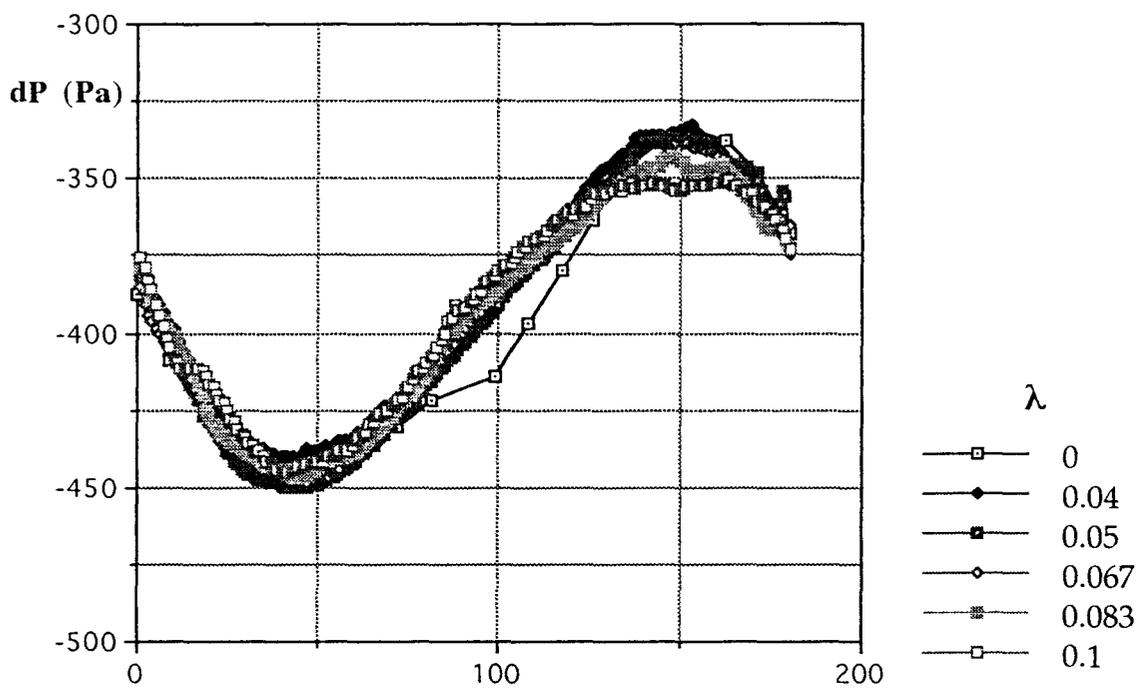
- Cas où le rapport de forme de la cavité est  $\varepsilon = 0.04$ :

Les phénomènes rencontrés sont les mêmes pour les positions radiales décrites ci-dessus. Toutefois, on note que les courbes de fluctuations de pression pour les vitesses du mouvement de précession non nulles correspondent à la courbe à vitesse nulle et ceci dès les premiers rayons. Il reste cependant un déphasage important.

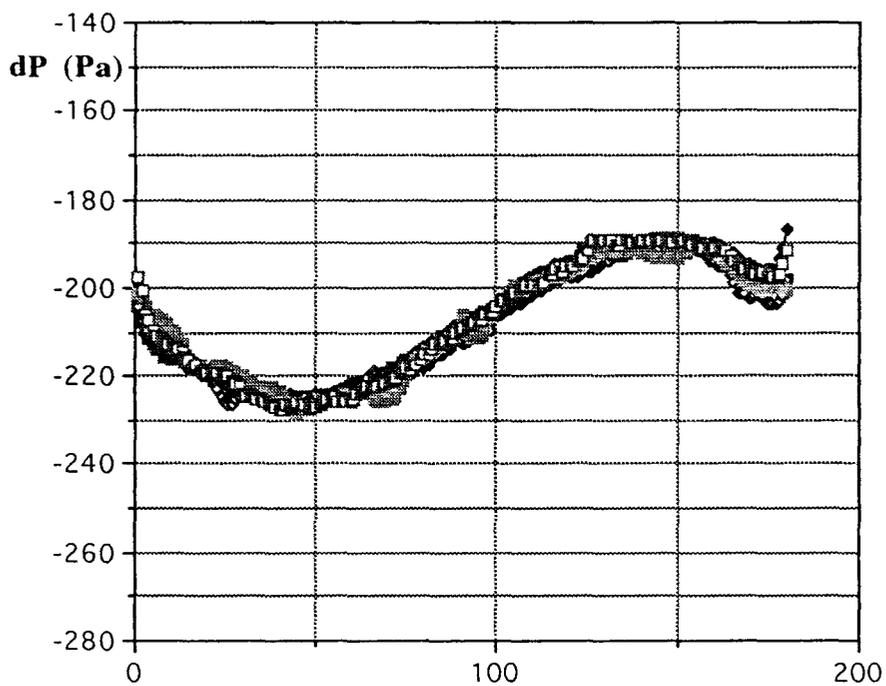
Lorsque les sens de rotation des deux mouvements sont opposés, la compression du fluide est plus efficace lorsque la vitesse de précession augmente. Il en résulte que la dépression diminue au niveau des valeurs crêtes.

Comme précédemment la figure III.2.49 représente les courbes de la dépression adimensionnée par  $\frac{1}{2} \rho (\chi r)^2$  où  $\chi$  représente successivement  $\omega - \Omega$ ,  $\omega + \Omega$  et  $\omega$ . Cette fois s'est la valeur de la dépression adimensionnée par  $\frac{1}{2} \rho [(\omega - \Omega) r]^2$  qui est constante. La vitesse du mouvement de précession semble cette fois se soustraire à la vitesse de rotation propre du disque, ce qui expliquerait là aussi la différence des pressions aux valeurs crêtes.

Une vitesse grande du mouvement de précession augmente les effets de compression et de détente. La valeur moyenne de la dépression en est alors d'autant plus faible.

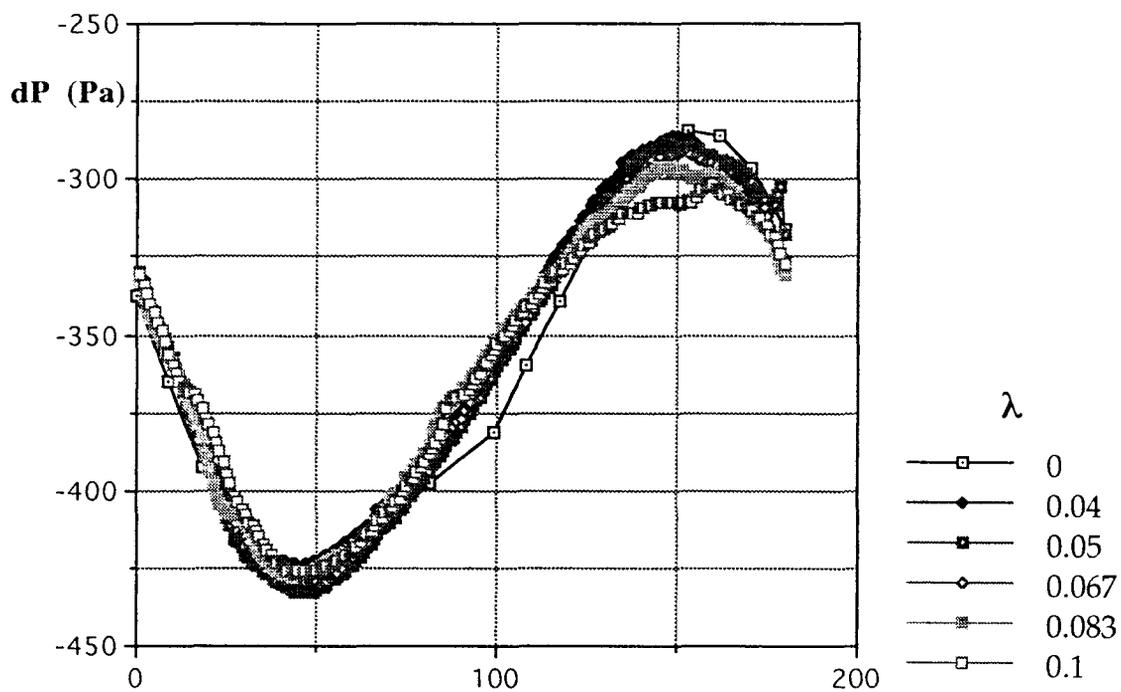


Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$

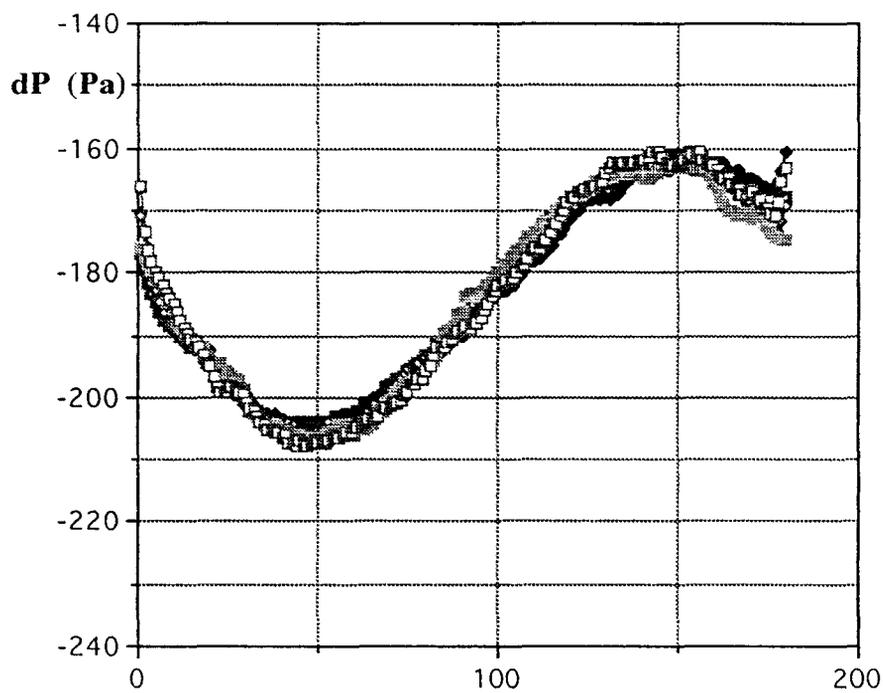


Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$

Figure III.2.32: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.384$



Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$



Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$

Figure III.2.33: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.476$

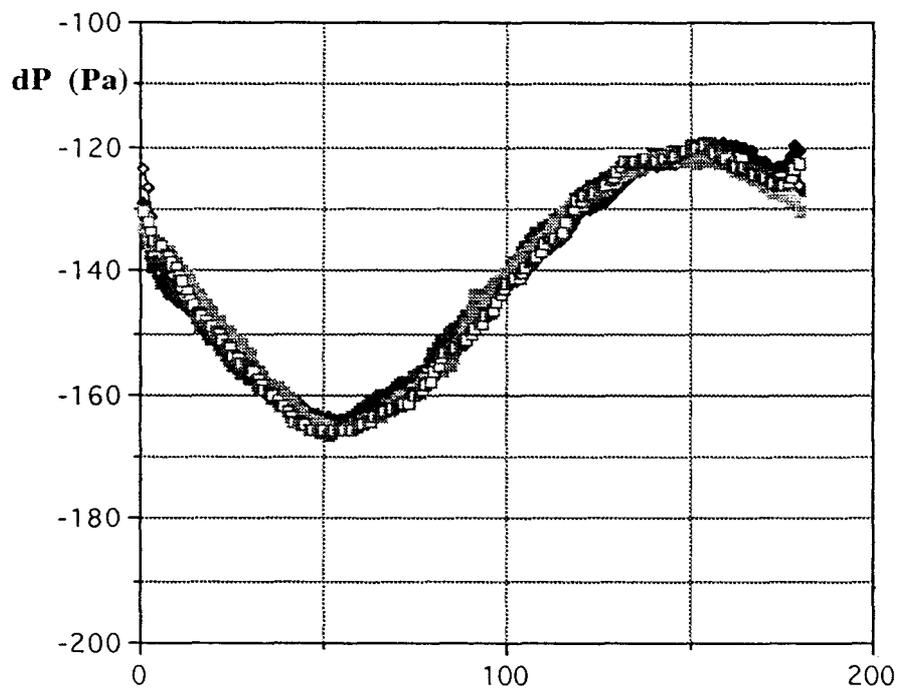
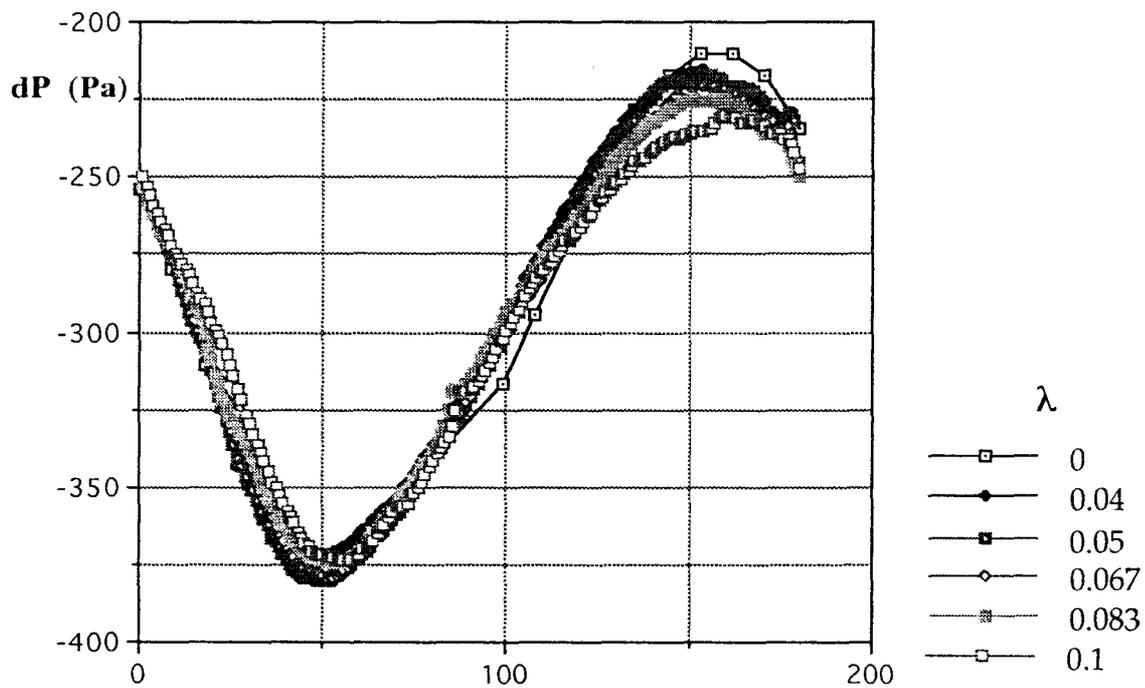


Figure III.2.34: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.568$

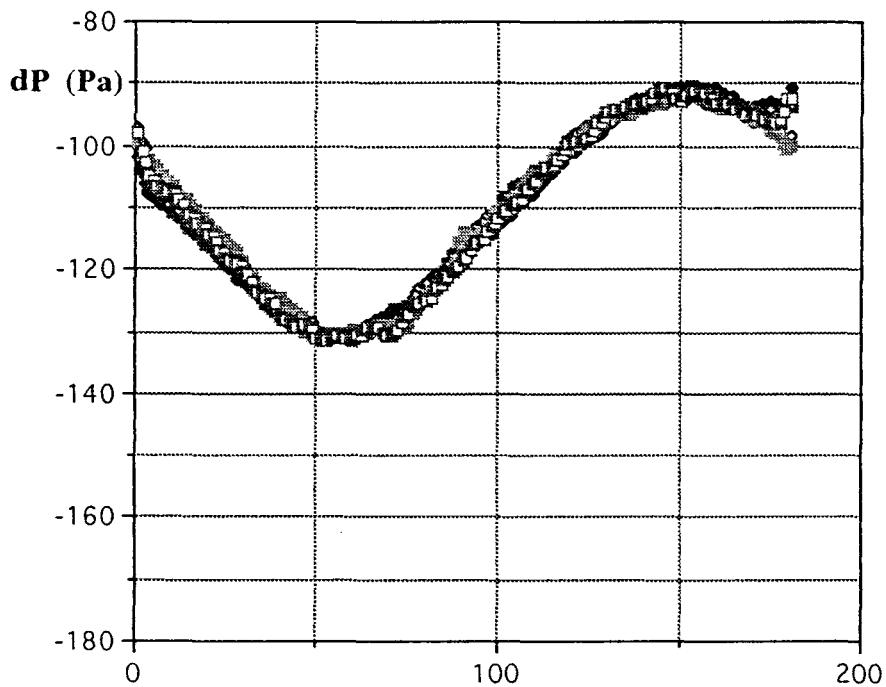
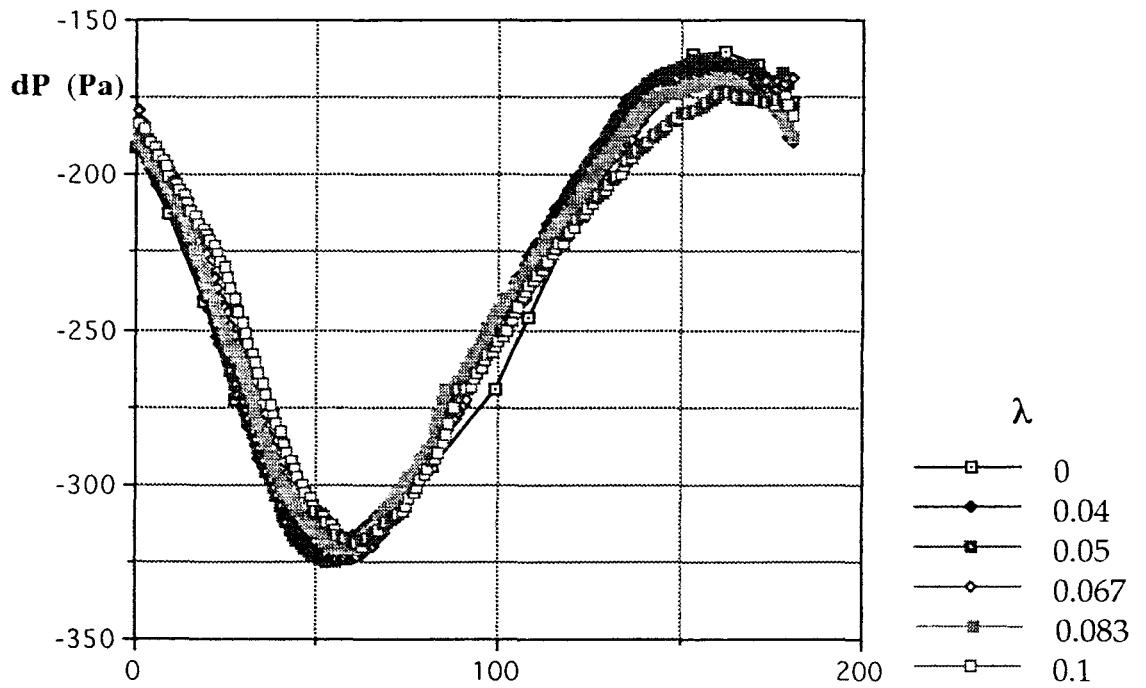


Figure III.2.35: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.660$

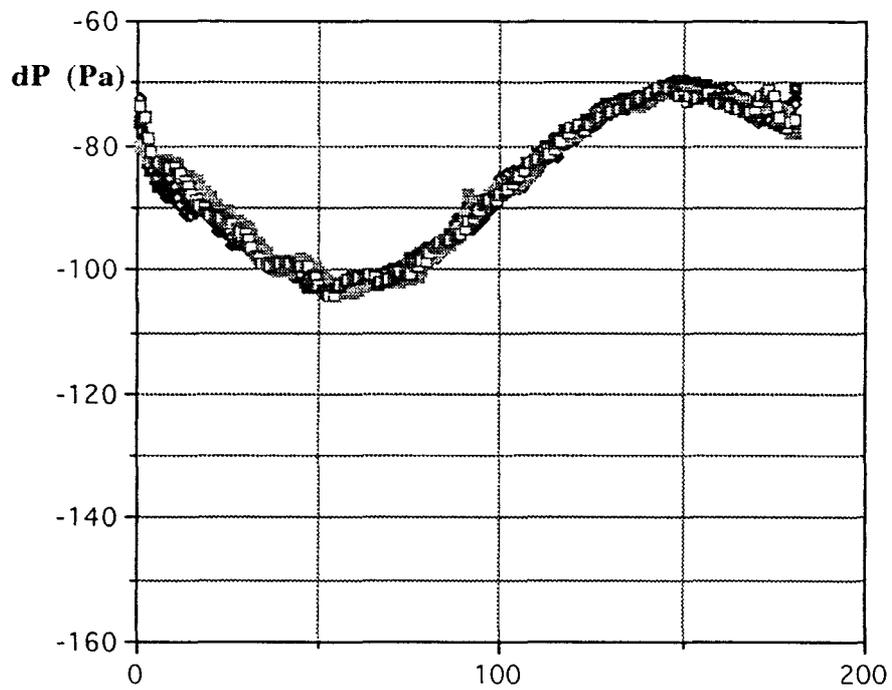
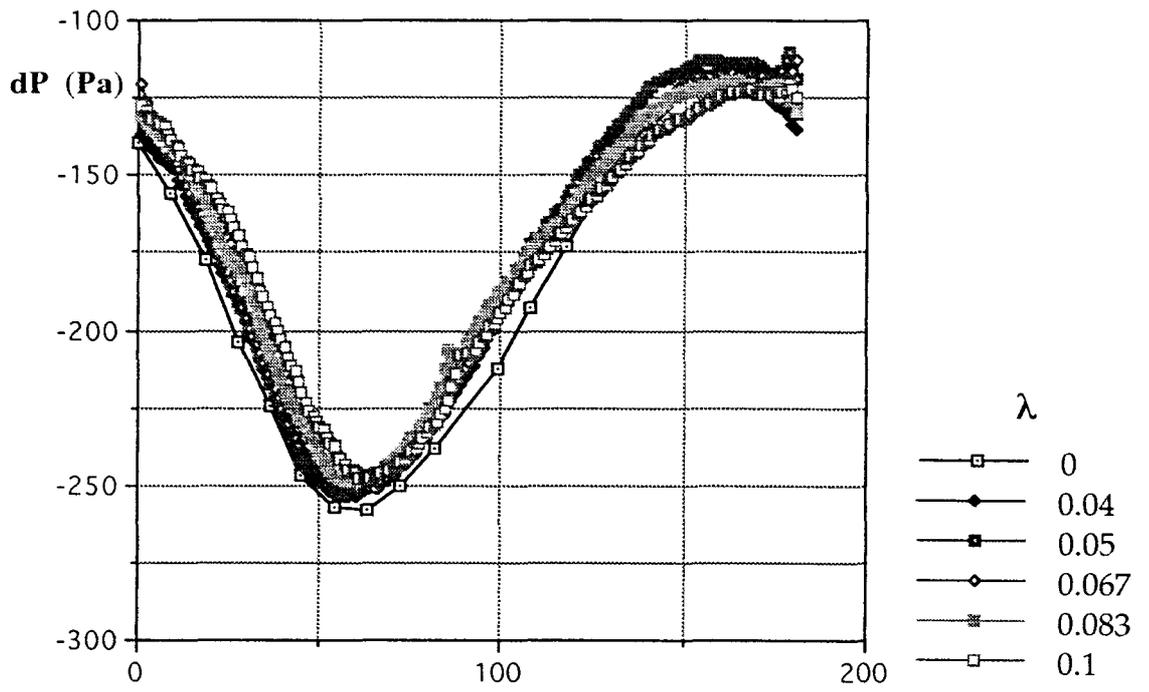
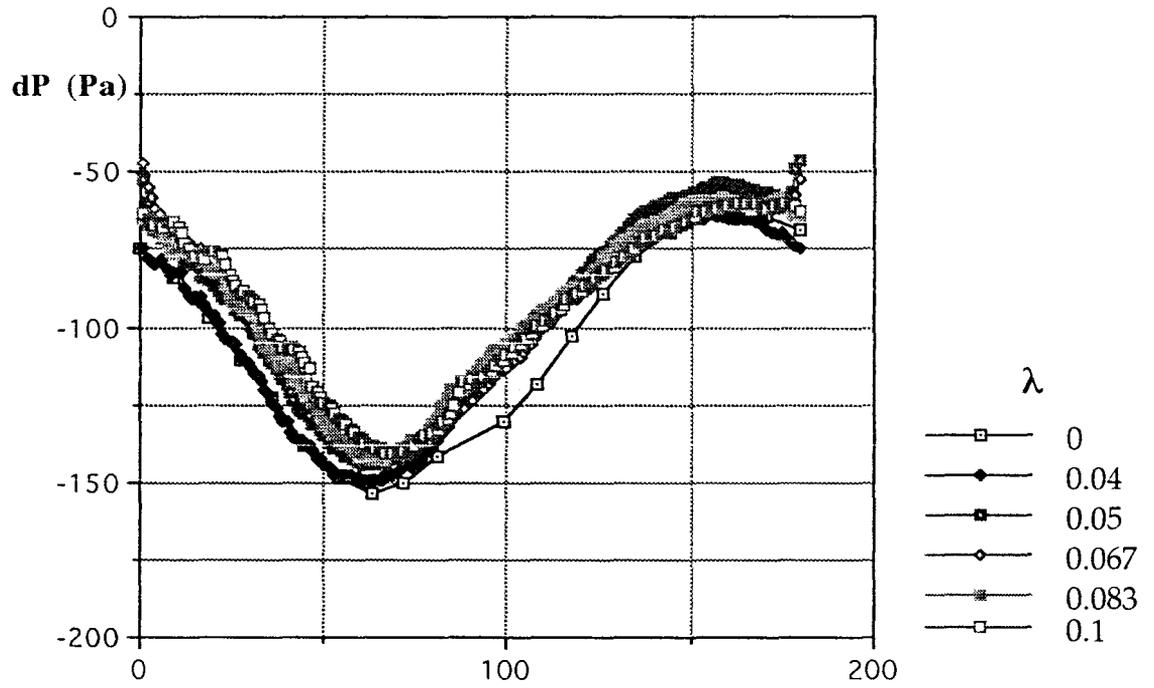
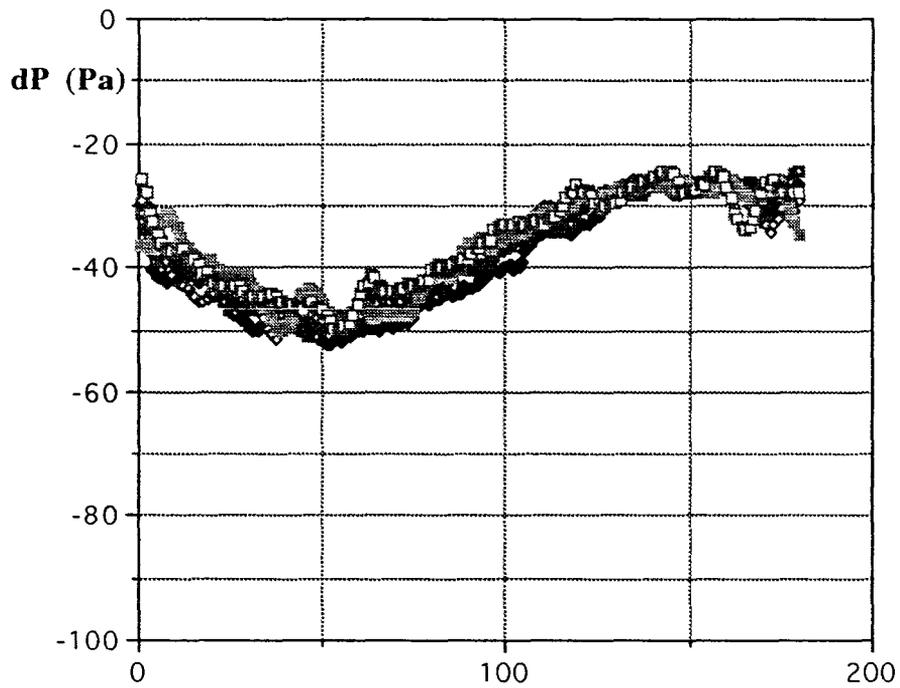


Figure III.2.36: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.756$



Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$



Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$

Figure III.2.37: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.852$

Figure III.2.38a: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.04$

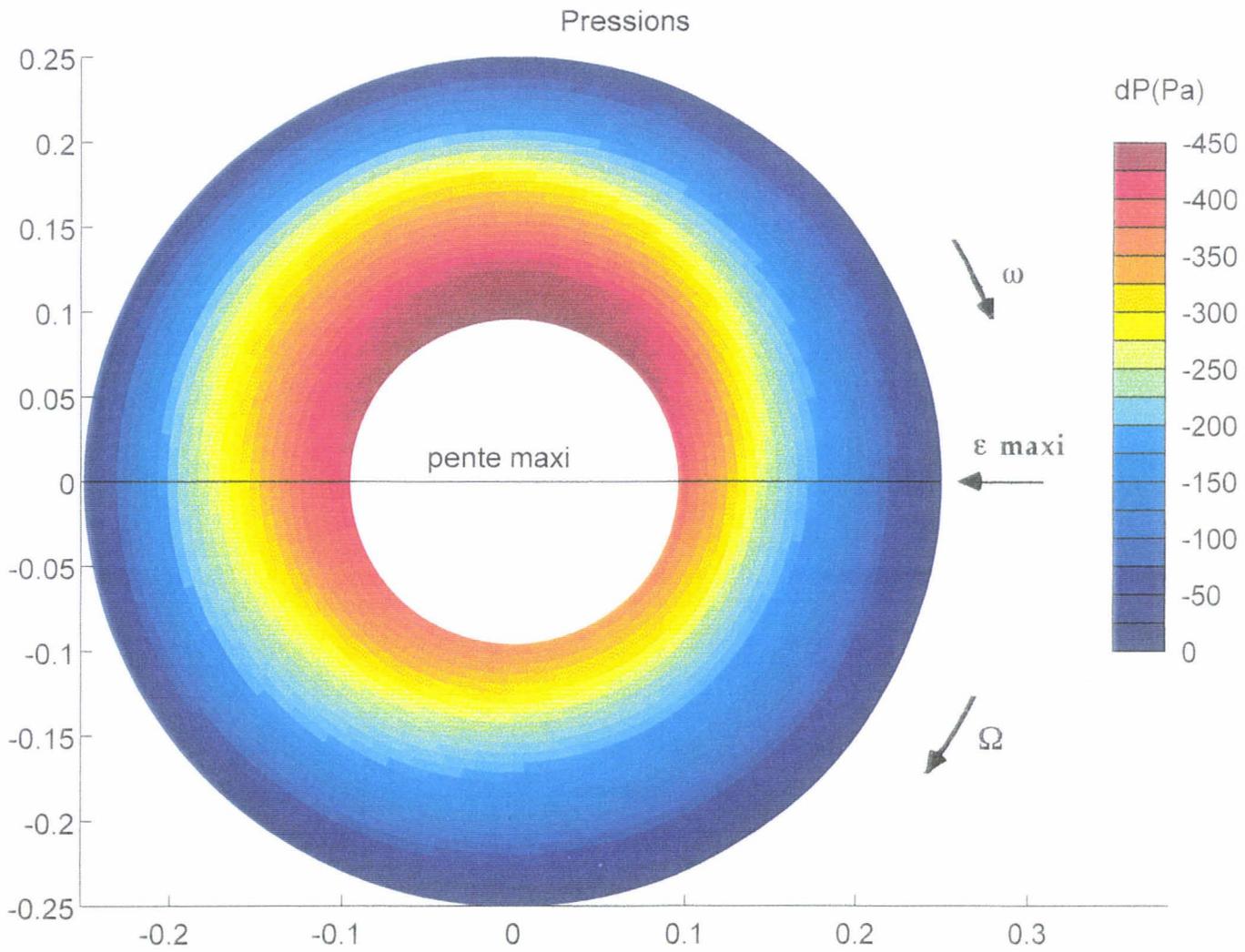


Figure III.2.38b: Carte de pression

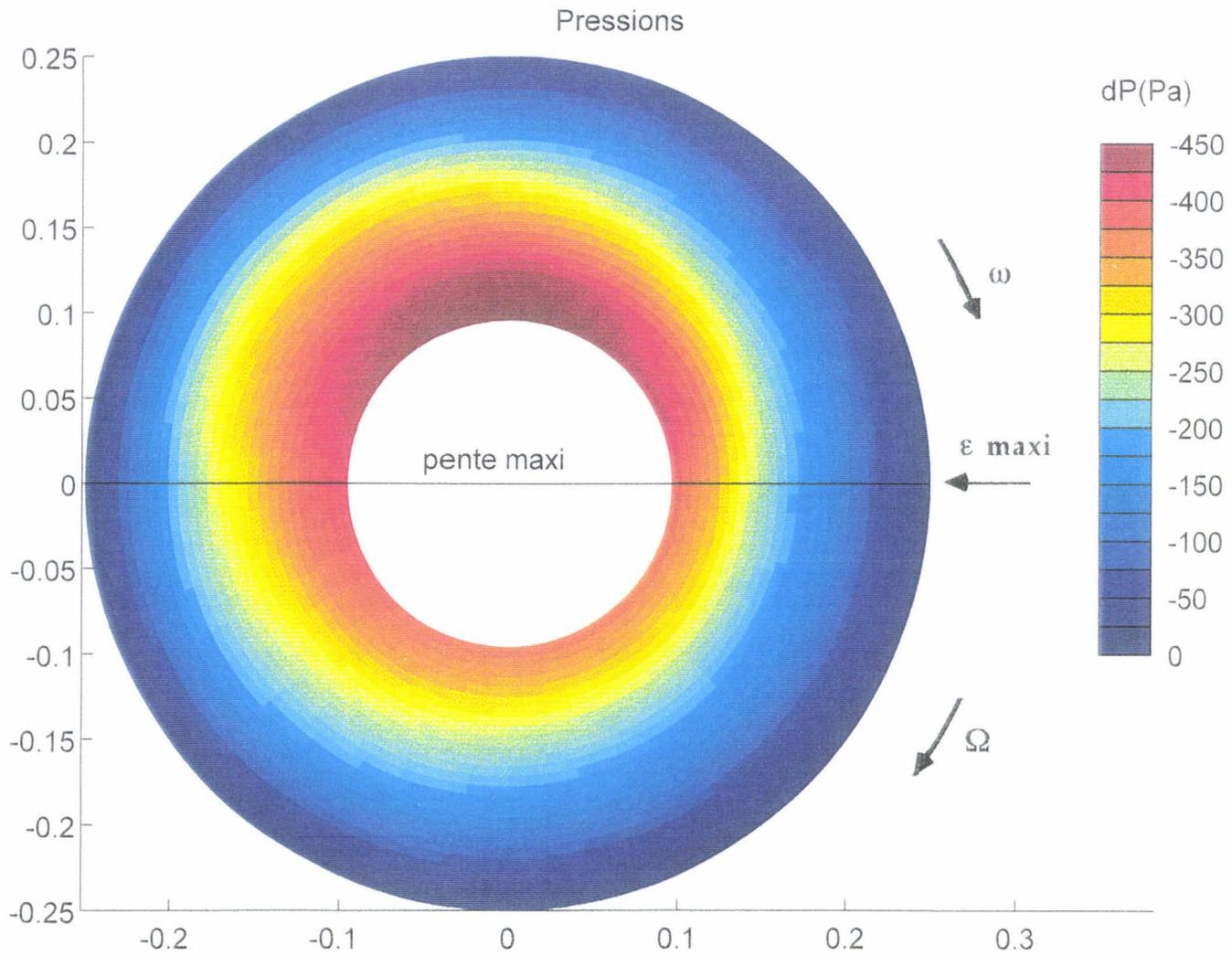
Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Reh = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.1$ 

Figure III.2.39a: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.04$

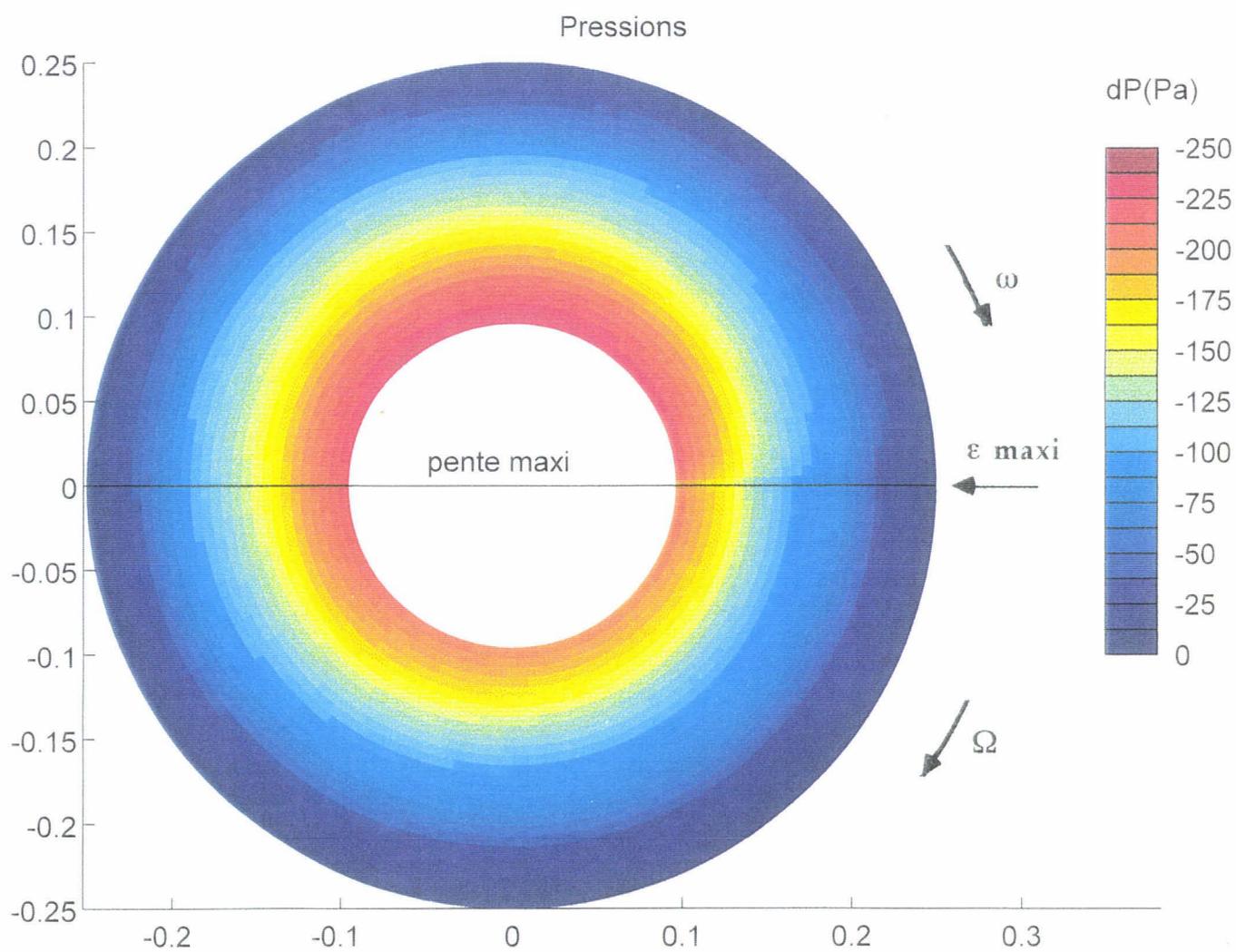
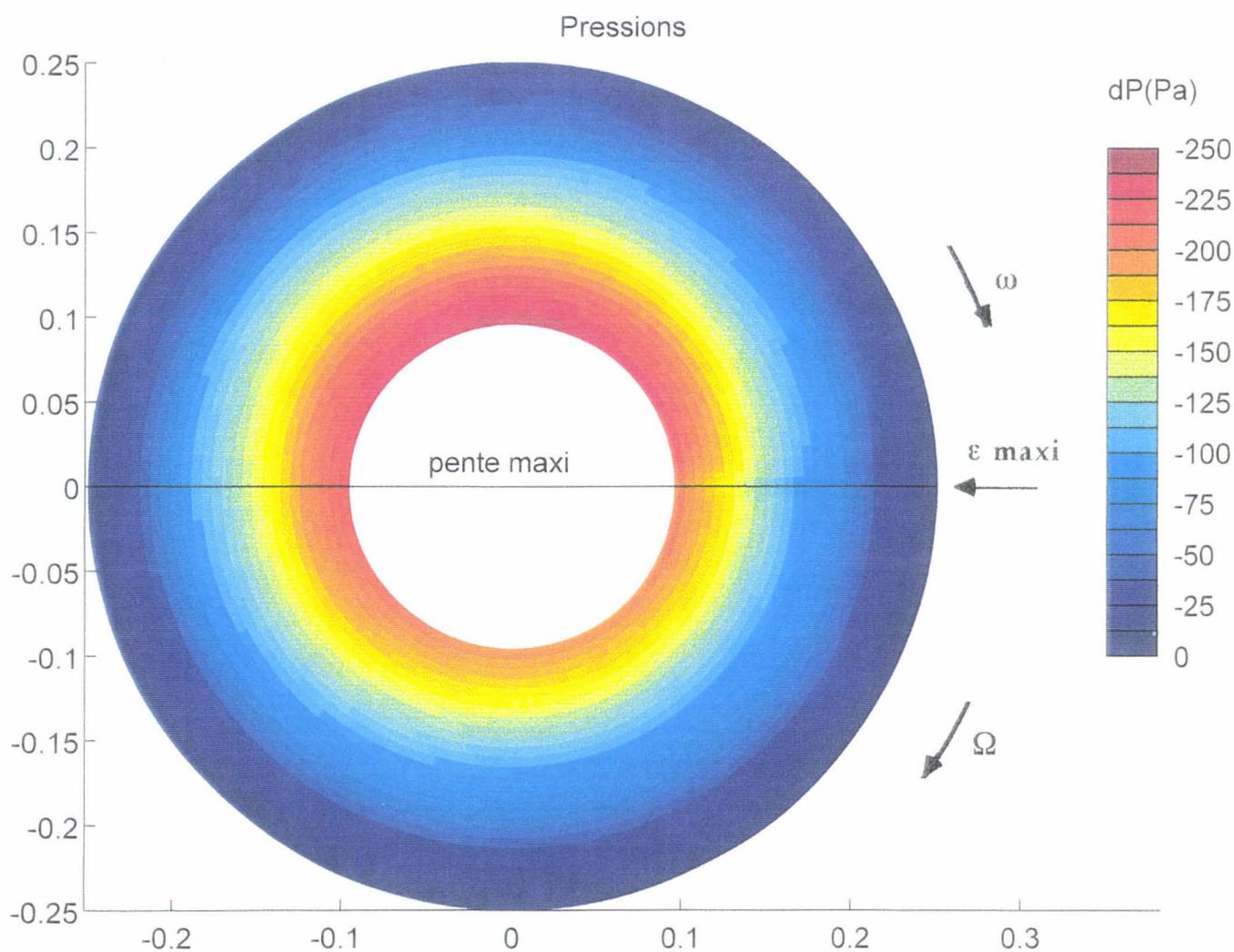


Figure III.2.39b: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Reh = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = 0.1$



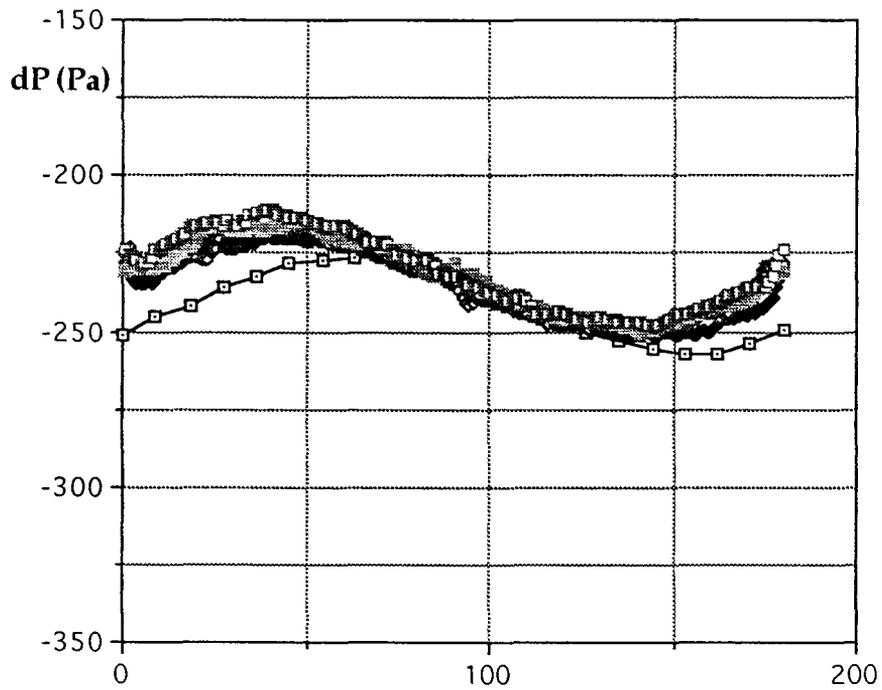
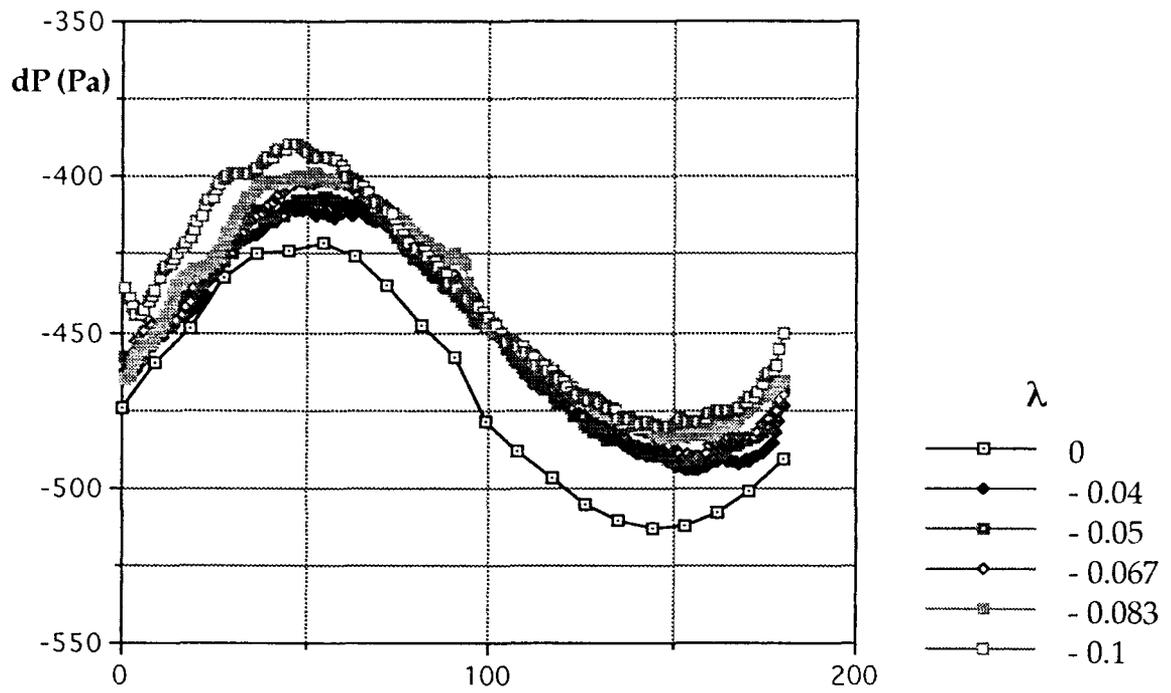


Figure III.2.40: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.384$

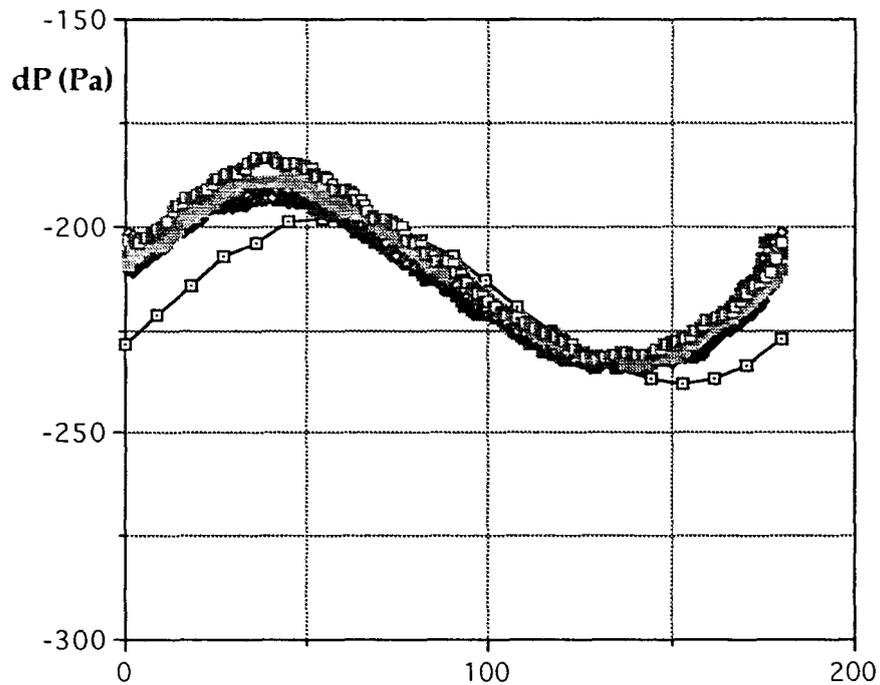
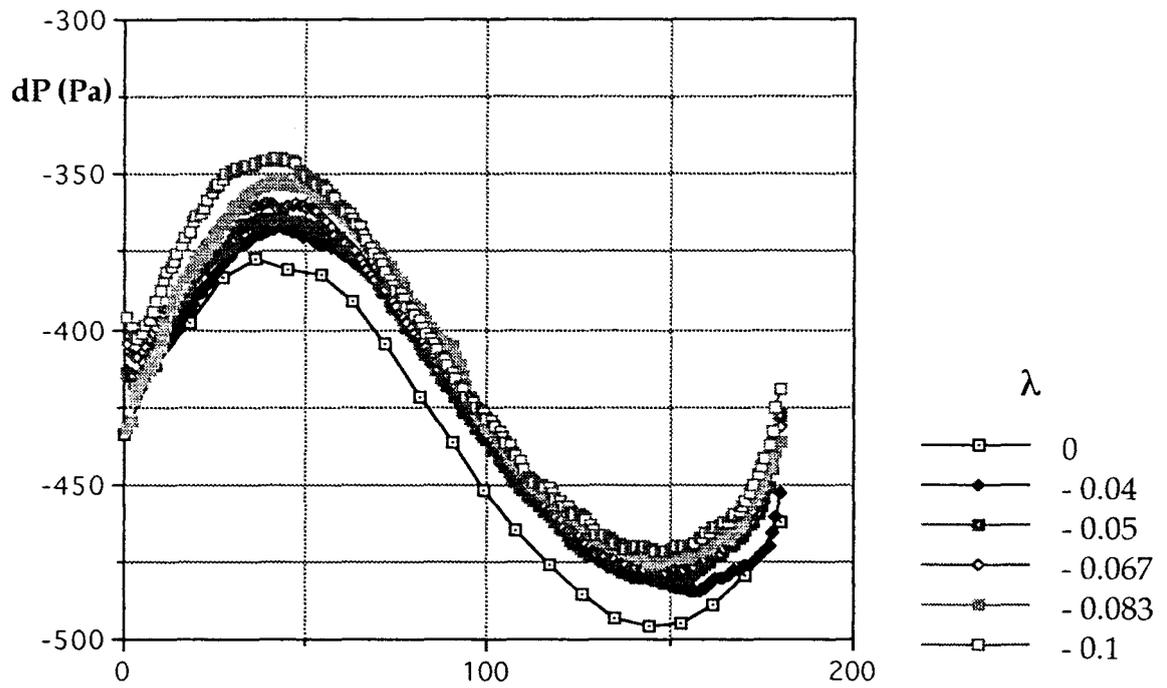


Figure III.2.41: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.476$

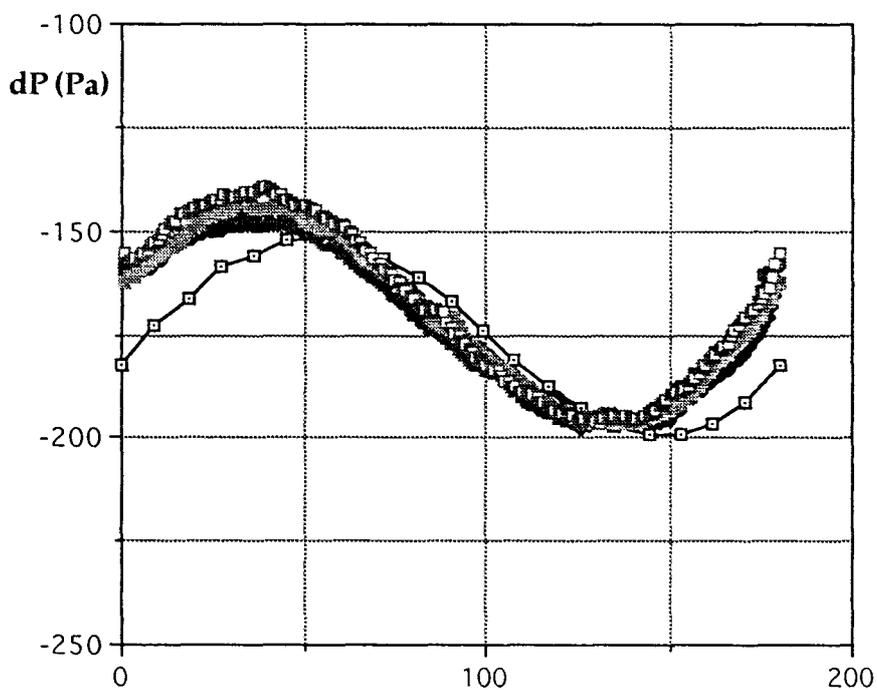
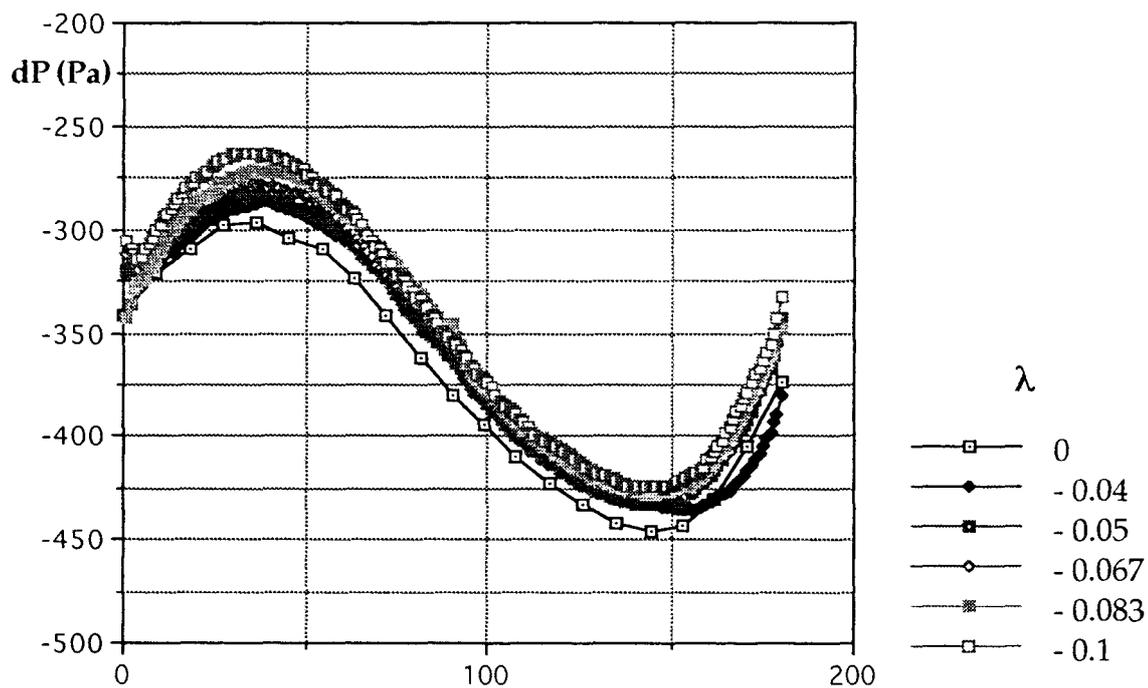
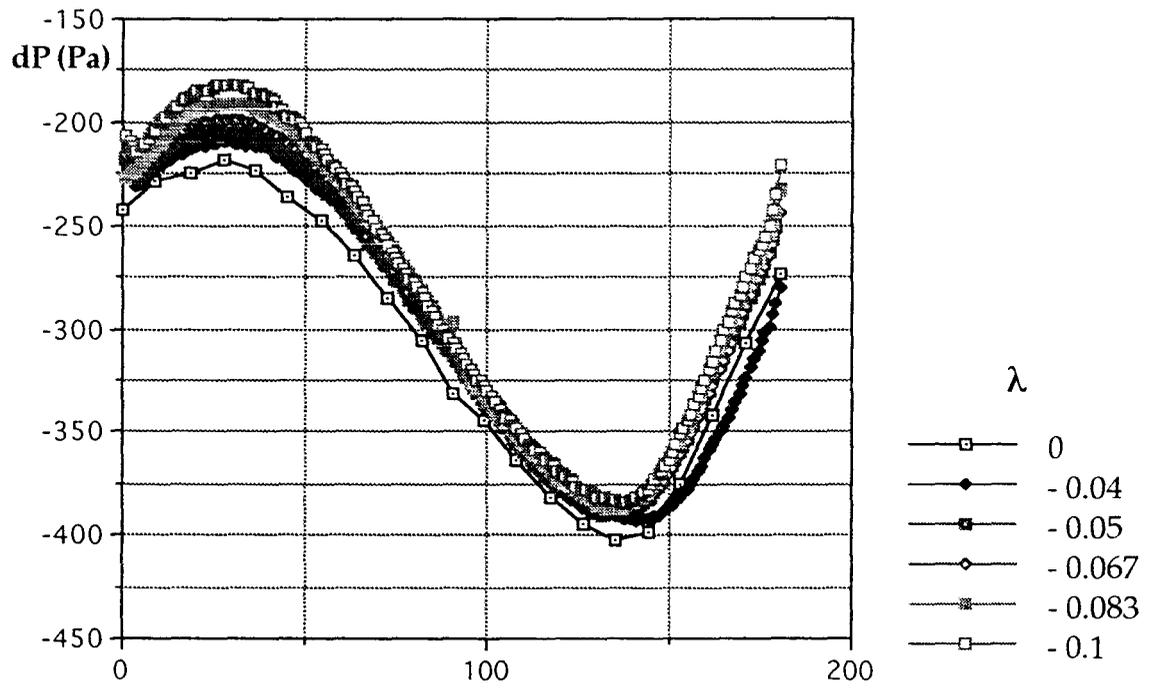
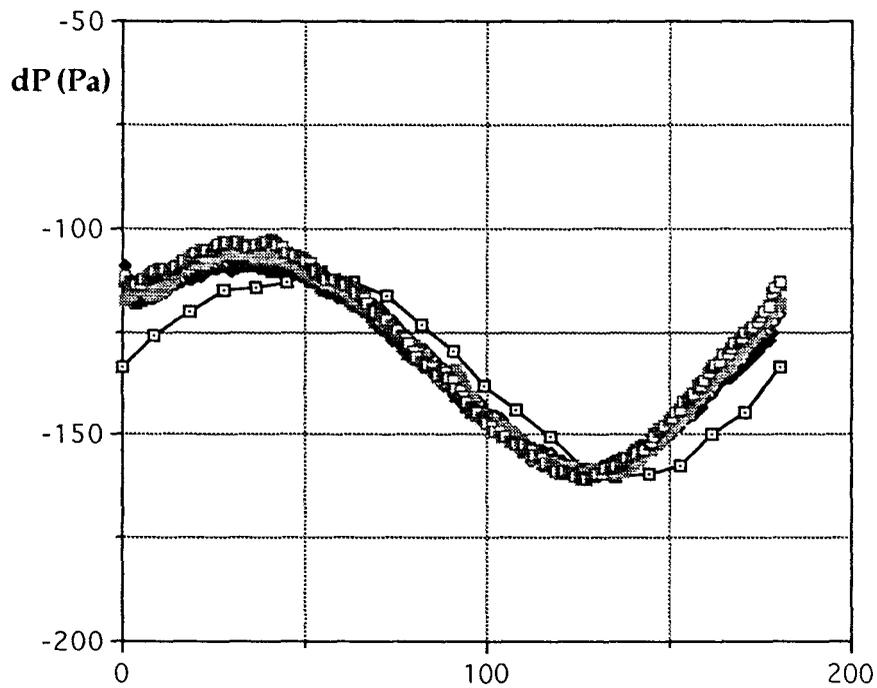


Figure III.2.42: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.568$



Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$



Disques non parallèles:  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$

Figure III.2.43: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.660$

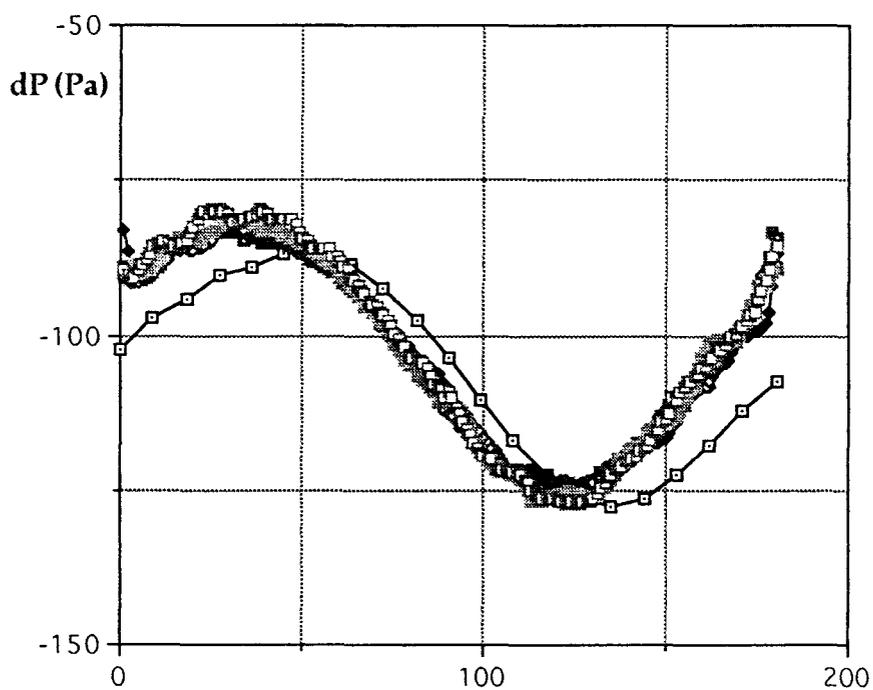
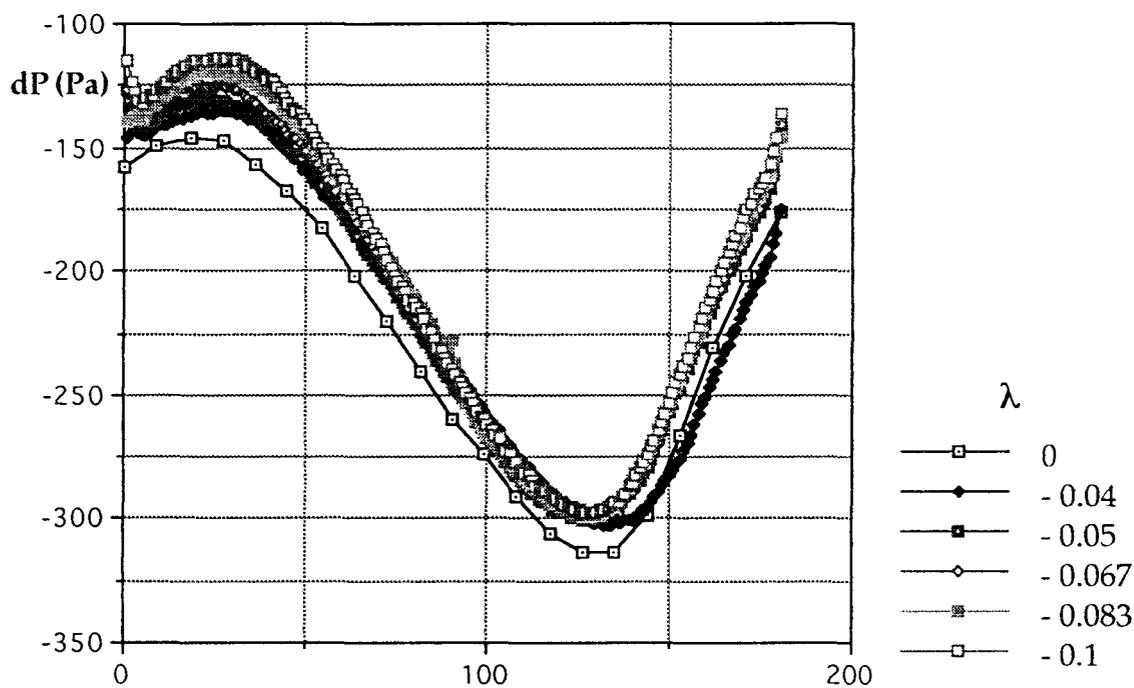


Figure III.2.44: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.756$

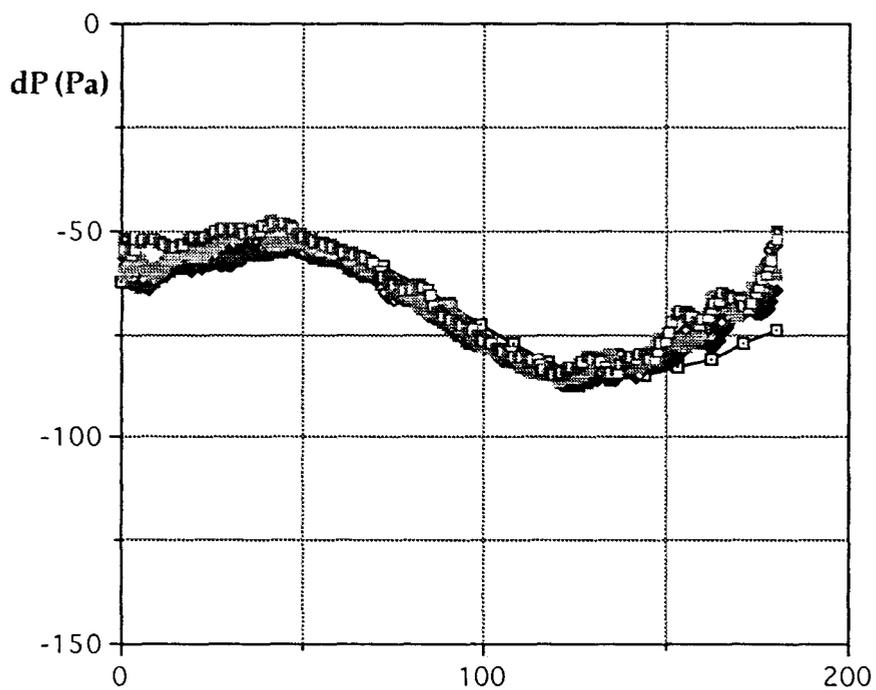
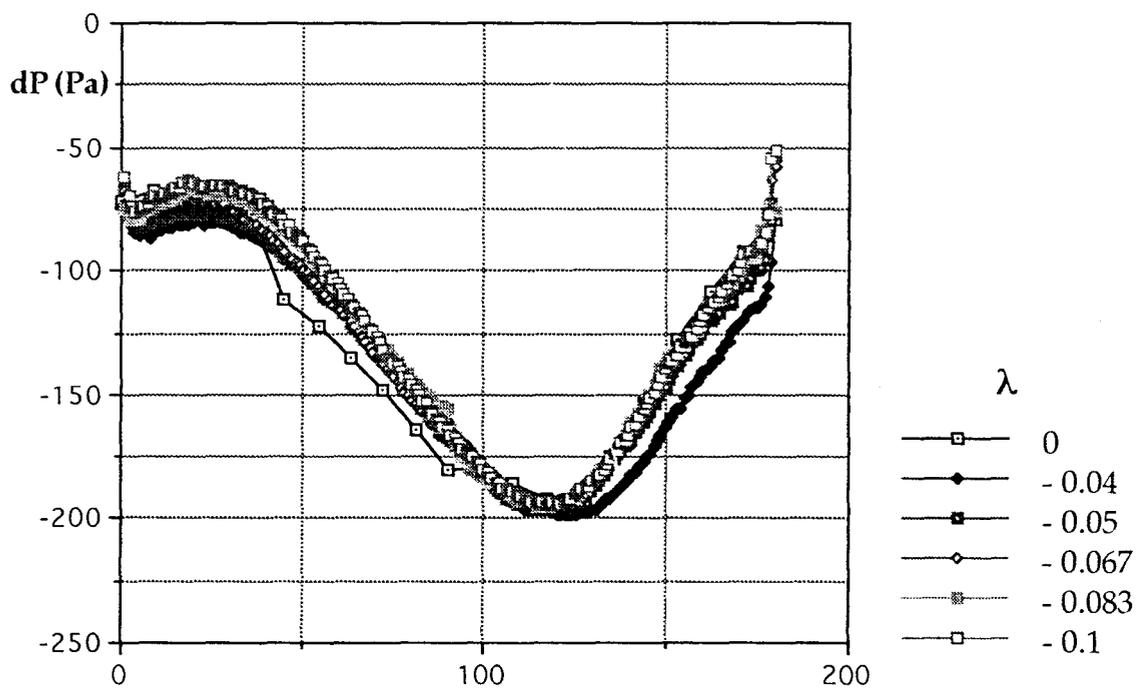


Figure III.2.45: Influence de la vitesse de précession;  $r/R = 0.852$

Figure III.2.46a: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.04$

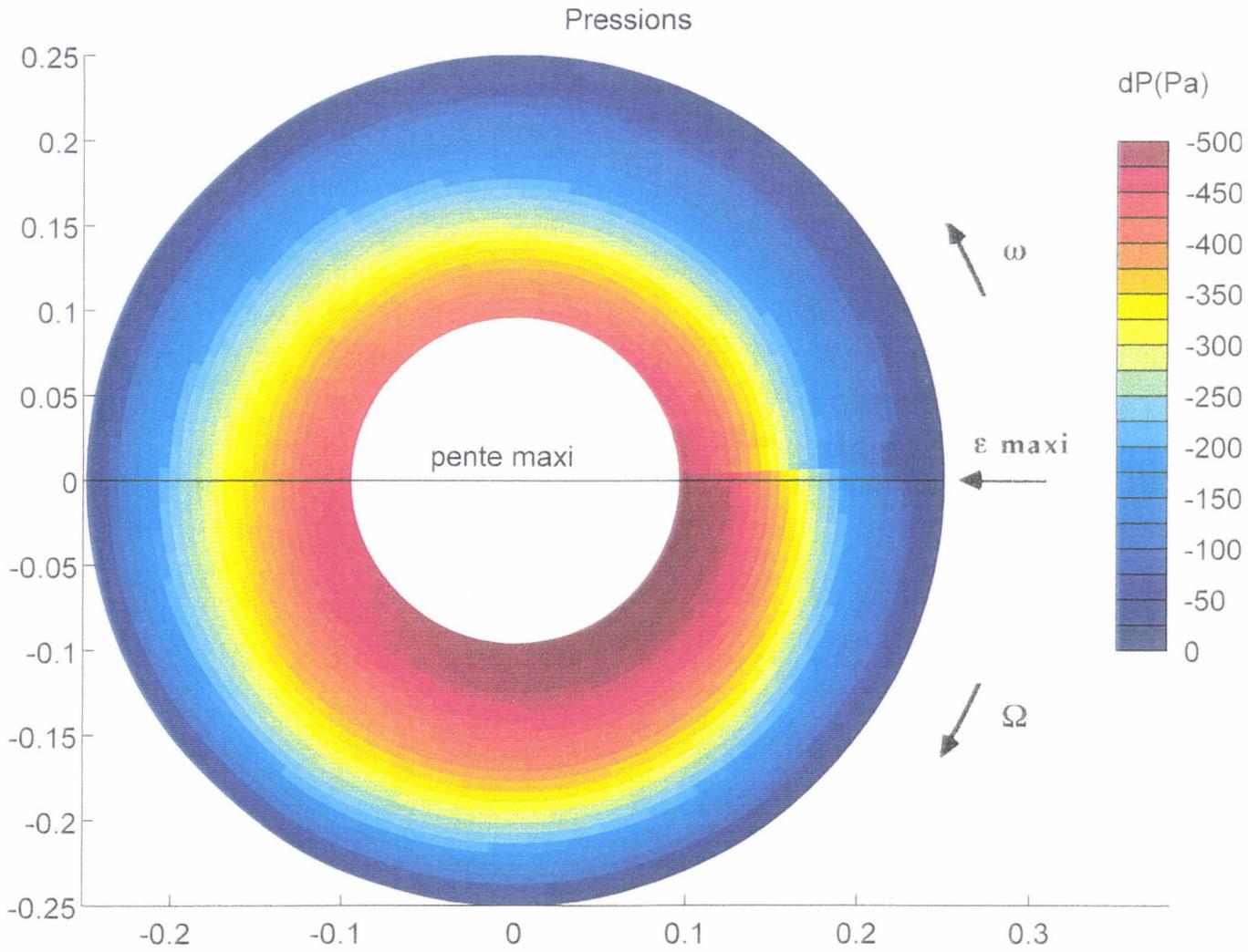


Figure III.2.46b: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.02$ ;  $Re_h = 2.62 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.1$

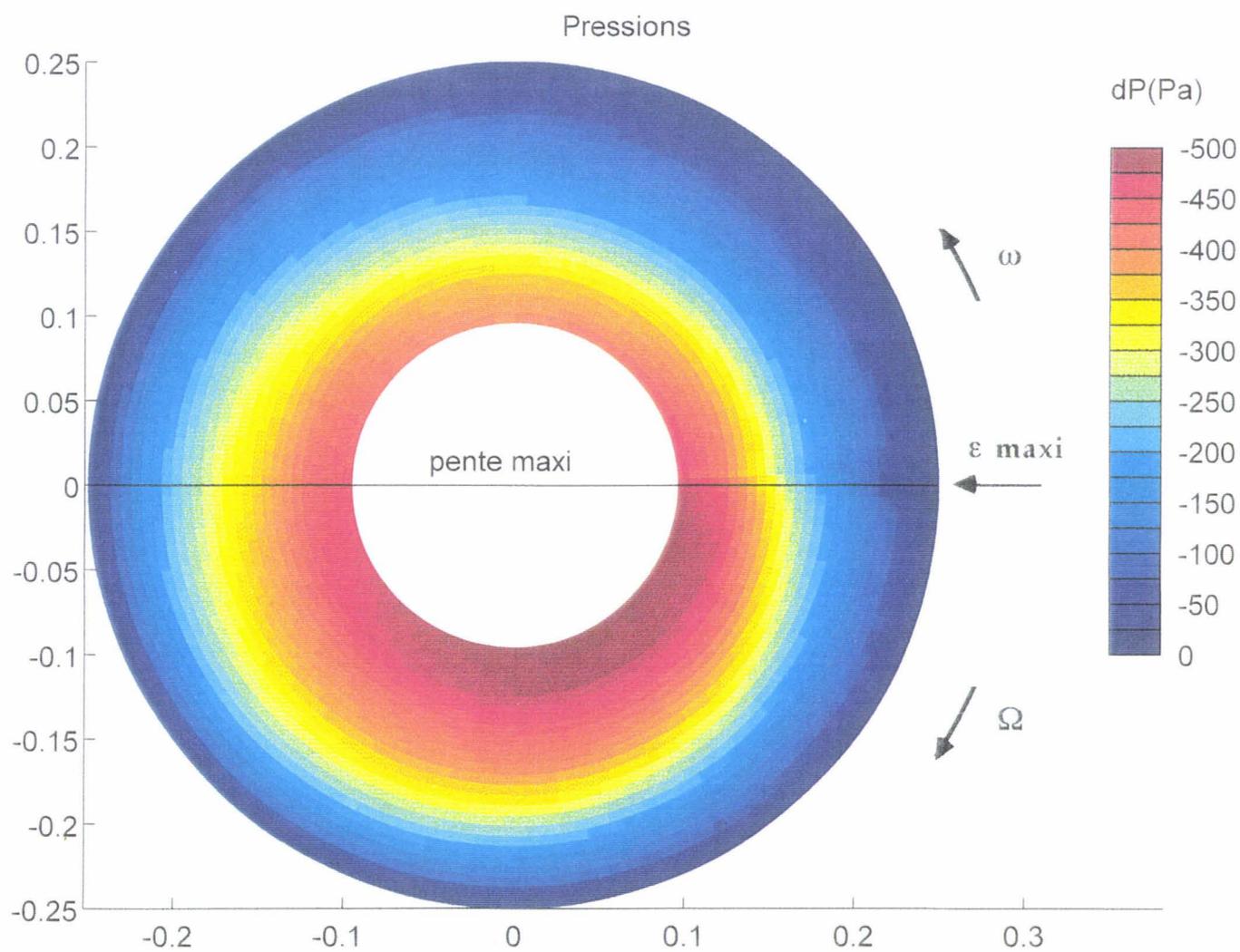


Figure III.2.47a: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.04$

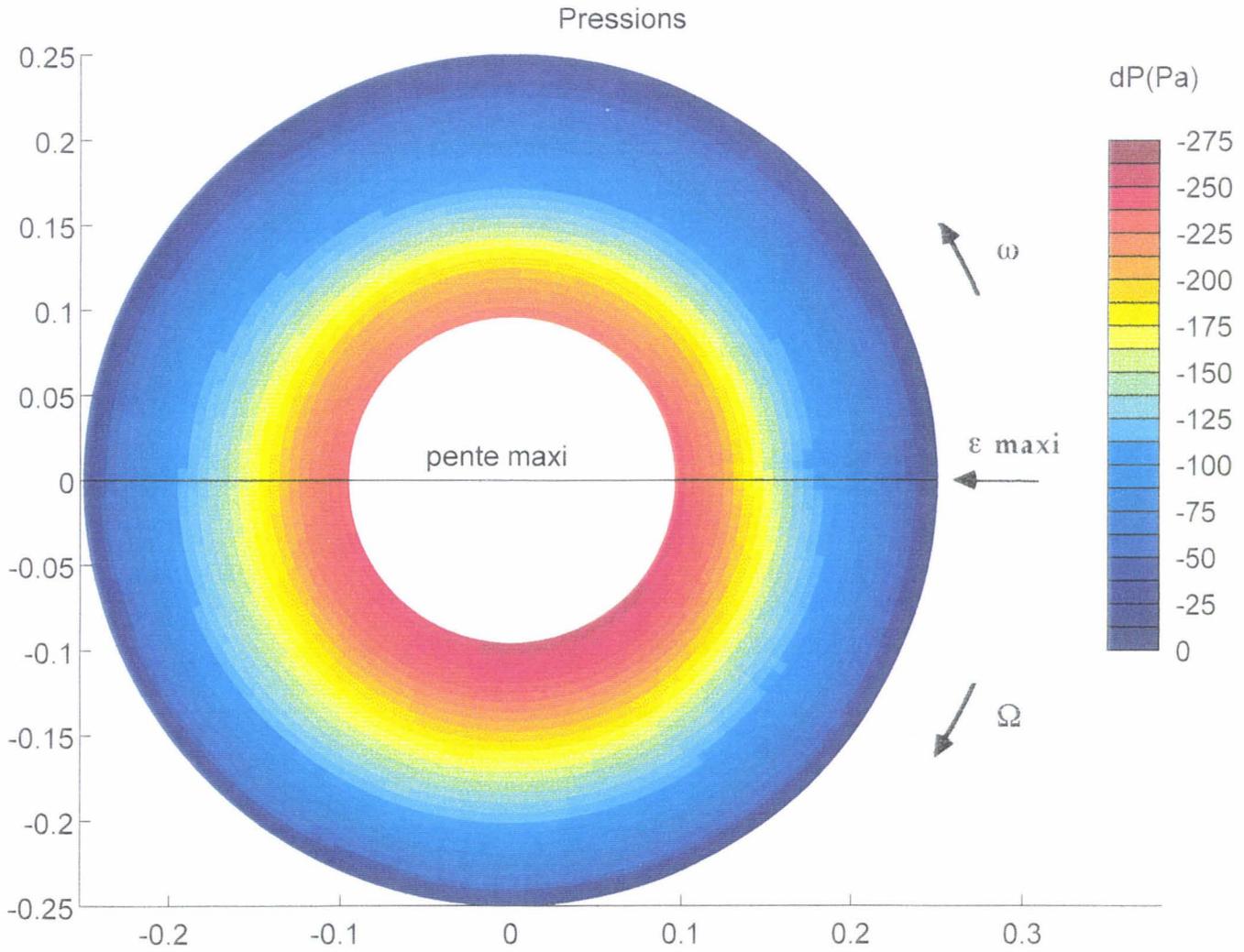
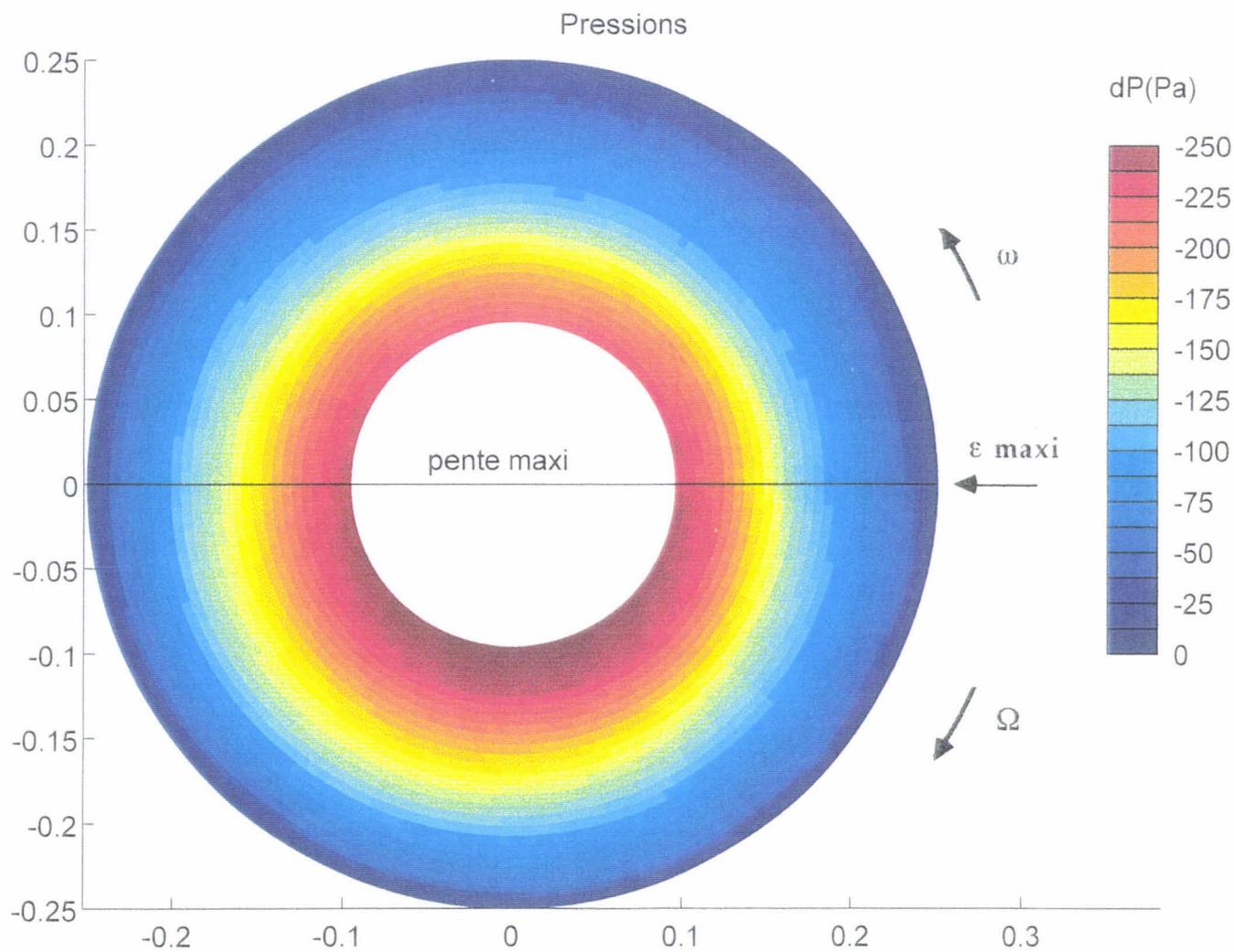


Figure III.2.47b: Carte de pression

Disques non parallèles;  $\varepsilon = 0.04$ ;  $Reh = 5.23 \cdot 10^4$ ;  $\lambda = -0.1$



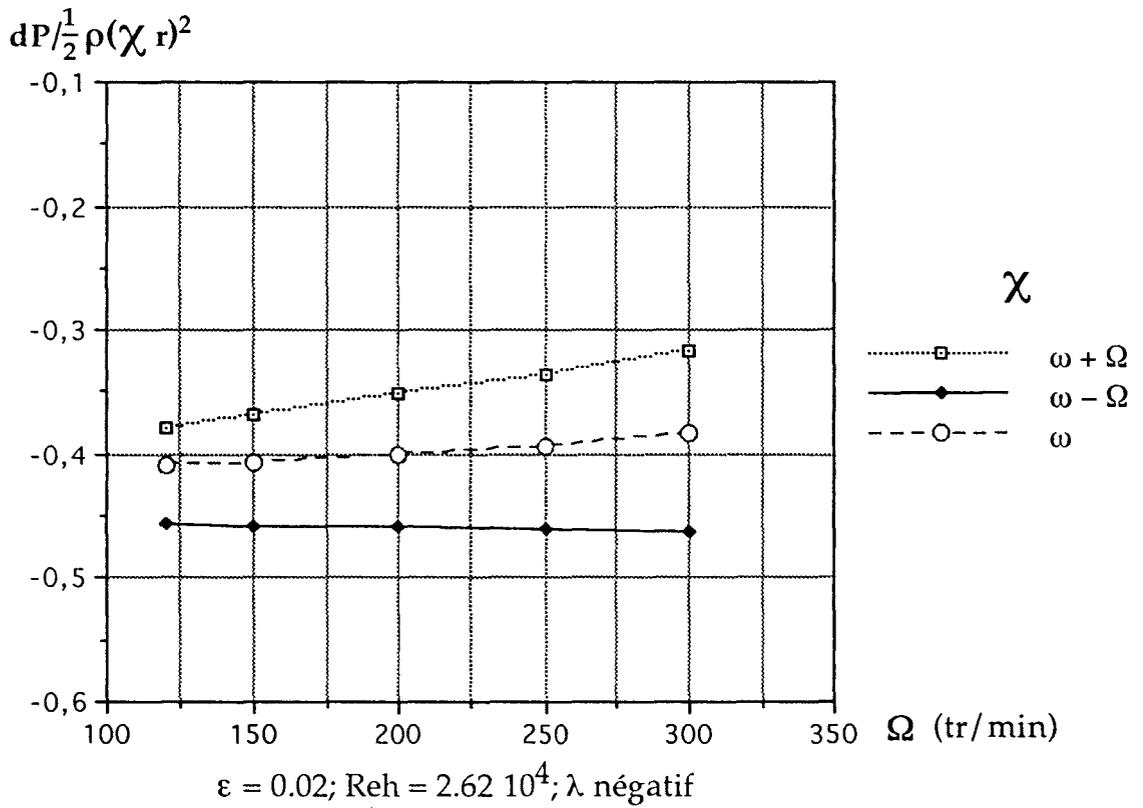
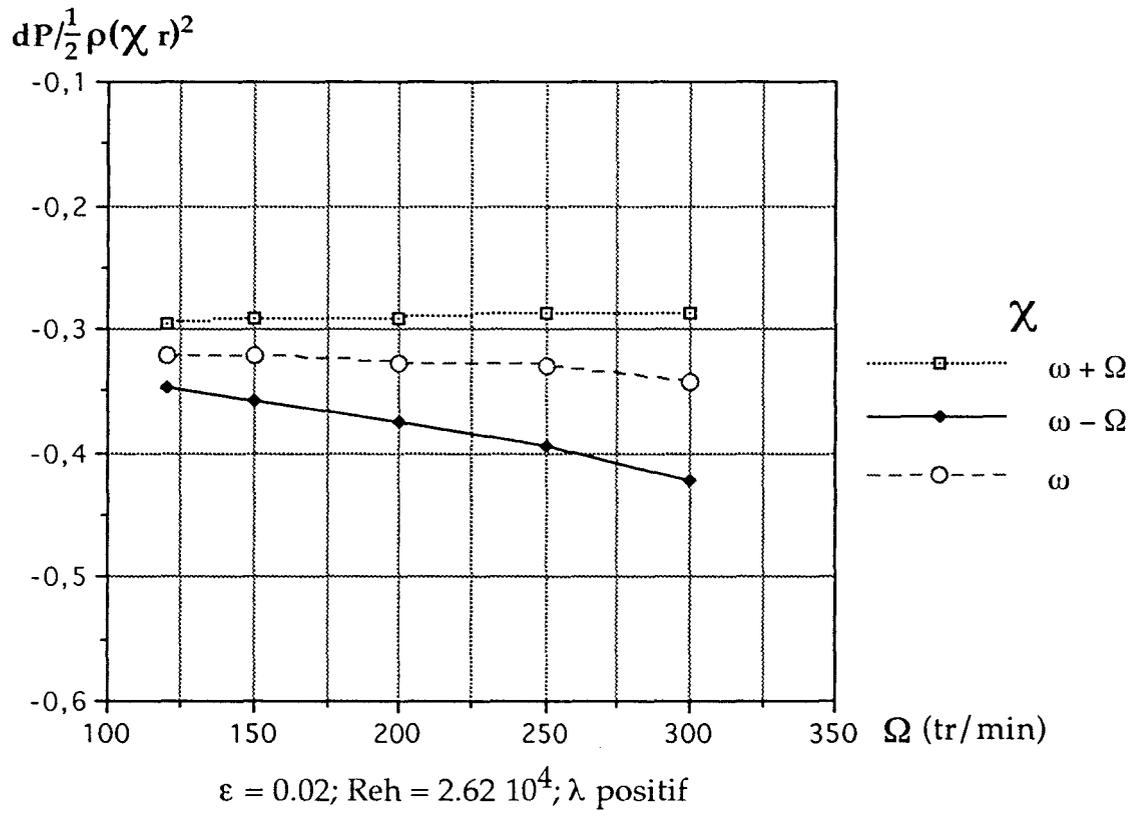


Figure III.248: Dépression adimensionnée;  $r/R = 0.476$

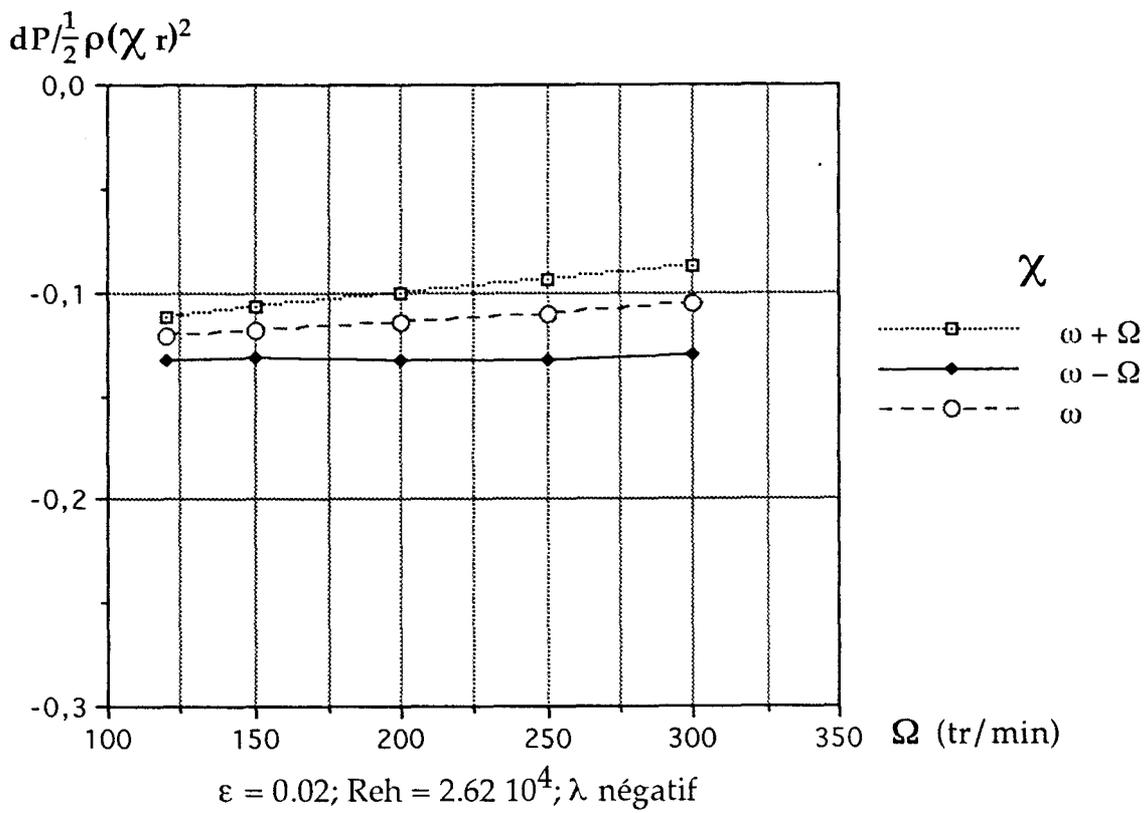
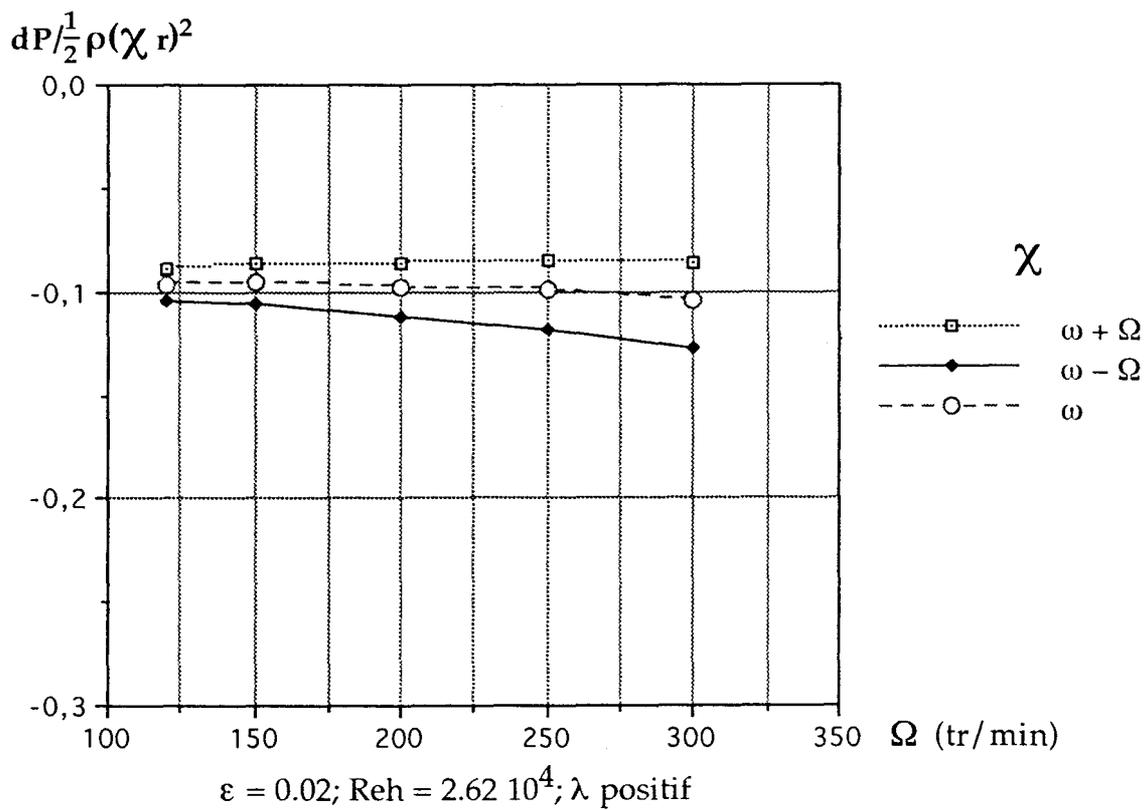


Figure III.249: Dépression adimensionnée;  $r/R = 0.660$

### III.2.3) Conclusion.

L'évolution des fluctuations de pression dépend des différents paramètres qui régissent l'écoulement.

L'influence de la variation du rapport de forme de la cavité  $\varepsilon$  (exprime la variation de la hauteur de l'entrefer) se fait ressentir de la même façon que pour la cavité formée par les deux disques parallèles. La dépression diminue au fur et à mesure que le rapport de forme augmente. Lorsque  $\varepsilon$  est grand, l'effet dû au mouvement de précession est moins perceptible, les fluctuations ont une amplitude plus beaucoup petite.

L'influence de la vitesse du mouvement de précession dépend du sens de rotation de ce mouvement. Lors de l'évolution de la vitesse, les fluctuations ont un comportement différent suivant le signe du taux de précession réduite  $\lambda$  ( $\lambda$  positif: même sens de rotation pour les deux mouvements,  $\lambda$  négatif: sens opposé). Pour  $\lambda$  positif on obtient une augmentation de la dépression au sein de la cavité lors de l'augmentation de la vitesse de précession. L'étude de la contribution du mouvement de précession semble indiquer que tout se passe comme si on obtenait une vitesse équivalente résultant de la vitesse de rotation propre du disque et de la vitesse de rotation du mouvement de précession.

Pour  $\lambda$  positif cette vitesse équivalente est la somme de deux vitesses de rotation.

Lorsque  $\lambda$  est négatif, pour la même variation de vitesse, la dépression diminue. La vitesse équivalente est dans ce cas la différence entre la vitesse de rotation propre du disque mobile et la vitesse de rotation du mouvement de précession.

### III.3) Moment aérodynamique.

#### III.3.1) Objectifs.

Après avoir analysé le comportement des fluctuations de pression à l'intérieur de la cavité en fonction de la variation des différents paramètres tels que la hauteur de l'entrefer, la vitesse et le sens de rotation du mouvement de précession, nous consacrons ce paragraphe à l'exploitation de ces mesures de pression pour le calcul du moment aérodynamique.

Pour répondre à l'attente des industriels membres du pôle FIRTECH 'M.E.M.T.A.', nous avons mesuré l'intensité et à la phase du moment aérodynamique pour confirmer ou infirmer le fait que les modes vibratoires sont entretenus et amplifiés par des forces aérodynamiques. Ces forces sont dues à l'écoulement de fluide dans les espaces séparant les parties mobiles et les parties fixes (roue-diaphragme, roue-plafond). La projection du moment sur le disque mobile donne alors les composantes des efforts dû à ce mouvement vibratoire. L'analyse de ces composantes nous dit si elles sont susceptibles d'apporter ou de consommer de l'énergie dans le mouvement vibratoire.

#### III.3.2) Hypothèses.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, paragraphe II.2) ( description du problème et hypothèses ), le moment  $\vec{M}$  est dû aux contributions des forces de pression  $\vec{M}_p$  et des forces de viscosité  $\vec{M}_v$ .

La composante qui nous intéresse est celle dite de basculement, elle résulte de la projection du moment  $\vec{M}$  sur la direction  $X_m$ , direction de la plus grande pente du disque ( figure III.3.1 ). Seule cette composante est susceptible de travailler dans le mouvement de précession.

La composante suivant  $Z_m$ , direction de pente nulle, ne travaille pas. Celle normale au disque, direction  $Y_m$ , travaille dans la rotation propre du disque. Dans le paragraphe II.2) du chapitre II, on a également montré, en évaluant les différents moments, que le moment dû aux forces visqueuses  $\vec{M}_v$  était négligeable devant le moment dû aux forces de pression  $\vec{M}_p$ . Or ici, les forces de viscosité n'ont de

moment qu'autour de la normale au disque, leur contribution au basculement est donc nulle.

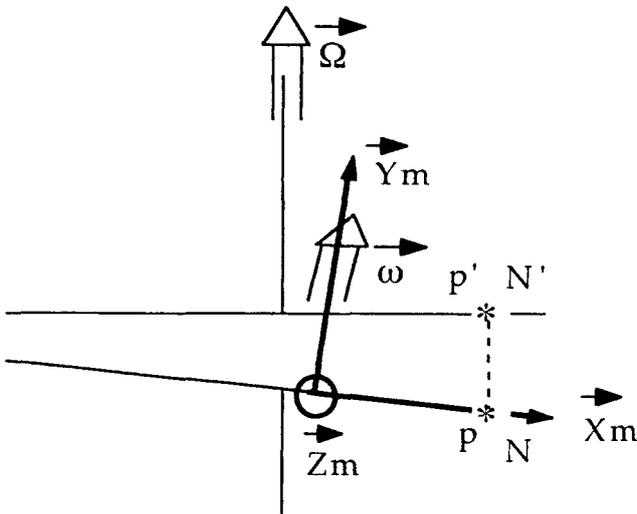


Figure III.3.1

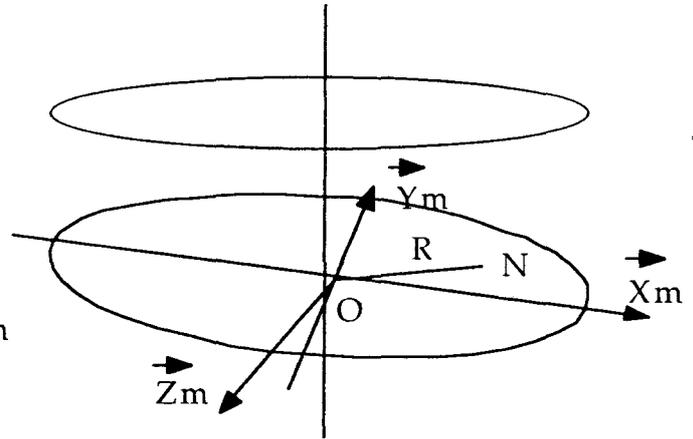


Figure III.3.2

Les forces de pression sur le disque mobile ont un moment qui s'écrit comme suit ( figure III.3.2 ):

$$\vec{M}_p = \int \vec{ON} \wedge p \vec{Y}_m ds \quad \text{avec } R_m \text{ le repère lié au}$$

mouvement de précession.

$$\vec{M}_p \text{ peut encore s'écrire:} \quad \vec{M}_p = \int R p \vec{e}_\theta ds$$

Le moment de basculement prend en compte la dissymétrie du champ de pression dû notamment à l'effet de coin dans les zones convergentes et divergentes. Le moment exercé par le fluide sur le disque supérieur ne diffère de celui exercé sur le disque inférieur que par la quantité de mouvement introduite à la périphérie des disques. Cette quantité de mouvement est essentiellement radiale et tangentielle, la composante axiale est très faible. De la même manière que pour le moment  $\vec{M}_v$  on a démontré dans le chapitre II paragraphe II.2) que le moment dû à la quantité d'accélération  $\vec{M}_a$  pouvait être négligé par rapport au moment  $\vec{M}_p$ .

On suppose par la suite que les moments de basculement appliqués aux disques fixe et mobile sont égaux en modules et de signes opposés.

On peut aboutir à la même hypothèse en supposant que la pression en N est égale à la pression en N', ce qui revient à négliger des tensions tels que

$h \left[ \frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial r}, \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{r \partial \theta}, \rho u_r \frac{\partial u_z}{\partial r}, \rho u_\theta \frac{\partial u_z}{r \partial \theta} \right]$  qui caractérisent  $p-p'$  devant  $p$  ( figure III.3.1 ).

### III.3.3) Calcul du moment de basculement sur le disque fixe.

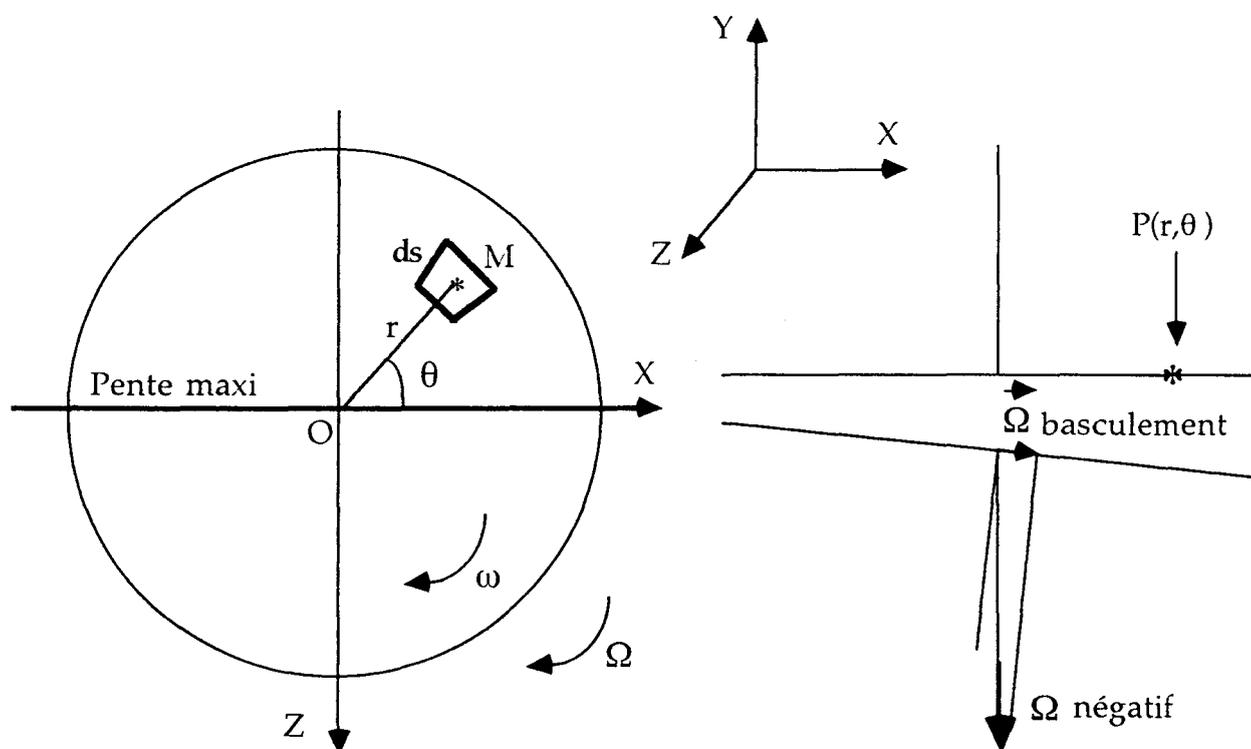


Figure III.3.3

La force élémentaire exercée au point M est due à la pression exercée sur l'élément de surface en ce point ( figure III.3.3 ).

L'élément de surface noté  $ds$  vaut:  $ds = r dr d\theta$

La force élémentaire notée  $\vec{dF}$  vaut:  $\vec{dF} = -P_M(r, \theta) ds \vec{Y}$   
 $\vec{dF} = -P_M(r, \theta) r dr d\theta \vec{Y}$

où  $P_M(r, \theta) = p_M(r, \theta) - p_{atm}$

Le moment élémentaire, dû à la force exercée en M, ramené au point O devient alors:

$$\text{Le moment élémentaire noté } \vec{dM} \text{ vaut: } \vec{dM} = \vec{OM} \wedge \vec{dF}$$

Pour obtenir le moment, il suffit de sommer sur l'ensemble du disque en faisant varier r de 0 à R et  $\theta$  de 0 à  $2\pi$ .

La composante du moment suivant la direction de la pente est:

$$M_x = \iint -P(r,\theta) r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta = - \iint P(r,\theta) r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta$$

Cette composante est la composante motrice par rapport au mouvement de basculement dû à la précession.

La composante du moment perpendiculaire à cette pente est:

$$M_z = - \iint -P(r,\theta) r^2 \cos\theta \, dr \, d\theta = \iint P(r,\theta) r^2 \cos\theta \, dr \, d\theta$$

Elle ne joue aucun rôle dans l'entretien du mouvement vibratoire.

### III.3.4) Résultats.

On rappelle que l'angle d'inclinaison du disque est  $\beta$  et est fixé à 1.5 degré, que la vitesse de rotation  $\omega$  du disque mobile est de 3000 tr/min et que la vitesse du mouvement de précession est  $\Omega$  et varie de 120 à 300 tr/min.

Le taux de précession réduite  $\lambda = \frac{\Omega}{\omega}$  varie de 0.04 à 0.1 pour des valeurs du rapport de forme de la cavité  $\varepsilon = \frac{H}{R}$  allant de 0.02 à 0.06. Pour  $\varepsilon = 0.02$  on a également testé le cas de la précession négative soit  $\lambda$  variant de -0.04 à -0.1.

Les valeurs négatives de  $\lambda$  sont obtenues en inversant le sens du mouvement de précession  $\Omega$ .

Les moments  $M_x$  et  $M_z$  calculés sont présentés sur la figure III.3.4

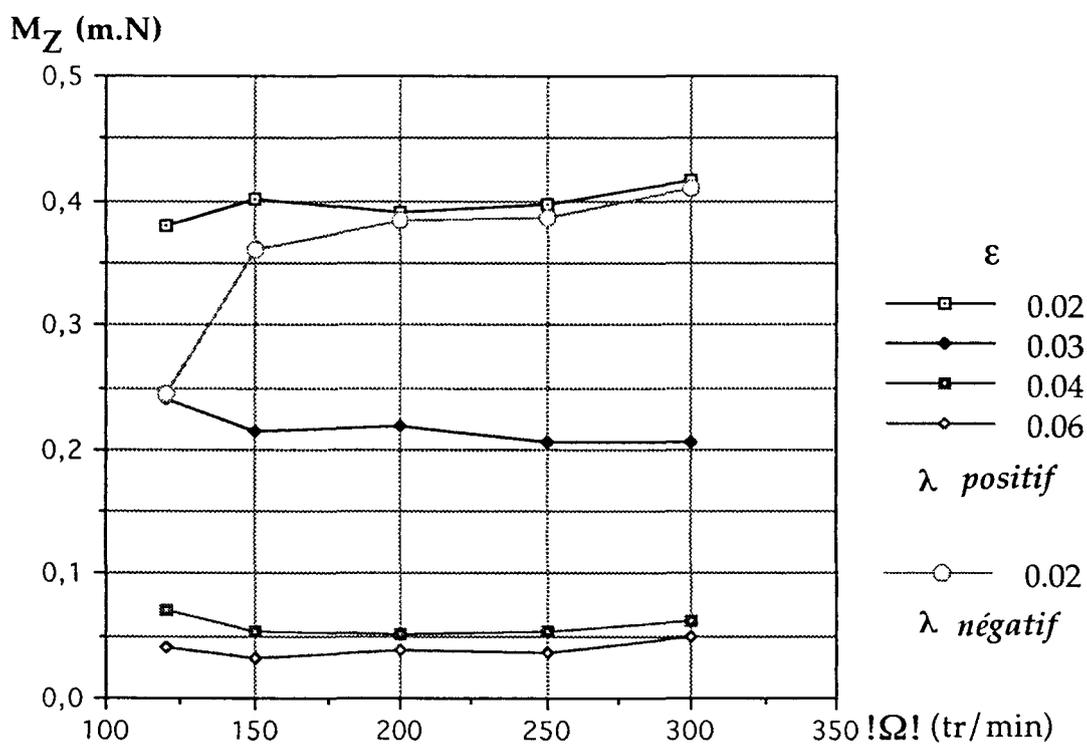
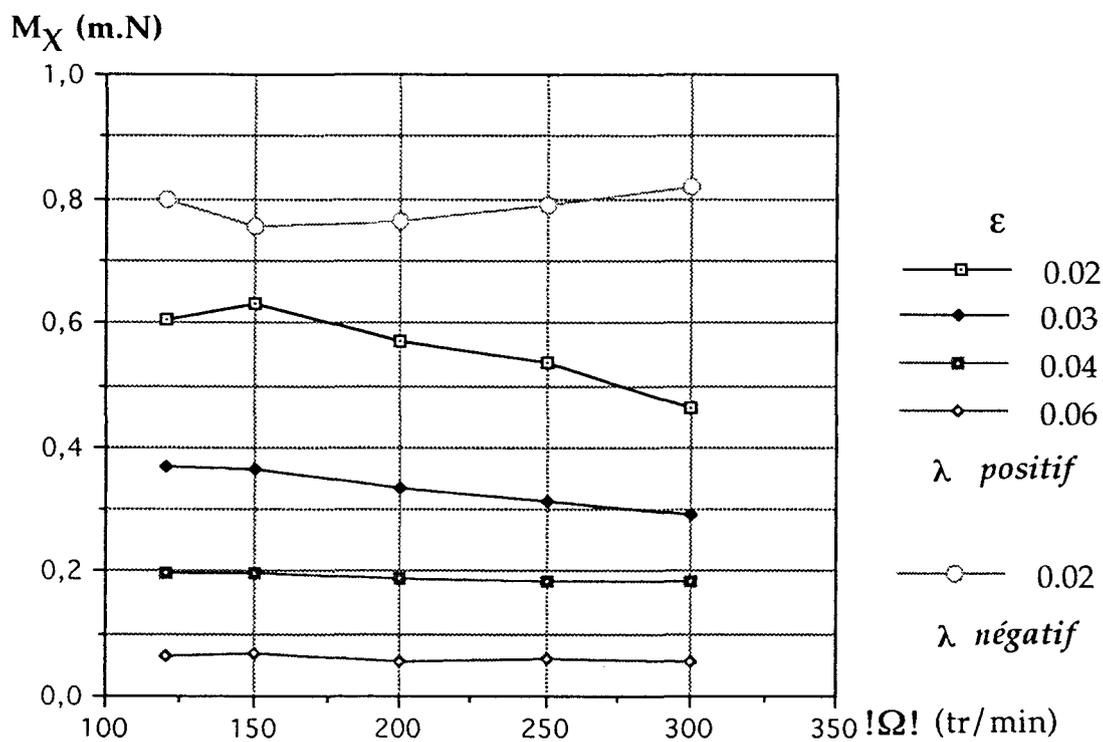


Figure III.3.4

On constate que pour la composante motrice  $M_x$  il y a une différence entre les courbes suivant le signe de  $\lambda$  ( cas pour  $\varepsilon = 0.02$  ). Les sens de rotation des deux mouvements auront donc une influence sur le mouvement vibratoire. La rotation propre du disque mobile détermine le signe du moment tandis que la rotation du mouvement de précession n'influence que la valeur du moment sans en changer le signe.

On peut également remarquer que pour la composante perpendiculaire à la pente ( $M_z$ ) il y a très peu de différence entre les courbes pour  $\varepsilon = 0.02$  que  $\lambda$  soit positif ou négatif.

La puissance  $\mathcal{P}$  engendrée par la composante motrice  $M_x$  est alors :

$$\mathcal{P} = M_x \frac{\pi\Omega}{30} \sin \beta \quad \text{La puissance } \mathcal{P} \text{ a le signe de } \Omega.$$

Pour  $\varepsilon = 0.02$  nous avons calculé la puissance pour les différentes vitesses du mouvement de précession et ceci pour  $\lambda$  positif et négatif. Les résultats de ce calcul sont représentés sur la figure III.3.5 .

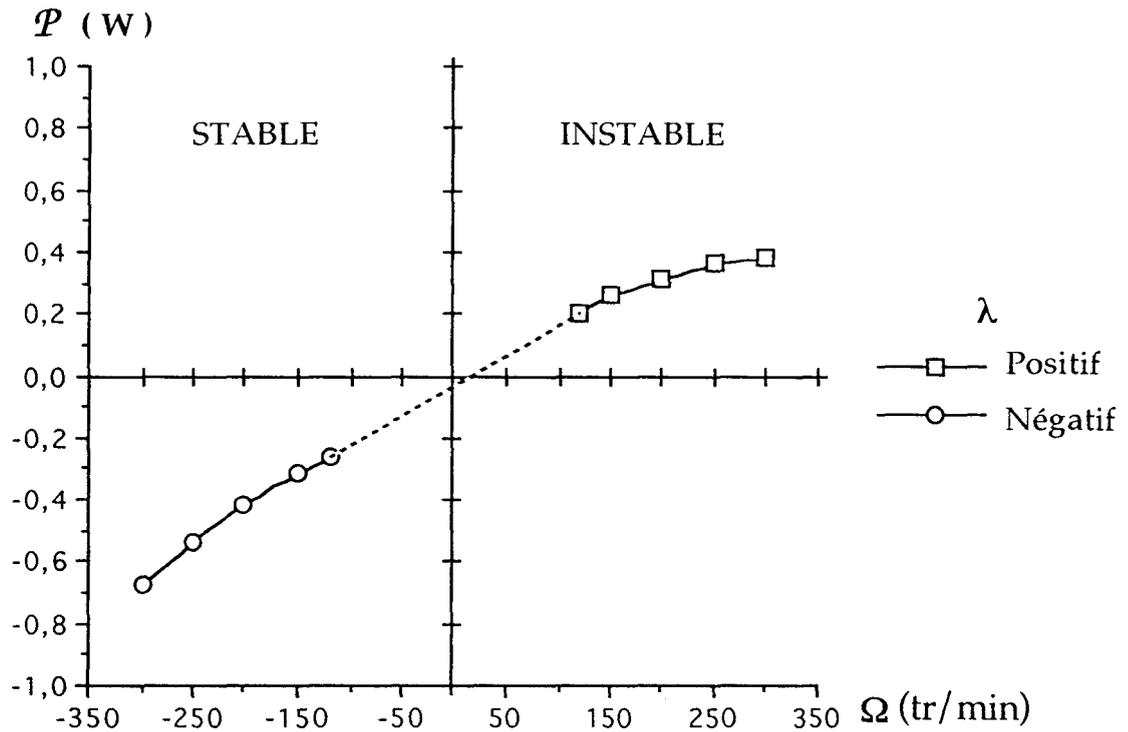


Figure III.3.5: Puissances;  $\varepsilon = 0.02$

Que  $\lambda$  soit positif ou négatif, on constate que les puissances sont très faibles. Elles le sont d'autant plus si on les compare à la puissance due aux forces de frottement. Cependant, par rapport à l'énergie cinétique mise en jeu, elle aussi très faible, ces puissances peuvent éventuellement engendrer très rapidement des vibrations de grandes amplitudes causant alors des dégradations irréversibles à la machine.

Pour  $\lambda$  positif (même sens de rotation) la figure III.3.5 montre que la puissance est positive et croît de manière quasi linéaire lors de l'augmentation de la vitesse du mouvement de précession.

Pour  $\lambda$  négatif (sens de rotation opposés) la puissance est négative et croît linéairement au fur et à mesure que la vitesse de précession augmente.

### III.3.5) Conclusion.

Si le mode vibratoire se propage dans la même direction que la direction de rotation du disque on a alors un apport d'énergie d'où une amplification du mouvement vibratoire. On se trouve alors dans le domaine instable (figure III.3.5). La puissance ainsi engendrée devrait permettre, si le mouvement de précession du banc d'essais était totalement libéré, d'atteindre très rapidement l'emballement de ce mouvement ce qui provoquerait la destruction de la machine. En effet, pour ce mouvement de basculement, puisque la structure mécanique est non dissipative et que les forces extérieures en dessous du disque sont très faibles la dissipation d'énergie est également faible. Les forces, aussi minimales soient-elles, risquent donc d'entraîner des dommages importants.

L'essai avec la courroie d'entraînement du mouvement de précession enlevée n'a pas été tenté par crainte d'une fatigue excessive de l'arbre d'entraînement du disque mobile.

Sur les machines réelles, la solution pour éviter ces dégradations est de placer en bout d'arbre un amortisseur mécanique capable de dissiper l'apport d'énergie. Cette solution a été adoptée par les établissements G.E.C. Alsthom-Rateau sur des turbines à vapeur de forte puissance où des forces petites, de l'ordre du Newton, étaient semble-t-il responsables de vibrations du rotor.

Si, au contraire la direction de propagation du mouvement vibratoire est opposée à la direction de rotation du disque, on a un prélèvement d'énergie sur mode vibratoire qui se fait de façon linéaire lorsque la vitesse du mouvement de précession augmente. On se situe alors dans le domaine stable (figure III.3.5).

Il aurait été intéressant de pouvoir mesurer la puissance au niveau du moteur d'entraînement du mouvement de précession lors des différents essais. Le très faible niveau de puissance mis en jeu, de l'ordre du watt, ne nous a pas permis d'effectuer cette mesure étant donné que ces puissances sont inférieures à celles dissipées par le motoréducteur et la transmission par courroie crantée.

### III.4) Vitesses moyennes.

Dans ce paragraphe nous présentons les profils de vitesses moyennes seulement pour le cas de la cavité disques parallèles. Les mesures avec le mouvement de précession enclenché auraient nécessité une capacité de mémoire informatique beaucoup plus importante. Dans cette présentation nous n'avons repris que les résultats jugés les plus significatifs.

Les mesures de vitesses ont été effectuées à l'intérieur de la cavité. Les composantes radiale  $v_r$  et circonférentielle  $v_\theta$  de la vitesse moyenne ont été mesurées au moyen de sondes à fil chaud simples connectées à un dispositif d'anémométrie à température constante.

L'allure générale des profils de vitesses moyennes en fonction de la position axiale dans la cavité permet de dire que l'on obtient expérimentalement des résultats correspondants à une solution de type BATCHELOR ( figures III.4.1 et les suivantes ).

En effet, on observe pour la composante circonférentielle  $v_\theta$  une zone près de chaque disque d'épaisseur très mince où les gradients de vitesses sont importants. Pour le disque mobile la condition d'adhérence impose  $v_\theta = V_D r$  et sur le disque fixe elle impose  $v_\theta = 0$ .

Entre ces deux zones on obtient une région où le coeur du fluide tourne en bloc a une vitesse qui évolue très peu en fonction de  $y$ . Dans cette région intermédiaire la composante radiale  $v_r$  est très proche de zéro alors qu'à proximité du disque mobile elle est plus importante, le fluide étant éjecté par la rotation du disque. Pour les deux parois la condition d'adhérence impose  $v_r = 0$ .

Comme pour les pressions instationnaires nous allons étudier l'influence de plusieurs paramètres sur l'évolution des profils de vitesses moyennes. Ces paramètres sont la position radiale, la hauteur de l'entrefer et la présence du moyeu au centre de la cavité.

### III.4.1) Influence de la position radiale.

Les profils de vitesses moyennes adimensionnées par  $V_D r$  ( où  $V_D$  est la vitesse du disque mobile exprimée en  $rd/s$  ) sont représentés en fonction de la position radiale adimensionnée. Ils sont représentés en fonction de  $y/H$  pour toutes les valeurs du rapport  $r/R$ . Ils sont superposés sur un même graphe où le nombre de Reynolds  $Re_h$  et le rapport de forme de la cavité  $\epsilon$  sont fixés, ceci pour les cas de la cavité dépourvue de moyeu et de la cavité munie d'un moyeu fixe (figures III.4.1 et III.4.2).

Les résultats sont:

Pour la composante radiale on obtient une superposition des profils de vitesses dans toute la cavité excepté dans la zone proche du centre de la cavité où le rapport  $r/R = 0.384$  et  $0.476$ . On observe la même évolution des profils de vitesses que la cavité soit munie ou non d'un moyeu.

Pour la composante circumférentielle, les profils se superposent pratiquement sur toute la hauteur de la cavité. On remarque cependant que dans le domaine proche du disque fixe les profils s'écartent légèrement les uns des autres.

D'après ces résultats nous pouvons considérer que dans une couronne comprise entre les valeurs 0.5 et 0.8 du rapport  $r/R$  l'écoulement présente une similitude en fonction de la position radiale. Par contre, pour les zones extérieures à cette couronne (périphérie des disques et centre de la cavité) la similitude n'est pas probante.

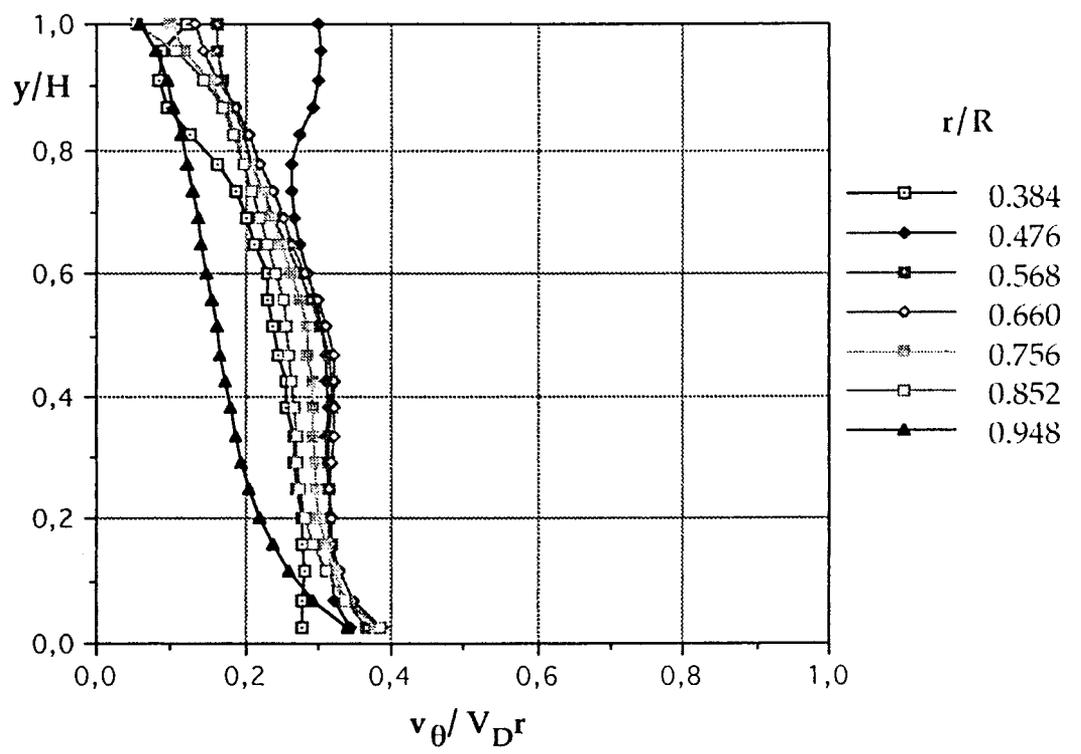
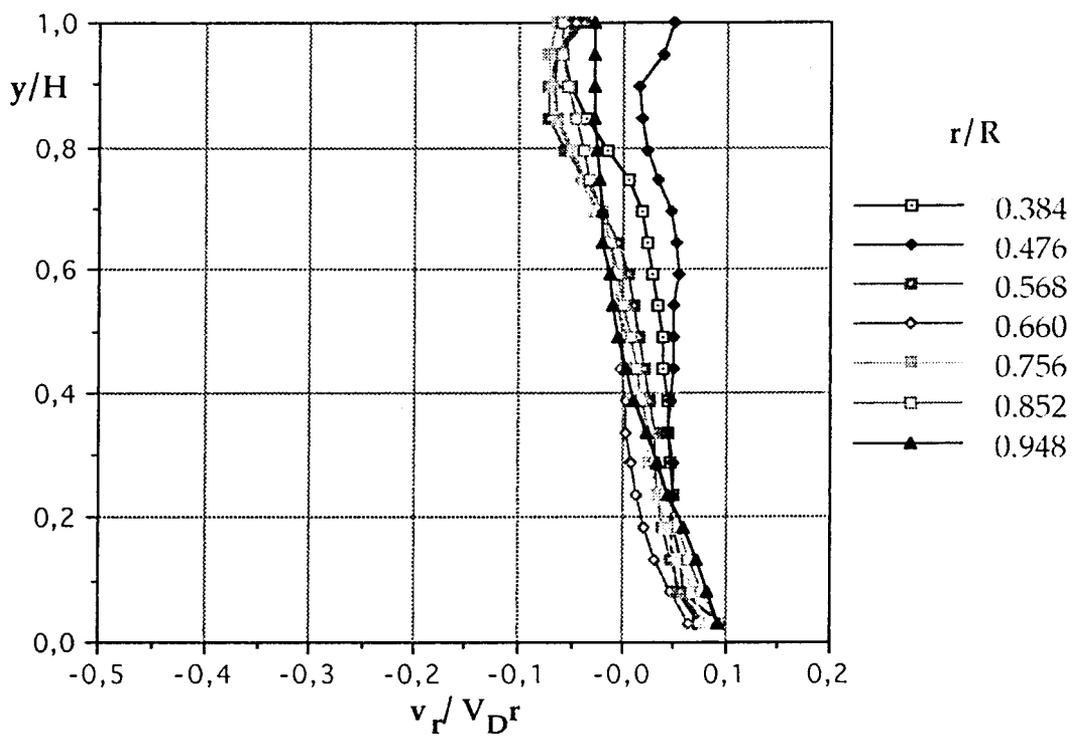


Figure III.4.1: Profils de vitesses,  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ,  $\epsilon = 0.04$ , Sans moyeu

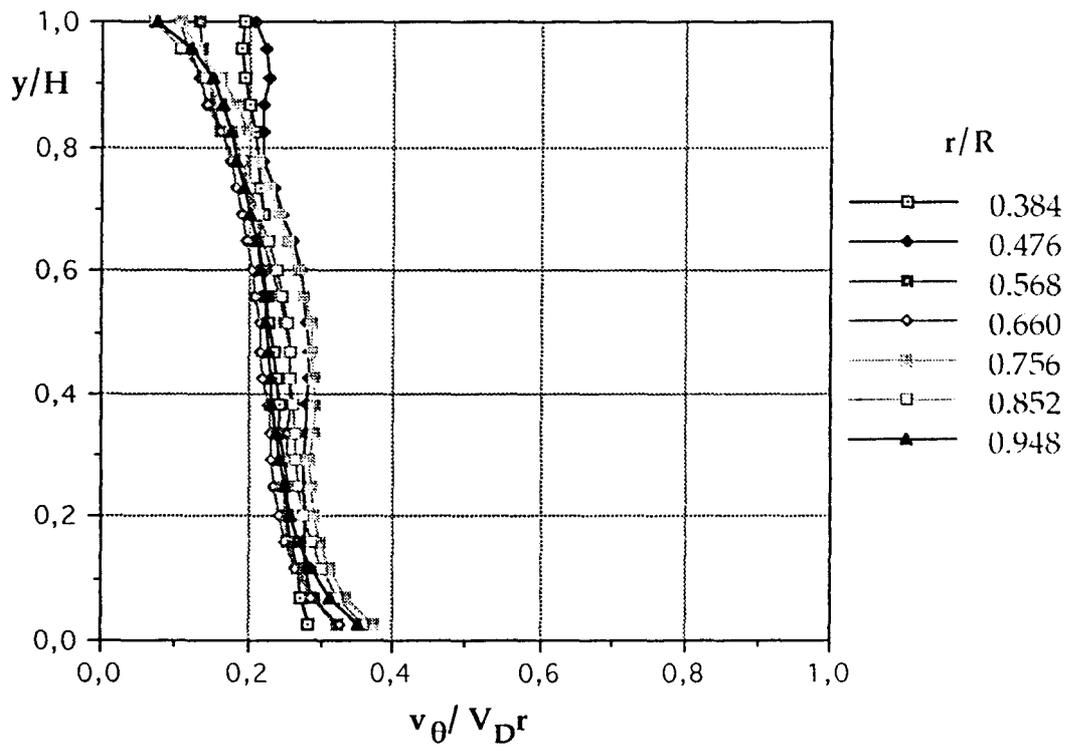
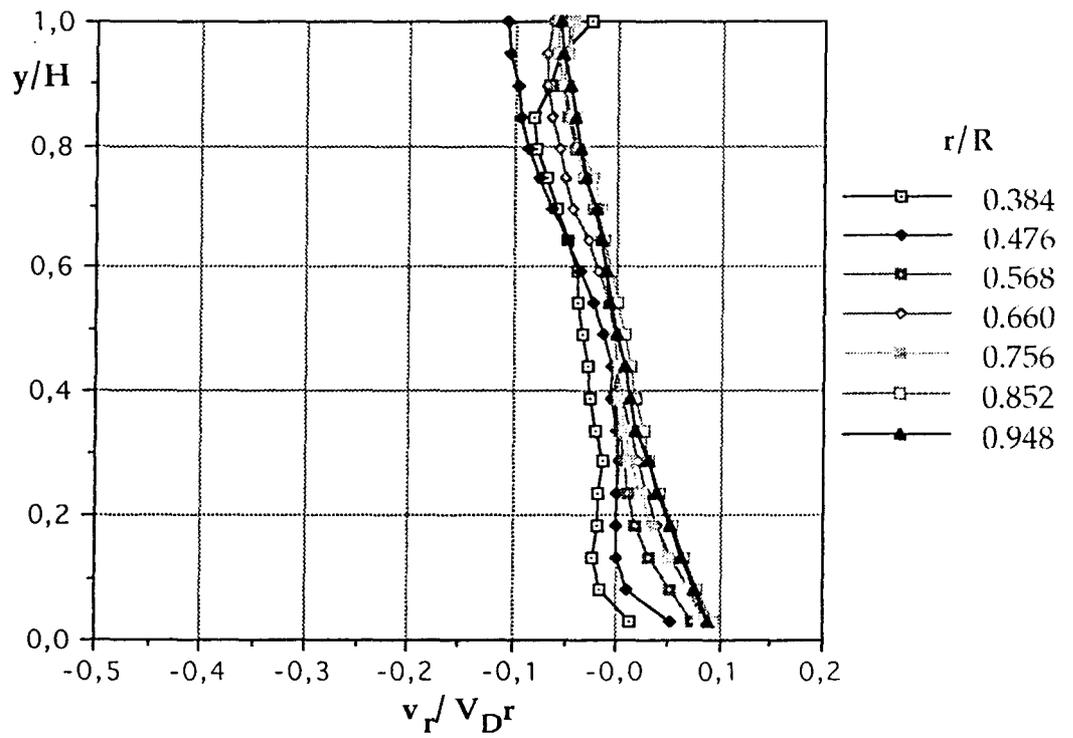


Figure III.4.2: Profils de vitesses,  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ,  $\varepsilon = 0.04$ , Moyeu fixe

### III.4.2) Influence de la hauteur de l'entrefer.

Les figures III.4.3 et III.4.4 montrent la répartition de la vitesse moyenne radiale et circumférentielle adimensionnées par  $V_D r$  en fonction de  $y/H$  pour deux valeurs du rapport de forme de la cavité  $\varepsilon = 0.04$  et  $0.08$ . Les résultats sont présentés pour deux positions radiales  $r/R = 0.384$  et  $0.948$  ( positions radiales extrêmes ).

Les résultats sont :

Pour la composante radiale les profils se superposent dans la zone centrale, là où la vitesse radiale est très faible, et dans la zone proche du disque mobile. Par contre à proximité du disque fixe ( $y/H = 0.6$ ) les profils ne se superposent plus.

Pour la position radiale  $r/R = 0.384$  la couche limite est plus développée près du stator dans le cas  $\varepsilon = 0.04$  que dans le cas  $\varepsilon = 0.08$ . Pour le domaine voisin de l'entrée de la cavité, la composante radiale subit l'influence du bord des disques. Pour  $\varepsilon = 0.04$  la partie du fluide éjectée est équivalente à la partie aspirée au niveau du disque fixe. Pour  $\varepsilon = 0.08$  ce n'est plus tout à fait vrai.

Pour la composante tangentielle le fait de doubler la hauteur de l'entrefer (passage de 10 mm à 20 mm pour H) réduit de près de trois fois les valeurs de cette composante quelle que soit la position radiale. On obtient, par exemple, pour le rayon proche de la périphérie des disques à mi-hauteur de cavité une composante circumférentielle adimensionnée égale à 0.22 pour  $\varepsilon = 0.04$  tandis qu'elle est de 0.07 pour  $\varepsilon = 0.08$ . On remarque également que la couche limite près du stator est moins importante quand l'entrefer est grand.

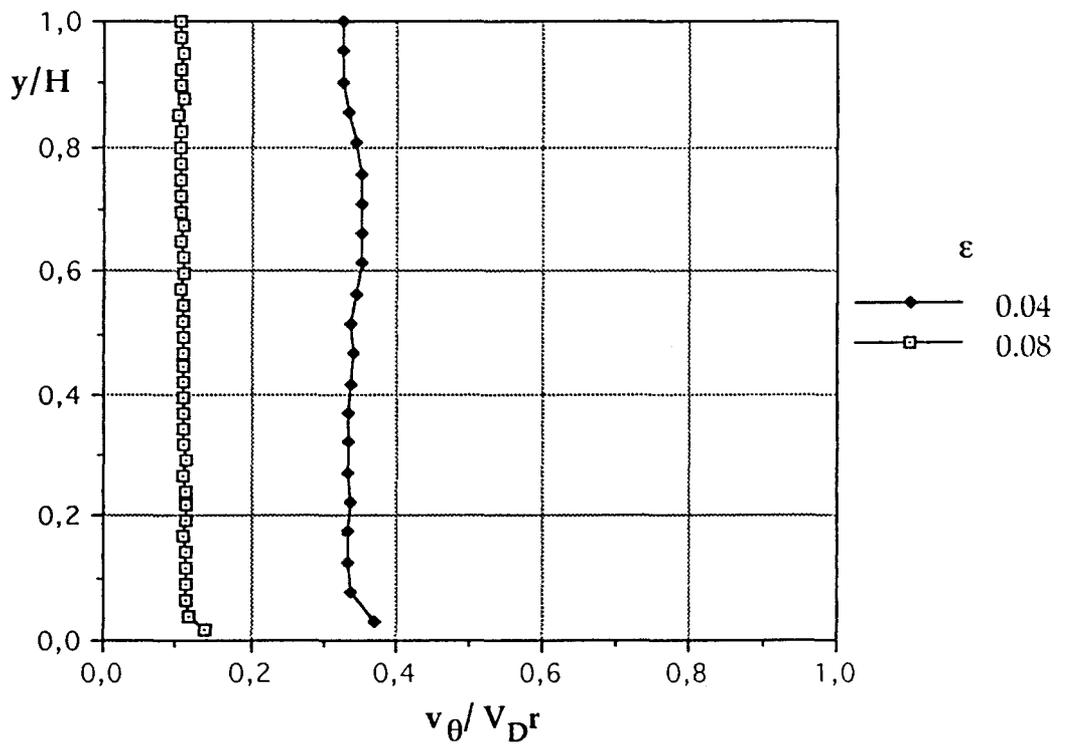
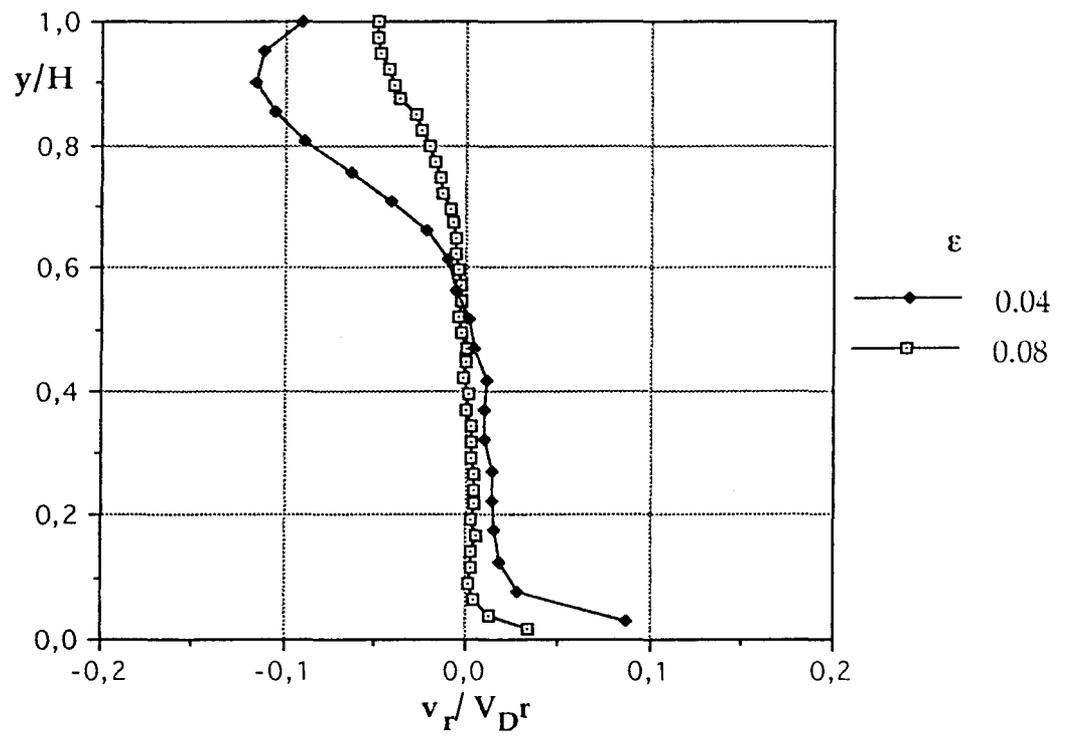


Figure III.4.3 : Profils de vitesses,  $r/R = 0.384$ ,  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ , Moyeu tournant.

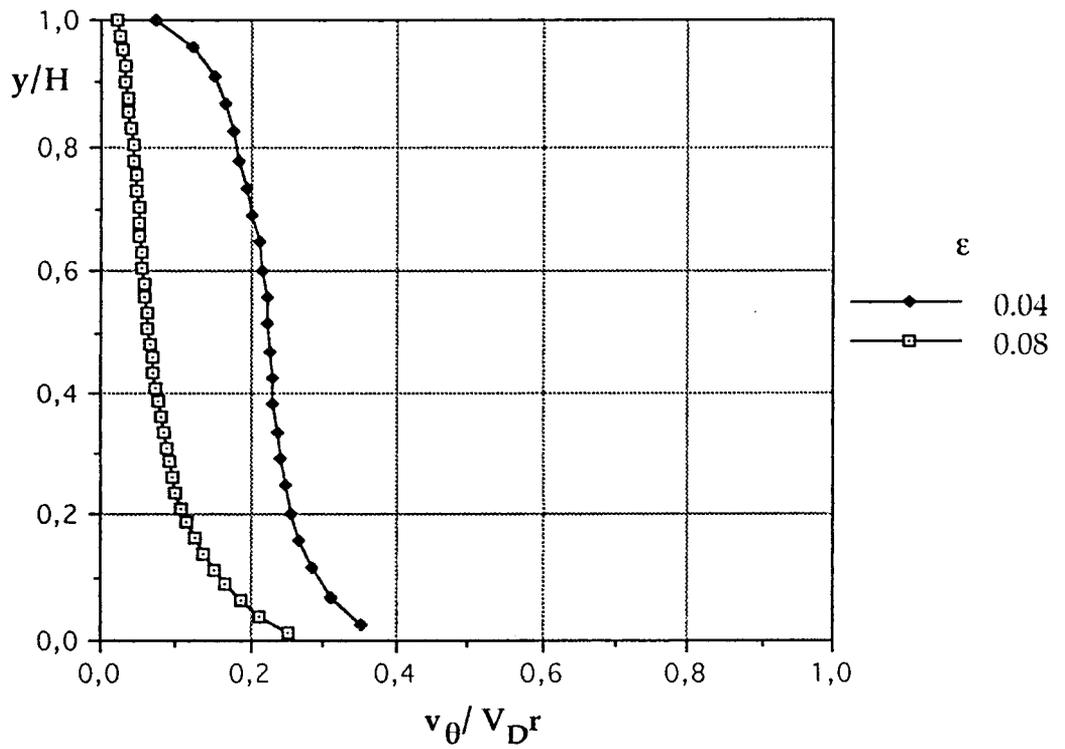
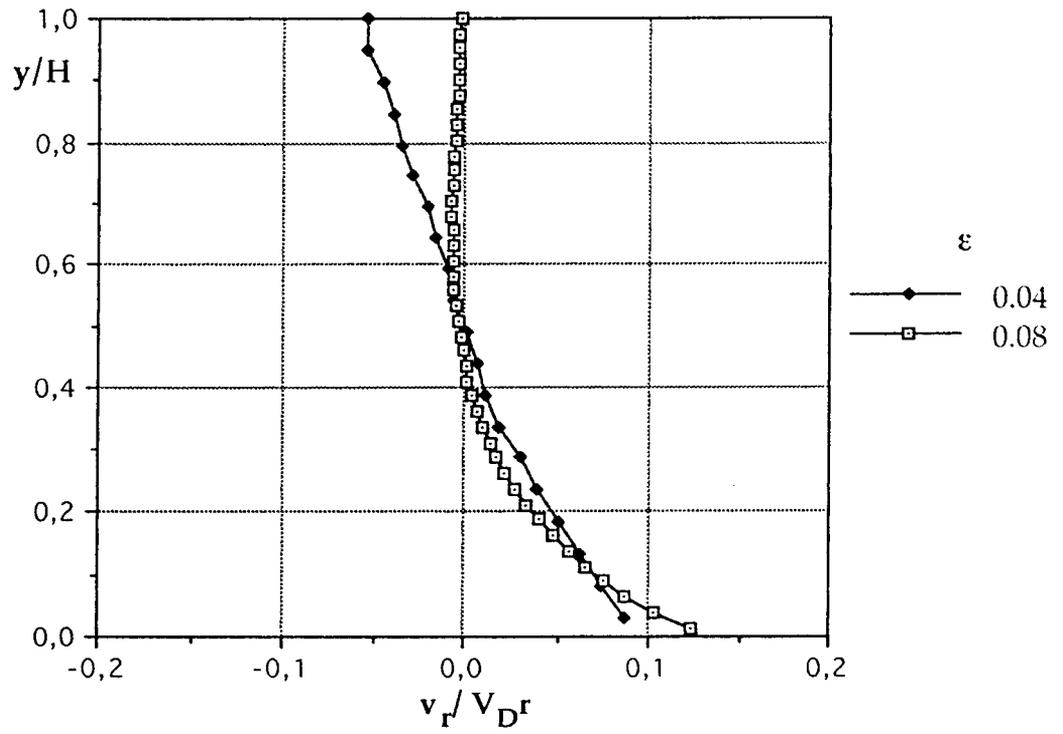


Figure III.4.4 : Profils de vitesses,  $r/R = 0.948$ ,  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ , Moyeu tournant.

### III.4.3) Influence de la présence du moyeu dans la cavité.

Les profils de vitesses moyennes adimensionnées par  $V_D r$  sont représentés en fonction de  $y/H$  pour la valeur du rapport  $r/R = 0.384$  et pour un rapport de forme de la cavité de 0.04. Sur les graphes nous avons tracé les profils dans le cas de la cavité dépourvue d'un moyeu, munie d'un moyeu fixe et d'un moyeu tournant (figure III.4.5).

Les résultats obtenus sont les suivants :

Pour la composante radiale le cas de la cavité avec moyeu tournant semble être en bon accord avec le modèle de solution proposé par BATCHELOR. Dans la zone proche du disque mobile la couche limite est peu développée. Dans la zone intermédiaire cette composante tend vers zéro avec un décalage qui ne semble pas satisfaire la conservation de débit. Ce décalage peut s'expliquer par le fait que ces trois mesures ont été effectuées en prenant la même position angulaire initiale de la sonde à fil chaud. Cette position angulaire initiale est déterminée pour la condition de débit nul ( vitesse radiale nulle à mi-hauteur de cavité). Enfin, près du disque fixe la couche limite est plus épaisse que dans les deux autres cas.

Pour la composante circonférentielle les cas avec moyeu fixe et sans moyeu ne se distinguent pratiquement pas sauf dans la zone proche du disque fixe. Le cas de la cavité munie d'un moyeu tournant donne des vitesses circonférentielles adimensionnées plus importantes. On obtient une augmentation à mi-hauteur de cavité de 30 % par rapport aux autres cas.

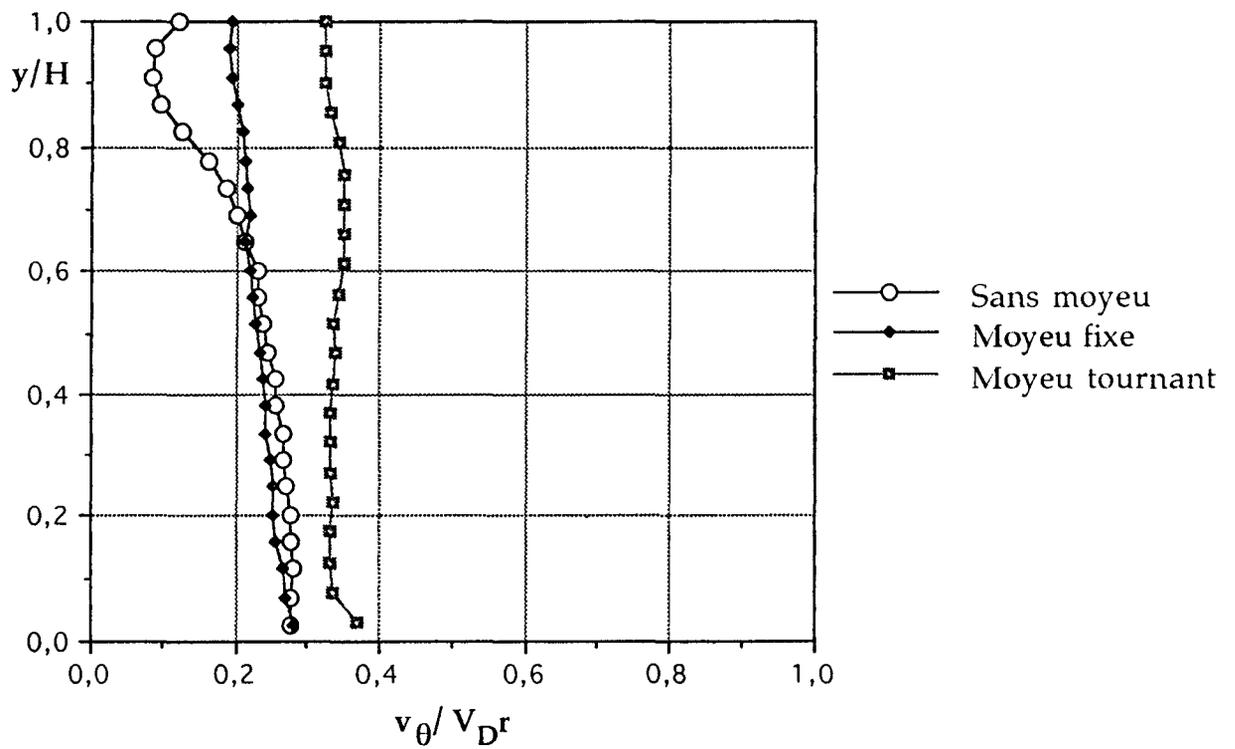
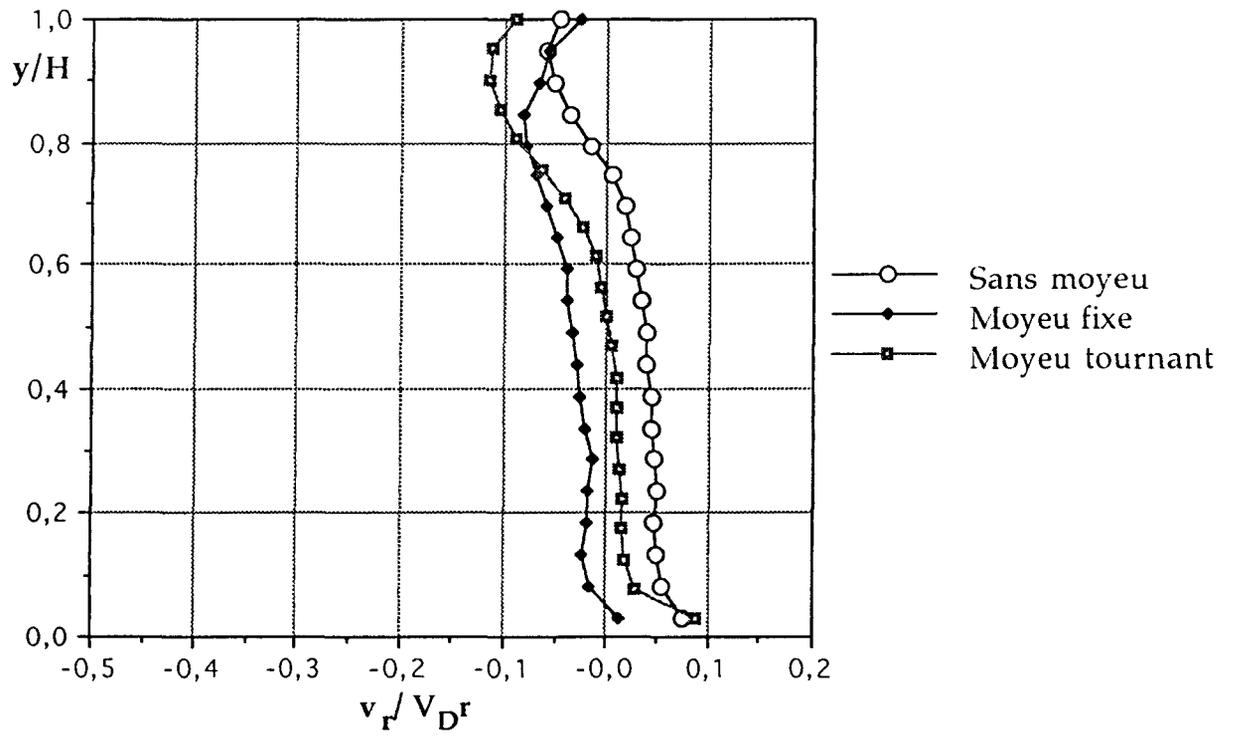
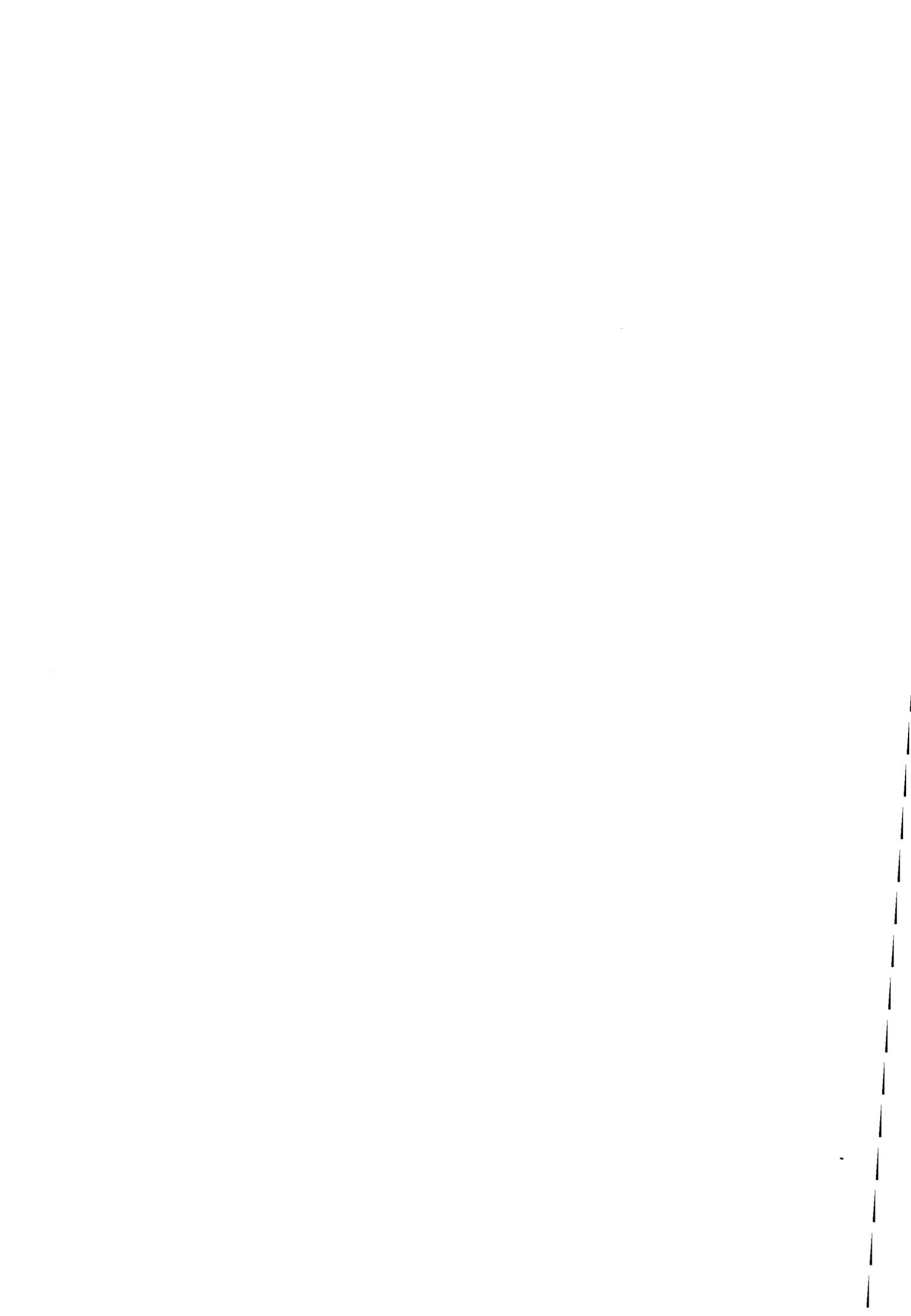


Figure III.4.5: Profils de vitesses,  $r/R = 0.384$ ,  $Re_h = 5.23 \cdot 10^4$ ,  $\varepsilon = 0.04$



#### III.4.4) Discussion sur les mesures de vitesses.

Nos mesures expérimentales et celles de R. DEBUCHY [DEB (93)] bien que obtenues dans les mêmes conditions d'essais, montrent des différences notables au niveau des vitesses circonférentielles (figures III.4.6 à III.4.9).

L'idée première, au vu de l'influence de la présence du moyeu, a été d'imputer cet écart à la différence des rapports du rayon moyeu sur le rayon du disque. Dans notre cas le rapport  $r_{\text{moyeu}}/R$  est égale à  $1/7$  tandis que dans l'étude réalisée par R. DEBUCHY [DEB (93)] ce rapport vaut  $1/4$ . La taille du moyeu semblait influencer l'évolution des structures à l'intérieur de la cavité et le phénomène d'entraînement du fluide par ce moyeu semblait aussi jouer un rôle prépondérant sur le profil de vitesses.

Plus récemment des mesures de vitesses ont été réalisées sur le banc "Debuchy", les résultats obtenus concordent parfaitement avec nos résultats. Ces dernières mesures de vitesses ont été effectuées le carter complètement ôté alors qu'en 1993 il était seulement soulevé afin de ne pas obstruer l'entrée de la cavité. Le carter ainsi positionné contribuait à augmenter sensiblement le diamètre du disque fixe. Le dépassement du disque fixe d'une demie hauteur de cavité (carter de 8 mm d'épaisseur pour un entrefer de 30 mm) par rapport au disque mobile engendrait semble-t-il des vitesses circonférentielles trois fois plus grandes dans la cavité interdisques pour cette configuration. Tous les désaccords trouvés auparavant semblent donc être dûs à cette différence entre le rayon du disque fixe et le rayon du disque mobile.

Cela confirme la nécessité d'accorder une attention toute particulière aux conditions aux limites sur le bord des disques et à l'entrée de la cavité. De même qu'il est important de prendre en compte le domaine extérieur à la cavité dans les modélisations numériques.

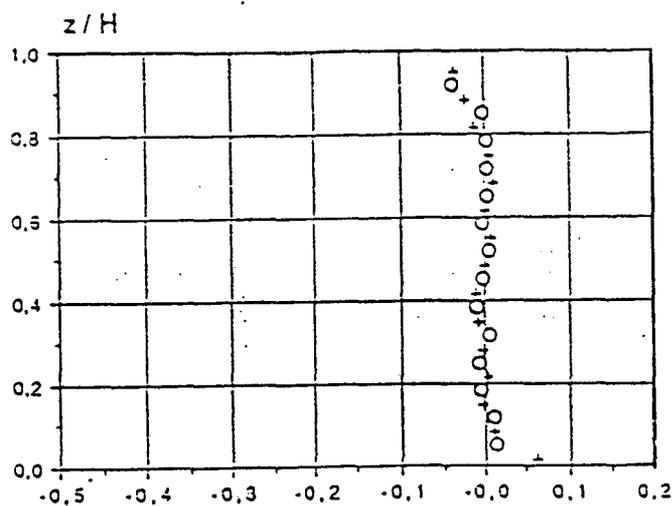
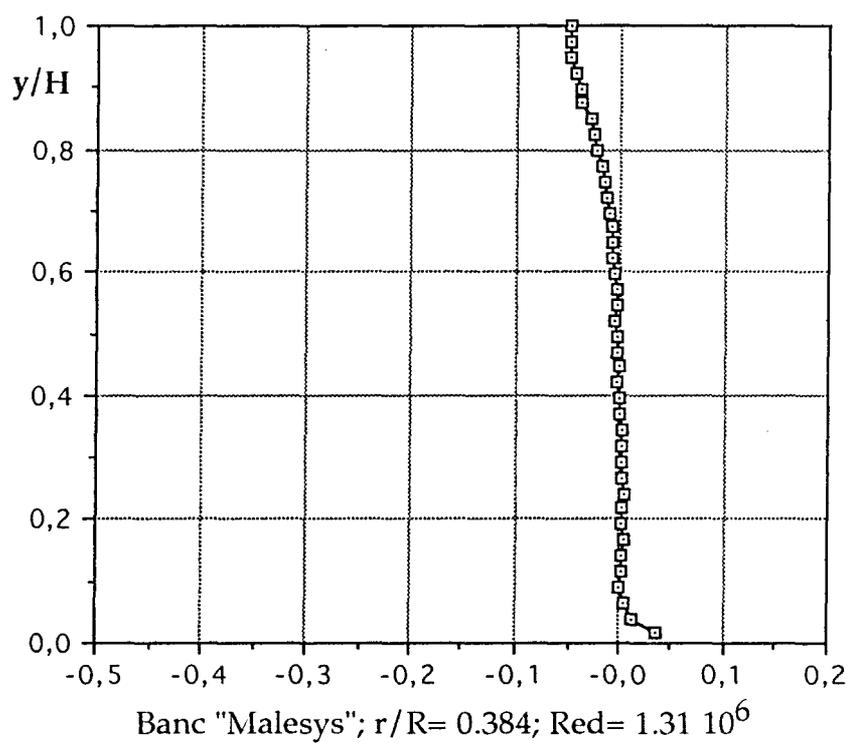


Figure III.4.6: Comparaison de la composante radiale  $v_r$ ;  $\varepsilon = 0.08$

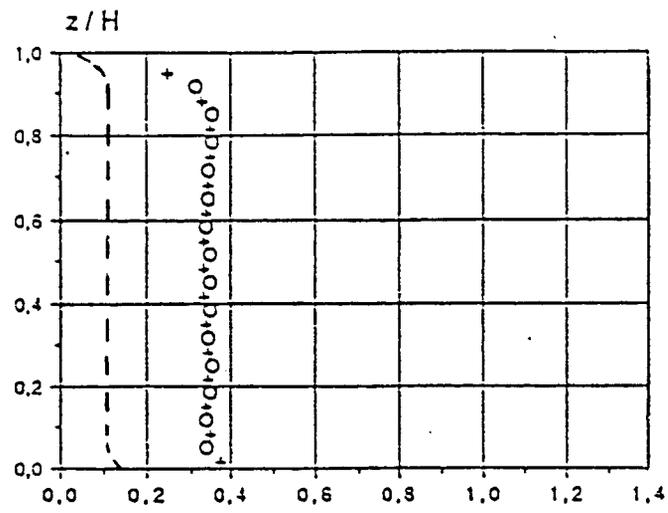
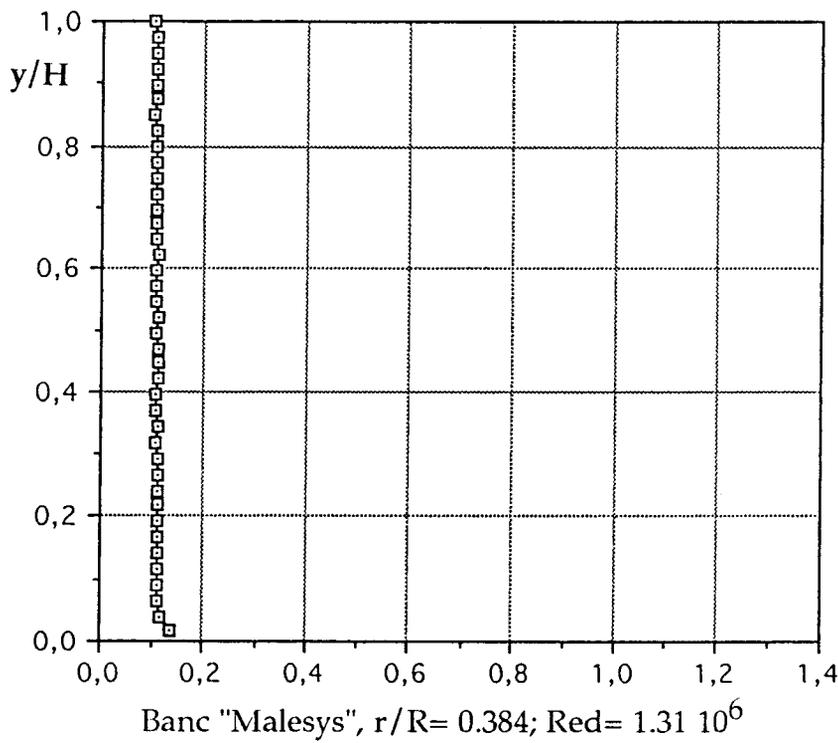


Figure III.4.7: Comparaison de la composante circonférentielle  $v_\theta$ ;  $\varepsilon = 0.08$

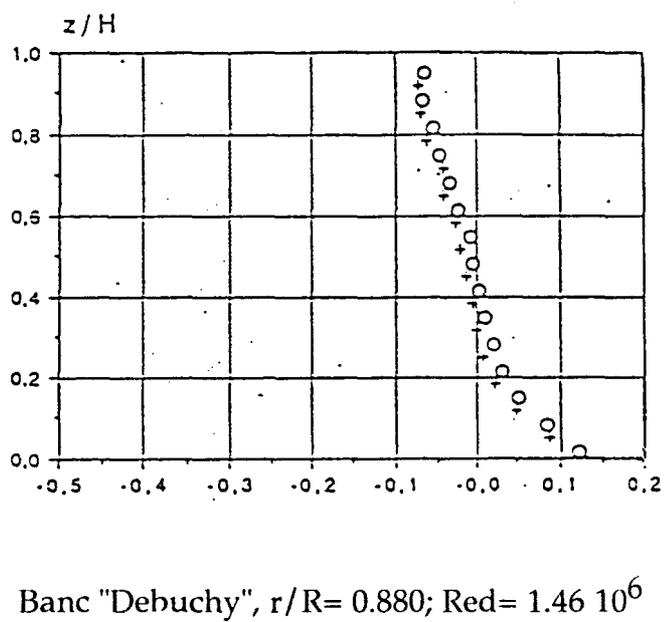
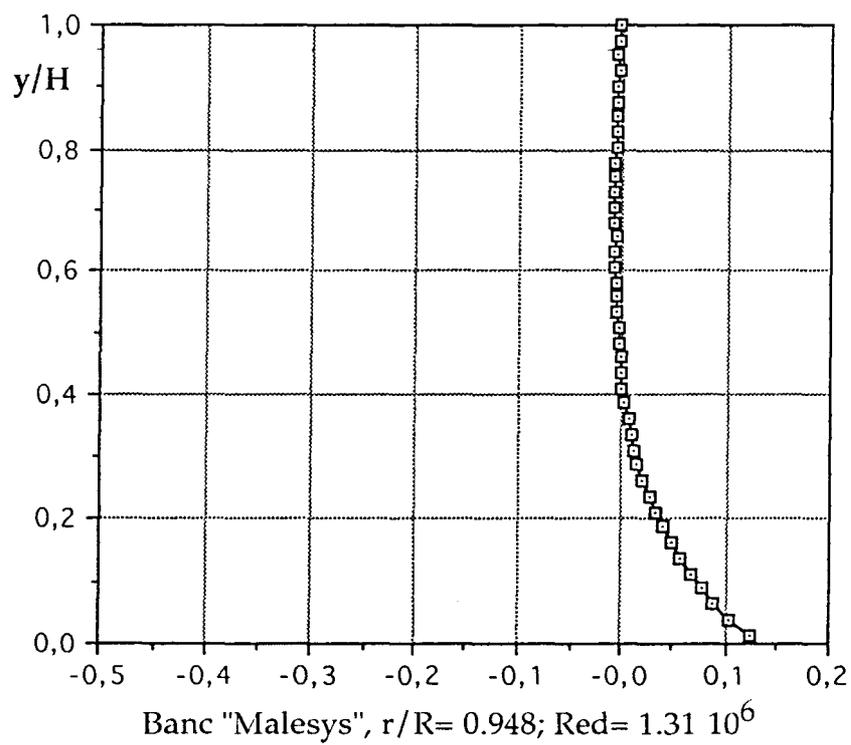
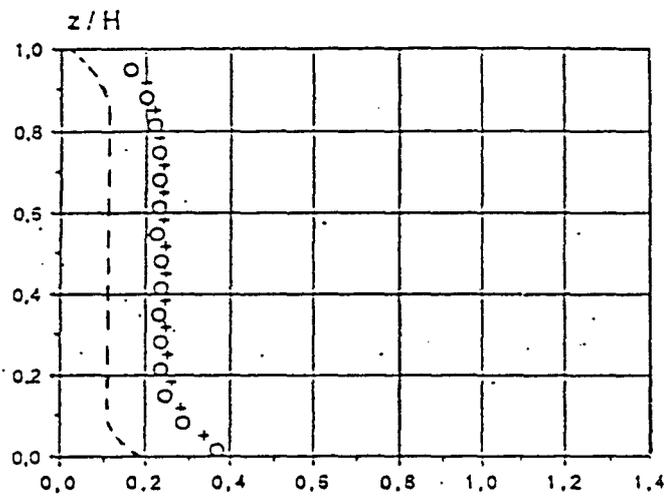
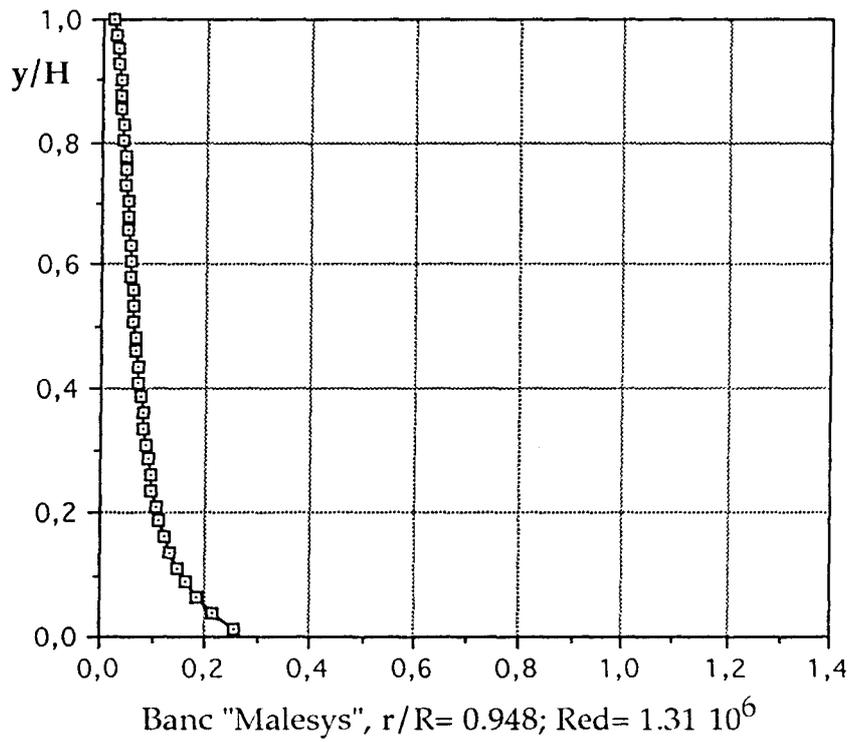


Figure III.4.8: Comparaison de la composante radiale  $v_r$ ;  $\varepsilon = 0.08$



Banc "Debuchy",  $r/R = 0.880$ ;  $Red = 1.46 \cdot 10^6$   
 essais 1993; ----- essais 1996

Figure III.4.9: Comparaison de la composante circonférentielle  $v_\theta$ ;  $\varepsilon = 0.08$

### III.4.5) Conclusion.

L'allure générale des profils de vitesses moyennes en fonction de la position radiale montre que le coeur du fluide subit une rotation en bloc tandis que deux couches limites se développent près des parois. Cette configuration d'écoulement s'apparente à la solution de BATCHELOR.

L'étude de l'influence de la position radiale a permis d'observer que pour la majeure partie des rayons les profils de vitesses moyennes adimensionnées par  $V_D r$  se superposaient. Néanmoins, de petites différences subsistent pour les rayons proches du centre de la cavité et pour le rayon proche de l'entrée de la cavité.

La variation de la hauteur de l'entrefer entraîne seulement une diminution de la composante tangentielle. Elle devient trois fois plus petite lorsque l'on passe de 10 mm à 20 mm pour la hauteur de l'entrefer H.

L'analyse de l'influence de la présence du moyeu semble nous indiquer que dans le cas où il y a un moyeu tournant l'écoulement au centre de la cavité est mieux ordonné. Les cas de la cavité avec moyeu fixe et sans moyeu sont similaires. La différence entre ces cas et le cas du moyeu tournant s'observe pour la composante circonférentielle, elle est supérieure de 30 % environ pour le dernier.

La comparaison avec les résultats de R. DEBUCHY montre, une fois encore, qu'il est impératif d'apporter une extrême attention aux conditions expérimentales. Dans ce type d'étude les conditions aux limites sur le bord des disques et les conditions extérieures à l'expérience sont donc d'une grande importance.



## **CHAPITRE 4**

### **VISUALISATIONS**

Dans ce chapitre nous abordons l'étude expérimentale sous un nouvel aspect, celui de la visualisation des structures de l'écoulement interdisques.

Généralement, la visualisation des écoulements est une approche qualitative qui facilite la compréhension des phénomènes. A notre connaissance peu d'études similaires à la nôtre ont été abordées sous cet angle là. C'est pourquoi nous développons l'une de ces techniques dans ce chapitre.

#### IV.1) Objectifs.

Dans les modélisations numériques des écoulements interdisques, les modèles de turbulence tentent de prendre en compte la structure instationnaire de l'écoulement y compris loin des parois. Ceci suppose que la structure de l'écoulement est effectivement turbulente. Jusqu'à présent peu de visualisations ayant pour but de valider cette hypothèse ont été réalisées. Le but de notre travail est de réaliser des visualisations par tomographies laser dans la cavité interdisques afin de regarder la forme et la taille des structures et de répondre aux questions suivantes:

- L'écoulement loin des parois est-il totalement dépourvu de petites structures?
- Présente-t-il des fluctuations à très basses fréquences?
- Peut-on alors considérer l'écoulement comme un écoulement laminaire dans la partie centrale de la cavité?

#### IV.2) Mise en oeuvre.

Pour visualiser l'écoulement nous avons décidé d'utiliser la technique du plan laser. Cette technique présente plusieurs avantages, elle est relativement simple à mettre en oeuvre lorsque l'on dispose d'une source lumineuse laser, d'un dispositif optique et d'un système d'imagerie et surtout c'est une méthode non intrusive basée sur les propriétés de diffusion de la lumière des matériaux ajoutés au fluide. Elle présente également un inconvénient pour notre banc d'essais. En effet, notre maquette est une maquette en air, il est donc plus difficile d'ensemencer correctement l'écoulement. Il est impératif de bien choisir le traceur que l'on va injecter dans la cavité.

##### IV.2.1) Choix du traceur.

Notre choix s'est porté sur des traceurs continus après plusieurs essais infructueux de traceurs discrets tels que les fines particules de Rilsan. Les traceurs continus servant à la visualisation peuvent être de différentes natures. On peut les

utiliser sous forme gazeuse, liquide ou solide suivant le type de fluide rencontré dans les écoulements.

Après avoir essayé la fumée d'encens (une trop grande quantité de fumée était nécessaire pour un résultat médiocre), nous avons opté pour un brouillard d'eau délivré par un humidificateur d'air.

Le brouillard d'eau est acheminé dans la cavité par l'intermédiaire des alésages du disque supérieur (figure IV.2.1).

#### IV.2.2) Dispositif expérimental de visualisation.

Le dispositif expérimental de visualisation comprend un éclairage laser, un dispositif optique et un système d'imagerie.

L'éclairage laser est réalisé à l'aide d'un laser à Argon (Spectra-Physics 2000) qui émet un faisceau laser polychromatique à dominante verte ( longueur d'onde : 514.5 nm ) et bleue ( longueur d'onde : 488 nm ). Il est recueilli par un banc optique composé de trois lentilles qui le transforment en une nappe laser plane de 2 mm d'épaisseur.

Le système d'imagerie est constitué d'une caméra vidéo CCD Hi-8 SONY V-5000, d'un micro-ordinateur PC et d'une carte d'acquisition MATROX IP8. Sa résolution spatiale est de 768\*576 pixels, sa profondeur est de 256 niveaux de gris. La position de la caméra est telle que son axe optique soit perpendiculaire au plan d'écoulement (figure IV.2.1).

Pour les visualisations une modification a été apportée au banc d'essai. En effet, sur le disque mobile, lors de certains essais, on a fixé en son centre un moyeu de 72 mm de diamètre. Des visualisations ont été réalisées avec et sans ce moyeu.

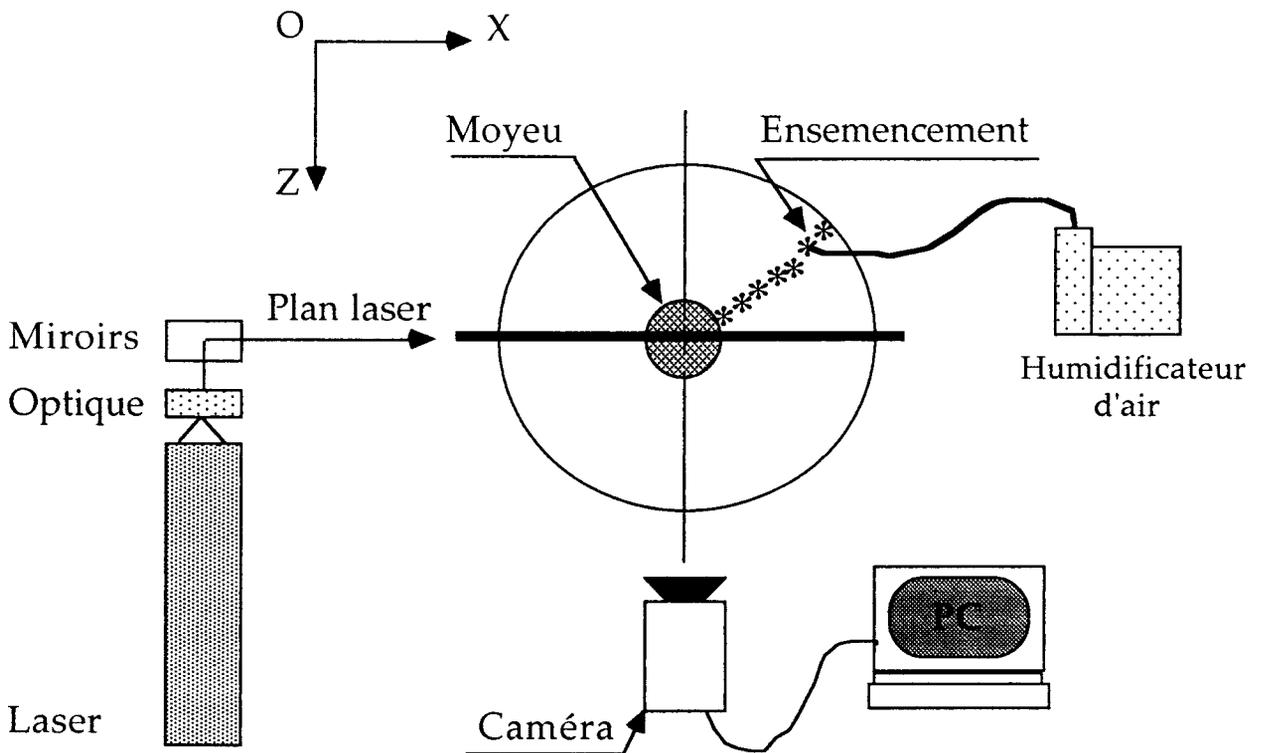


Figure IV.2.1: dispositif expérimental de visualisation.

Les visualisations de l'écoulement ont été réalisées suivant deux plans, le plan horizontal et le plan vertical et ceci dans différentes sections  $Y^*$  et  $Z^*$  correspondant respectivement aux plans  $XOZ$  et  $XOY$  (figures IV.2.2 et IV.2.3, tableaux IV.2.1 et IV.2.2). Pour positionner la nappe laser correctement par rapport à la section choisie, l'ensemble de miroirs est monté sur une table mobile, ce qui permet un déplacement de la tranche lumineuse suivant les deux directions souhaitées.

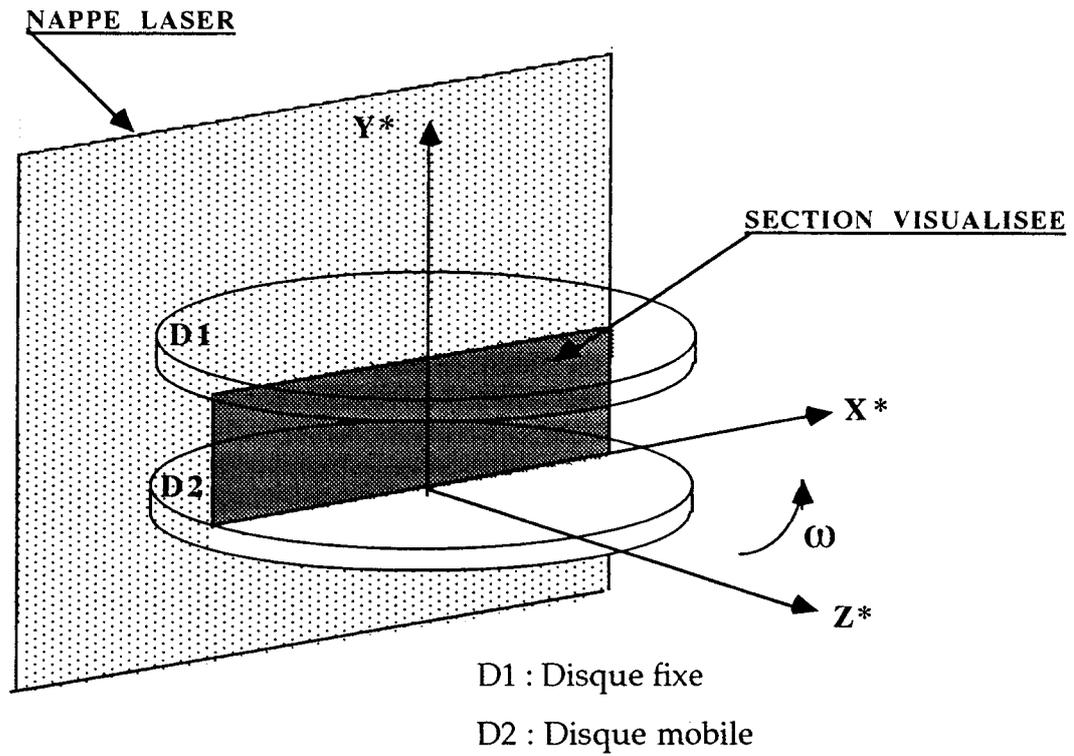


Figure IV.2.2: Visualisation suivant la section  $Z^*$

$D = 72 \text{ mm}$  : Diamètre du moyeu

Z (mm)	0	36	72	108
$Z^* = Z/D$	0.0	0.5	1.0	1.5

Tableau IV.2.1: sections  $Z^*$  visualisées.

D1 : Disque fixe

D2 : Disque mobile

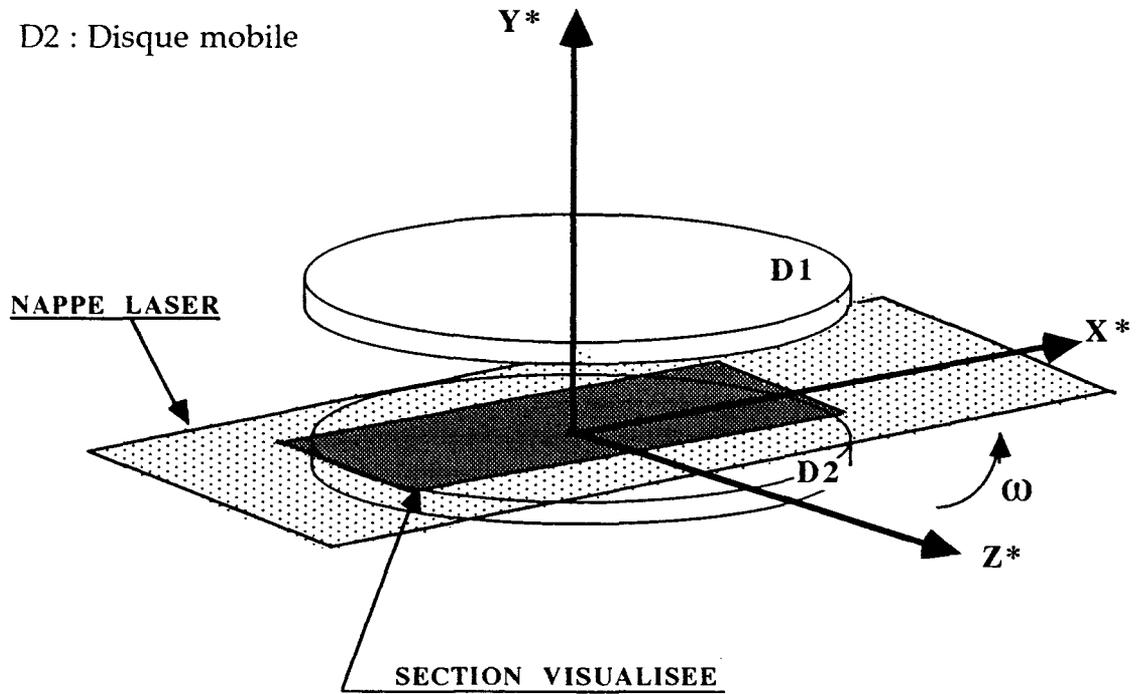


Figure IV.2.3: Visualisation suivant la section  $Y^*$

$H = 20 \text{ mm}$  : Hauteur de la cavité

$Y \text{ (mm)}$	4	10	18
$Y^* = Y/H$	0.2	0.5	0.9

Tableau IV.2.2: sections  $Y^*$  visualisées.

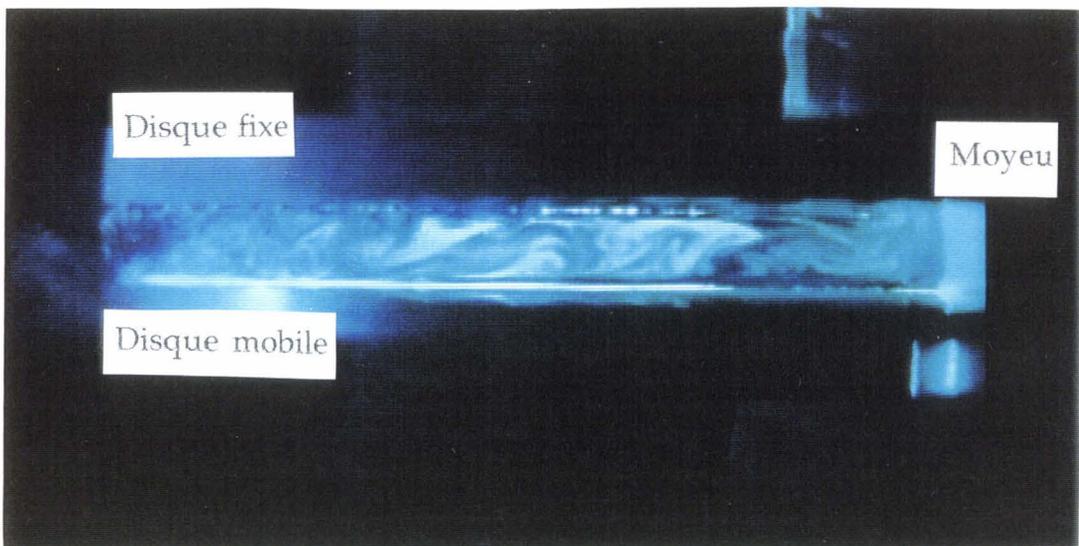
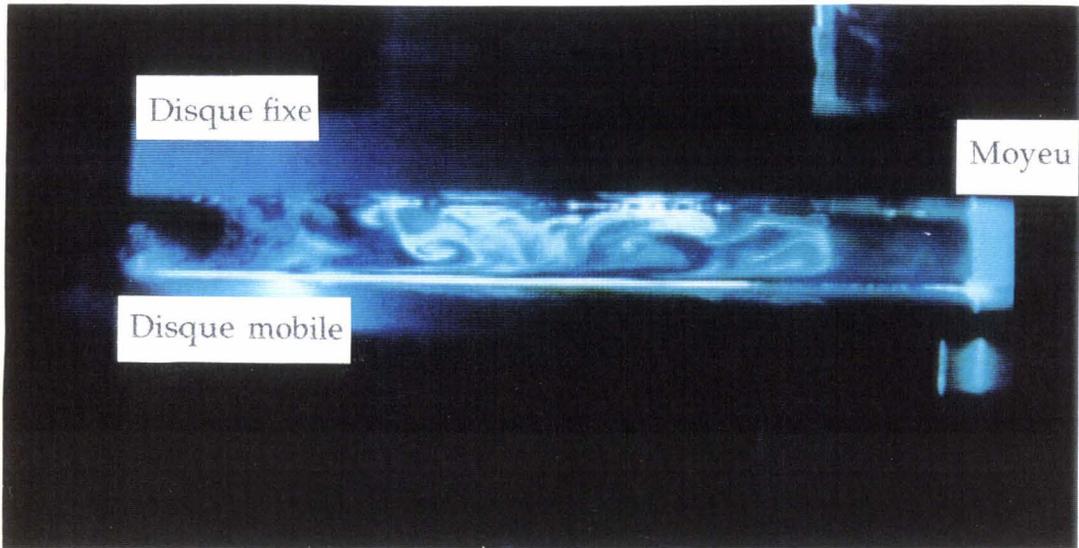
### IV.3) Résultats.

L'observation des séquences filmées met en évidence le déplacement de grosses structures tourbillonnaires à l'intérieur de la cavité. En effet, on constate la présence d'un noyau creux en forme d'anneau excentré qui tourne autour du centre, avec ou sans moyeu, à une vitesse  $\omega'$  beaucoup plus faible que la vitesse propre du disque  $\omega$  (figure IV.3.7).

Au centre de cet anneau, rien ne laisse penser que l'on ait un écoulement turbulent. La photographie IV.3.2 tenterait de prouver le contraire, le fait de ne rien voir au centre sur la photographie IV.3.1 est peut-être dû au fait que peu de particules visibles s'y trouvent au moment du cliché.

Les visualisations montrent d'une part que ce noyau ne semble pas turbulent. Les grandes structures qui le composent sont laminaires et ne nous semblent pas pouvoir être abordées de la même manière, par les mêmes modèles que ceux utilisés dans les zones à fort cisaillement proches des parois où les structures sont très petites. En effet, la taille des structures comparée à la distance aux parois est largement supérieure aux échelles caractéristiques correspondant habituellement aux modèles de longueur de mélange. Ces grosses structures peuvent, nous semble-t-il, difficilement rentrer dans le cadre des hypothèses classiques concernant l'approche statistique de la turbulence malgré le nombre de Reynolds très élevé.

En revanche, à l'extérieur de ce noyau, dans la zone proche du moyeu et notamment dans la zone périphérique des disques, il existe des petites structures qui peuvent effectivement correspondre, au vu de leur taille, à des structures turbulentes (photographies IV.3.1 et IV.3.2).

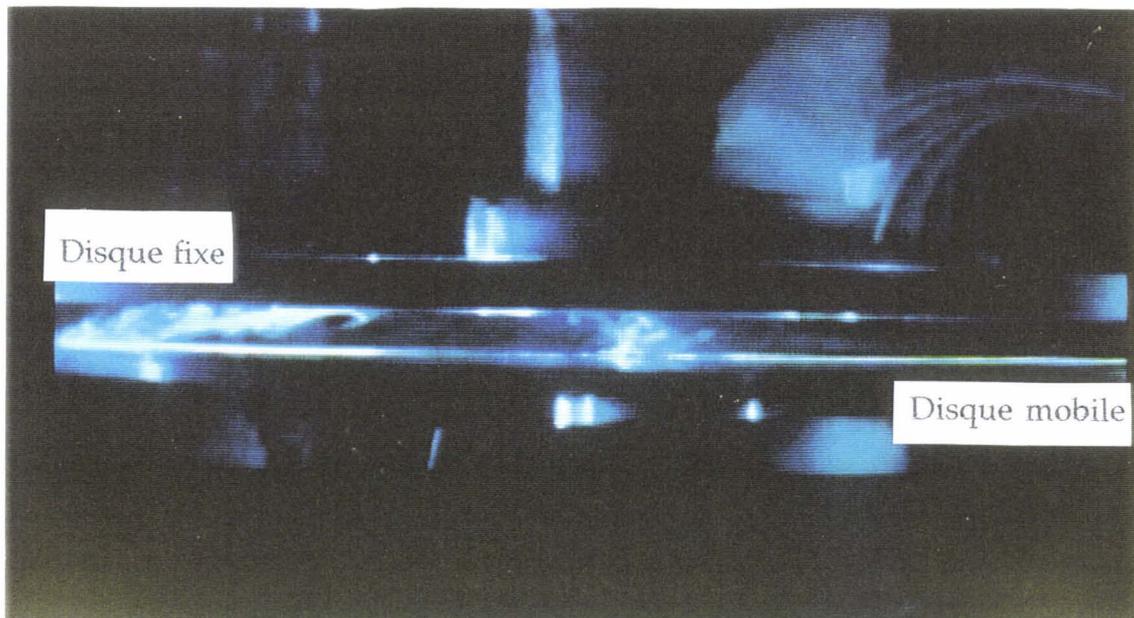


Photographies IV.3.1 et IV.3.2: Structures instationnaires dans la cavité.

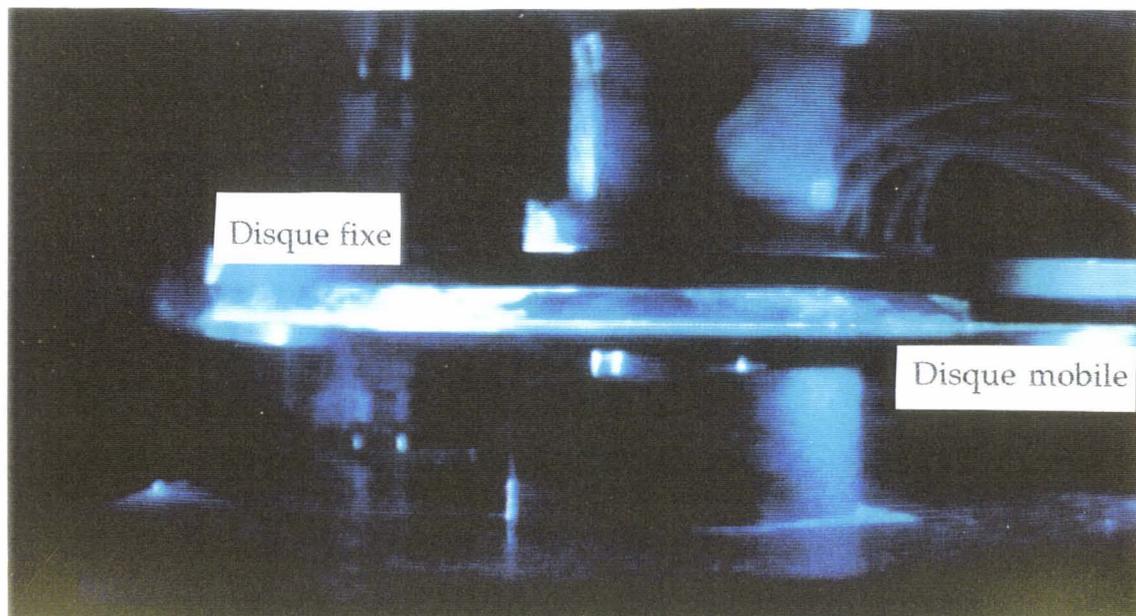
$$\text{Moyeu tournant, } Re_h = \frac{\omega R H}{\nu} = 5.2 \cdot 10^4 \text{ et } \varepsilon = 0.08$$

Les plans laser, dans la cavité avec moyeu tournant, sont méridiens. Ceci ne nous permet de visualiser qu'une moitié de la cavité sur la distance  $R$ .

On a aussi observé que le noyau se recentre lorsque la vitesse du disque mobile augmente (photographies IV.3.3 et IV.3.4).



**Photographie IV.3.3** :Structures instationnaires dans la cavité.  
Sans moyeu,  $Re_h = 5.2 \cdot 10^4$  (1500tr/min) et  $\varepsilon = 0.08$



**Photographie IV.3.4** :Structures instationnaires dans la cavité.  
Sans moyeu,  $Re_h = 7 \cdot 10^4$  (2000tr/min) et  $\varepsilon = 0.08$

Les tomographies laser sont également méridiennes. La cavité est dépourvue du moyeu central ce qui permet de la visualiser dans son ensemble.

Les visualisations dans le plan horizontal sont de moins bonne qualité d'image du fait de la position de l'angle de prise de vue. Il paraît alors plus difficile de discuter qualitativement de l'évolution des structures à l'intérieur de la cavité.

Néanmoins, on peut apercevoir des structures qui semblent se déplacer en s'enroulant en spirale dans le centre de la cavité. On peut observer ce phénomène sur les figures IV.3.5 et IV.3.6 qui représentent deux images successives numérisées à mi-hauteur de cavité ( $Y^* = 0.5$ ) pour un nombre de Reynolds  $Re_h = 3.14 \cdot 10^4$  (900tr/min) et ceci avec la présence d'un moyeu tournant au centre de la cavité.

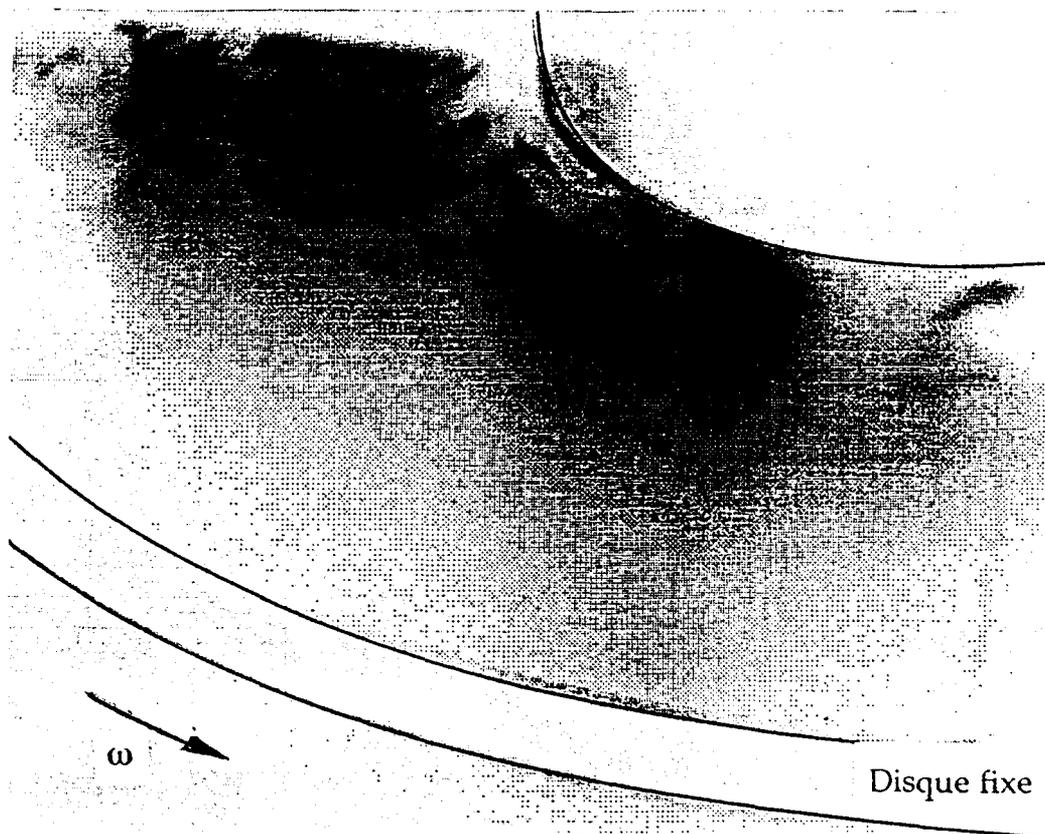


Figure IV.3.5: Plan  $Y^* = 0.5$ ,  $Re_h = 3.14 \cdot 10^4$ , Temps  $t_0=0$ .

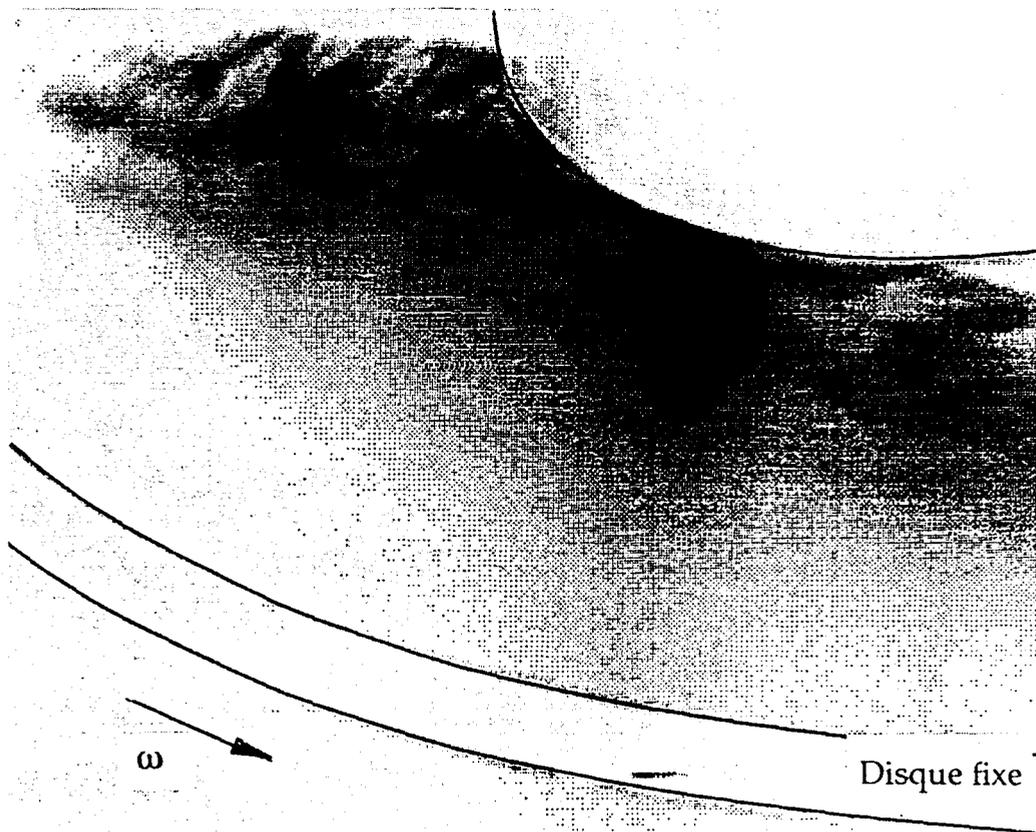


Figure IV.3.6: Plan  $Y^* = 0.5$ ,  $Re_h = 3.14 \cdot 10^4$ , Temps  $t_1 = 0.04$  s.

- Analyse des images.

Des mesures de vitesses ont été effectuées à l'intérieur de la cavité. Les composantes radiale  $v_r$  et circumférentielle  $v_\theta$  de la vitesse moyenne ont été mesurées au moyen de sondes à fil chaud simples connectées à un dispositif d'anémométrie à température constante.

L'analyse de ces signaux par des transformées de Fourier a montré l'existence d'une basse fréquence de 3.66 Hz (figure IV.3.10) pour une vitesse de rotation du disque de 1500 tr/min. L'anneau tourne avec le fluide dans la cavité mais à une vitesse plus faible. La mise en évidence de cette vitesse de rotation du noyau creux ne peut être due à l'ensemencement de l'écoulement car celui-ci est fixe.

La fréquence correspondant au transport pur par l'écoulement moyen à mi-hauteur de cavité dans l'anneau est de 3.75 Hz ce qui semblerait montrer que l'on a transport d'une grande structure.

Afin de confirmer la correspondance entre cette fréquence issue de la transformée de Fourier et le déplacement des structures observé sur les films vidéos, nous avons analysé les images de la façon décrite ci-dessous.

Nous avons réalisé un dépouillement à partir d'une séquence vidéo de 6000 images où le nombre de Reynolds  $Re_h$  est de  $5.2 \cdot 10^4$  ( $\omega = 1500$  tr/min), et le rapport de forme de la cavité  $\varepsilon$  égale 0.08.

la forme générale des structures à l'intérieur de la cavité est décrite par les figures IV.3.7 et IV.3.8.

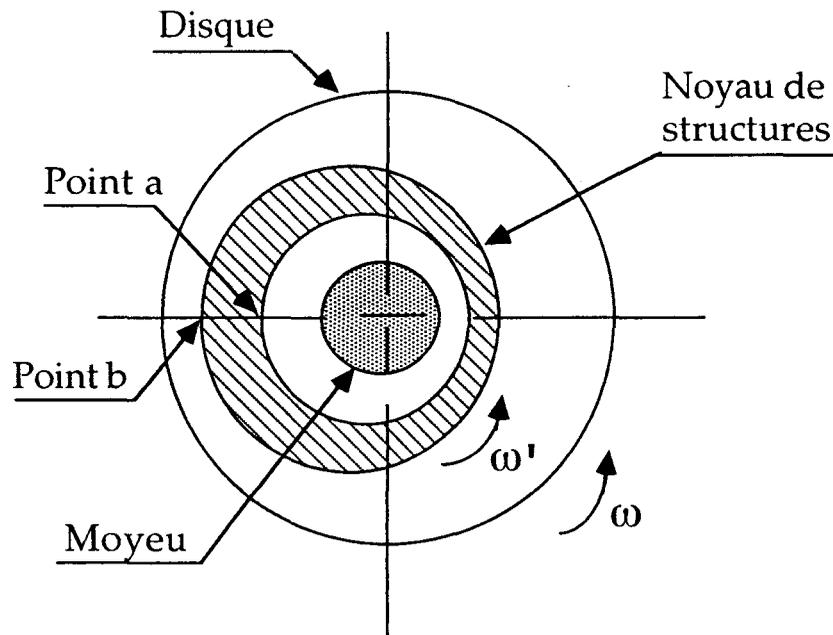


Figure IV.3.7: Schématisation des structures. Vue de dessus.

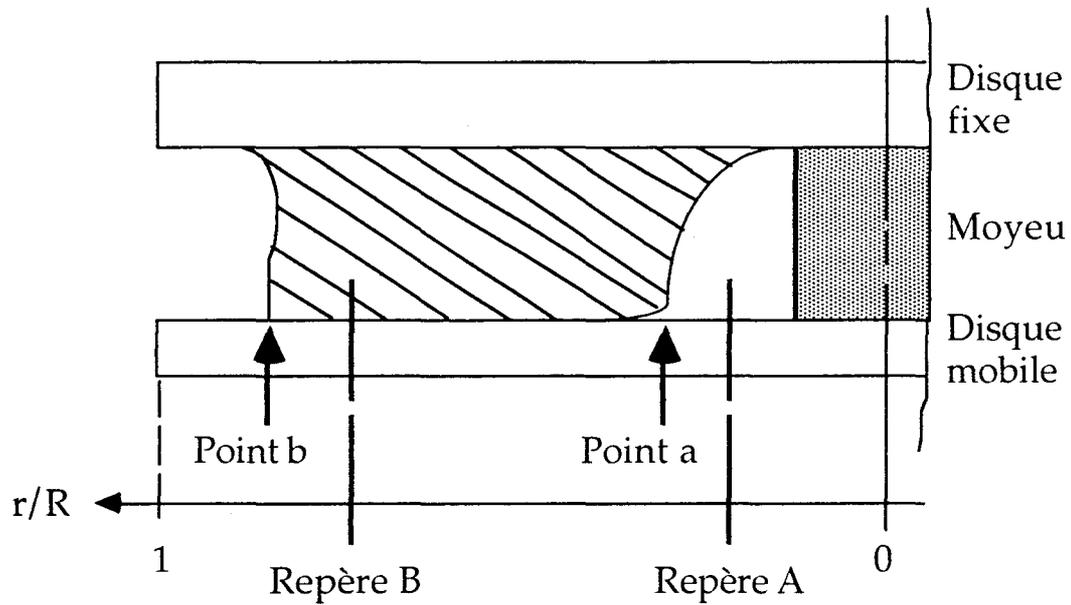


Figure IV.3.8: Schématisation des structures. Vue de face.

Une analyse image par image, correspondant à un intervalle de temps de 0.04 seconde, a permis de comptabiliser le nombre de passages du point a devant le repère A et du point b devant le repère B en fonction du temps, où les points a et b représentent les frontières du noyau dans le plan médian et où les deux repères A et B coïncident avec les positions radiales minimales observées des points a et b. Ces courbes sont représentées sur la figure IV.3.10.

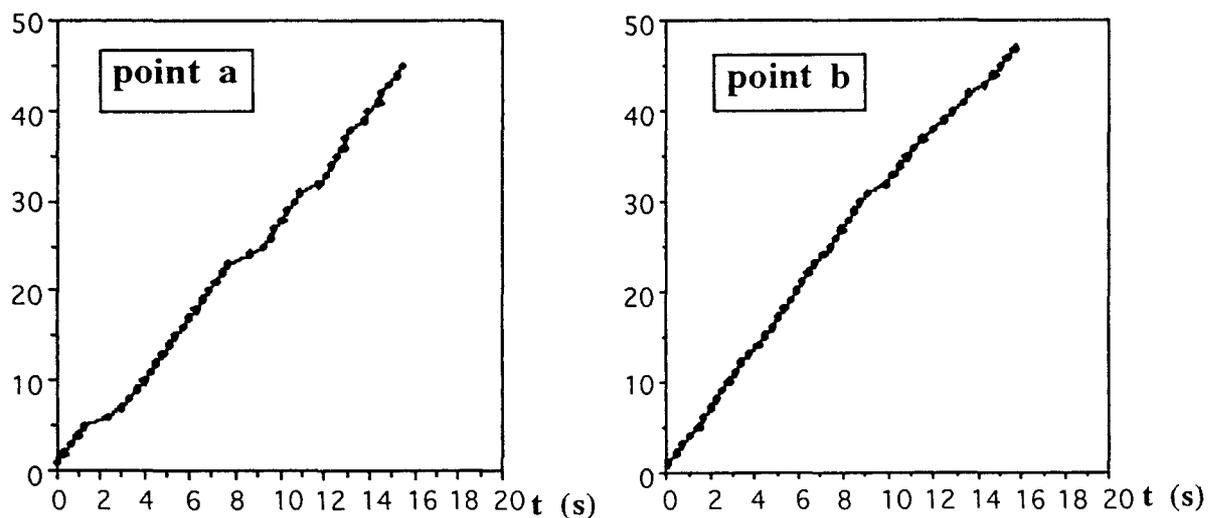


Figure IV.3.9: Courbes de passages cumulés des points a et b devant leurs repères A et B respectifs

Après interpolation des courbes, on peut observer que la fréquence moyenne de passage des deux points a et b devant leurs repères respectifs est identique, ce qui conforte l'hypothèse d'un déplacement en bloc du noyau de structures. Dans l'exemple étudié cette fréquence est de 3.4 Hz, ce qui est comparable à la fréquence de 3.66 Hz issue de l'analyse des FFT, réalisées sur les mesures au fil chaud dans les mêmes conditions d'essais (figure IV.3.10).

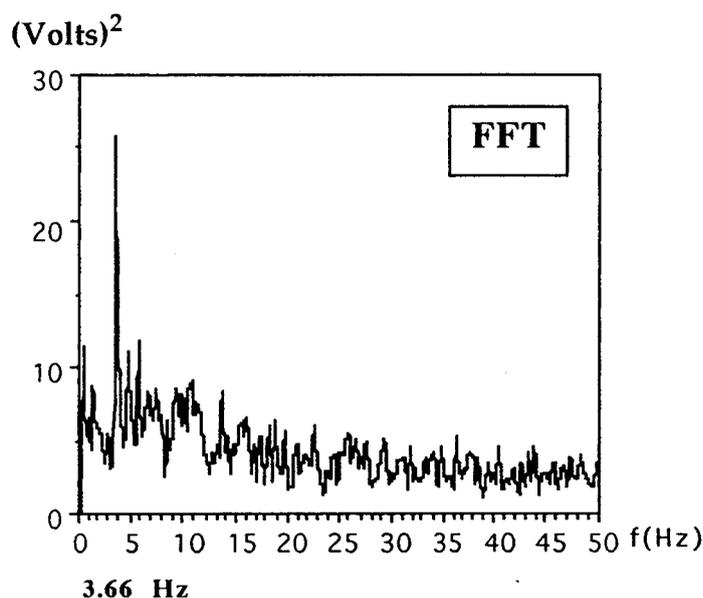


Figure IV.3.10: Transformée de Fourier issue des signaux fils chauds

Pour une analyse du même type effectuée à  $Reh = 3.14 \cdot 10^4$  (soit 900 tr/min) et  $\epsilon=0.08$ , on obtient également une bonne concordance entre les fréquences. En effet, la fréquence issue de la FFT faite sur les mesures au fil chaud est de 1.95 Hz alors que la fréquence issue de l'analyse d'images est de 1.82 Hz.

#### IV.4) Conclusion.

Les visualisations par tomographie laser ont permis de comprendre l'évolution des plus grosses structures tourbillonnaires dans une cavité interdisques. En effet, on a mis en évidence des grandes structures dans le plan méridien ayant la forme d'un noyau annulaire tournant dans la cavité à une vitesse plus faible que la vitesse de rotation du disque. Ce noyau est dépourvu de petites structures

L'analyse des signaux, issus des mesures de vitesses par anémométrie à fil chaud, par des transformées de Fourier a mis en évidence l'existence de fluctuations à basses fréquences dans l'écoulement.

L'analyse qualitative réalisée à partir de plusieurs centaines d'images a montré que la fréquence de déplacement du noyau de grandes structures correspond aux fréquences issues des FFT. La fréquence de l'écoulement moyen à mi-hauteur de cavité dans l'anneau est légèrement supérieure à ces fréquences. Le noyau solide tourne en bloc (transport de grandes structures) à une vitesse sensiblement égale à celle du fluide se trouvant dans la cavité interdisques.

Fort des enseignements tirés des résultats du traitement des signaux et des visualisations, nous considérons que l'écoulement loin des parois est laminaire. L'absence des petites structures dans le noyau semble remettre en cause les hypothèses qui concernent le caractère statistique de la turbulence et peut justifier les difficultés que l'on rencontre pour mettre en concordance les résultats expérimentaux et les résultats numériques disponibles.



## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le but premier de notre étude, soutenue par le pôle FIRTECH 'M.E.M.T.A.' (Mécanique et Energétique des Machines Tournantes et Alternatives) est de mesurer les efforts aérodynamiques dûs à l'écoulement dans les entrefers séparant les parties fixes et les parties mobiles. On rencontre ces écoulements dans de nombreuses configurations industrielles telles que l'espace roue-plafond dans une pompe centrifuge ou l'espace roue-diaphragme dans une turbine à vapeur. La mesure de ces efforts doit permettre d'améliorer la stabilité des rotors. Pour accéder à ces forces aérodynamiques nous avons mesuré les pressions instationnaires régnant dans une cavité interdisques expérimentale spécifique à cet objectif.

Un nouveau banc d'essais a été construit en prenant pour modèle une cavité interdisques non parallèle qui représente une configuration simple des espaces habituellement rencontrés dans l'industrie. La partie principale du banc est composée de deux disques non parallèles dont l'un est fixe tandis que l'autre est animé d'un mouvement de précession en plus de sa propre rotation. Ce mouvement de précession est obtenu en inclinant le disque mobile et en animant l'axe d'inclinaison d'un mouvement de rotation. Il simule le mouvement vibratoire de précession rencontré dans les machines réelles. Cette nouvelle installation expérimentale a été étudiée de manière à obtenir un écoulement "propre" au sens expérimental du terme, les conditions aux limites aux abords des disques et l'état de surface de ces derniers ont été particulièrement soignées. Elle a été également conçue de façon à pouvoir étudier séparément l'influence de chaque paramètre régissant l'écoulement. Ces paramètres sont le taux de précession réduite  $\lambda$ , l'inclinaison du disque mobile  $\beta$ , le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la cavité  $Re_h$  et le rapport de forme de la cavité  $\varepsilon$ .

La conception et le dimensionnement du nouveau banc d'essais ont été faits en prenant en compte les critères techniques imposés par les paramètres prépondérants de l'écoulement. Après la réalisation de l'avant projet, un contrôle dynamique de la structure a été effectué sur un logiciel d'éléments finis "ANSYS" afin de prévenir tous les phénomènes vibratoires parasites pouvant apparaître sur une telle structure. La conception, le dimensionnement et le contrôle dynamique ont constitué la première phase de construction de l'installation expérimentale.

La deuxième phase a consisté à suivre l'évolution de la construction de la machine et à suivre le montage afin de s'assurer la meilleure précision pour les pièces maîtresses telles que l'arbre de transmission de la rotation propre du disque (6 mm de diamètre), l'état de surface des disques, les dispositifs de réglage du parallélisme et de la coaxialité.

Enfin, une troisième phase a été nécessaire pour concevoir et réaliser l'électronique du dispositif de mesure des pressions instationnaires. Celui-ci est constitué de sept capteurs piézorésistifs Endevco, chacun nécessitant une alimentation continue spécifique et d'une amplification du signal de sortie.

Ces trois phases ont permis d'aboutir à la réalisation d'une nouvelle installation expérimentale opérationnelle, elles constituent une partie déjà conséquente du travail.

Dans une première partie, pour répondre à l'objectif initial, on a mesuré les cartes de pressions instationnaires dans la cavité interdisques.

L'analyse des pressions instationnaires montre que dans le cas des disques parallèles on obtient des isobares concentriques à l'intérieur de la cavité, ce qui est conforme aux résultats escomptés.

Lorsque l'on incline le disque mobile et que l'on anime le mouvement de précession, on constate que l'effet de coin qui a tendance à diminuer la dépression dans la zone convergente se répercute jusque dans la zone divergente du fait de l'absence de moyeu central. Les dépressions mesurées sont moins élevées que dans le cas de la cavité disques parallèles.

Lorsque le rapport de forme de la cavité  $\varepsilon$  est grand il ne joue plus de rôle prépondérant sur les dépressions. Néanmoins, il agit différemment suivant le sens de rotation des deux mouvements, donnant ainsi des dépressions différentes.

L'analyse des résultats indique aussi que le taux de précession réduite et plus particulièrement son signe joue un rôle important sur les pressions instationnaires.

Lorsque le taux de précession réduite  $\lambda$  est positif ( même sens de rotation pour les deux mouvements ) la dépression, au niveau des valeurs crêtes, augmente au fur et à mesure que la vitesse du mouvement de précession augmente. L'étude de la contribution du mouvement de précession semble indiquer que tout se passe comme si la vitesse de rotation propre du disque s'additionnait à la vitesse de rotation du mouvement de précession.

Au contraire, lorsque  $\lambda$  est négatif la dépression diminue aux valeurs crêtes. La vitesse du mouvement de précession semble se soustraire cette fois à la vitesse de rotation propre du disque.

On constate également que les valeurs moyennes des dépressions sont plus importantes pour  $\lambda$  négatif que pour  $\lambda$  positif. Pour  $\lambda$  négatif les valeurs moyennes des dépressions sont plus proches des dépressions qui régissent dans la cavité disques parallèles. On a donc dans ce cas une compression moins forte contrairement à celle que la théorie de la lubrification nous aurait laissé penser. Les effets centrifuges sont prépondérants, on est loin de la superposition simple des effets de coins et des effets centrifuges.

Le calcul des moments aérodynamiques à partir de ces pressions instationnaires montrent que le signe du taux de précession réduite joue là encore un rôle prépondérant sur l'entretien des modes vibratoires.

En effet, lorsque  $\lambda$  est positif on a un apport d'énergie, les forces aérodynamiques sont bien génératrices des modes vibratoires qui se trouvent alors entretenus et amplifiés par cet apport d'énergie.

Au contraire, lorsque  $\lambda$  est négatif on a une dissipation de l'énergie vibratoire d'où une atténuation des modes vibratoires.

Les mesures de vitesses moyennes ont été effectuées à l'intérieur de la cavité disques parallèles au moyen de l'anémométrie à fil chaud.

L'analyse des profils de vitesses montre que l'écoulement se comporte comme la solution proposée par BATCHELOR en 1951. On observe bien sur ces profils deux couches limites qui se développent près du rotor et du stator et qu'entre ces deux couches limites le coeur du fluide tourne en bloc.

Une comparaison avec les résultats obtenus par R. DEBUCHY durant sa thèse montre la nécessité de ne pas négliger les conditions aux limites pour de telles expériences. Le bord des disques et l'entrée de la cavité conditionnent l'évolution de l'écoulement à l'intérieur de celle-ci. Pour les numériciens ceci montre l'importance du rôle de la modélisation de la zone périphérique des disques et du domaine extérieur dans la structure de l'écoulement et le champ des vitesses dans la cavité.

Dans une deuxième partie on a réalisé des visualisations par tomographies laser qui nous ont permis de mieux comprendre l'évolution de l'écoulement dans la cavité interdisques.

L'analyse qualitative à partir des images montre la présence d'un noyau annulaire composé de grosses structures tournant dans la cavité. Une comparaison entre la fréquence de déplacement de ce noyau, la fréquence issue des transformées de Fourier effectuées sur les mesures de vitesses par anémométrie à fil chaud et la fréquence de l'écoulement moyen à mi-hauteur de cavité dans cet anneau semble montrer que les grandes structures sont transportées par le noyau. Leur vitesse de déplacement, qui est aussi celle du noyau, est sensiblement égale à la vitesse du fluide se trouvant dans la cavité.

L'absence de petites structures dans ce noyau nous pousse à considérer que l'écoulement est laminaire loin des parois. Il nous amène à poser les questions suivantes: les modèles de turbulence habituellement utilisés dans les codes de calcul pour ce type de configuration rotor-stator sont-ils bien adaptés?. Prennent-ils bien en

compte la taille de ces structures apparemment cohérentes telles qu'elles ont été visualisées dans l'anneau?

De nombreuses perspectives de poursuite de travaux, utilisant les résultats obtenus ou complétant les mesures effectuées, peuvent être envisagées sur notre installation d'essais.

Ainsi, nos mesures de pressions instationnaires peuvent servir de base de données expérimentales pour le développement de modèles de turbulence et pour la validation de codes de calcul.

Des mesures de vitesses par vélocimétrie laser sont envisageables lorsque que le disque est animé du mouvement de précession. Celles-ci devraient permettre d'obtenir plus d'informations concernant le centre de la cavité, domaine pour lequel très peu de résultats sont disponibles.

La conception de notre banc d'essais permet d'envisager son utilisation pour d'autres types d'écoulements tels que les écoulements à débit non nul. Ceux-ci pourront être centripètes ou centrifuges (débit positif ou négatif) et dans la configuration disques parallèles ou disques non parallèles.

Enfin le dispositif expérimental de visualisation peut être amélioré facilement afin d'augmenter la définition spatiale des images. L'utilisation d'une caméra ultra-rapide pour une meilleure définition temporelle et l'amélioration du dispositif d'ensemencement, voir même le choix d'un autre traceur, devraient permettre de mieux appréhender l'évolution des petites structures dans la cavité interdisques.



## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [ BAT (51) ] -G.K. BATCHELOR, "Note on a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing of a rotating fluid", *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, vol 4, pp 29-41, 1951.
- [ BER (82) ] -M. BERTELA & F. GORI, "Laminar flow in a cylindrical container with a rotating cover", *Journal of Fluids Engineering*, 104, pp 31-39, 1982.
- [ BOD (40) ] -U.T. BODEWADT, "Die Dreshstromung ueber festem Grunde", *ZAMM*, vol 20, pp 241-53, 1940.
- [ BRA (87) ] -J.F. BRADY & L. DURLOFSKY, "On rotating disk flow", *J. Fluid Mech.*, 175, pp 363-94, 1987.
- [ COC (34) ] -W.G. COCHRAN, "The flow due to a rotating disk", *Proc. Camb. Phil. Soc.*, vol 30(3), pp 365-75, 1934.
- [ DAI (60) ] -J.W. DAILY & R.E. NECE, "Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disks", *ASME Journa of Basic Engineering*, 82, pp 217-32, 1960.
- [ DEB (93) ] -R. DEBUCHY, "Ecoulement turbulent avec aspiration radiale entre un disque fixe et un disque en rotation", *Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille*, janvier 1993.
- [ DIJ (83) ] -D. DIJKSTRA & G.J.F. VAN HEIJST, "The flow between two limite rotating disks enclosed by a cylinder, *J. Fluid Mech.*, 128, pp 123-54, 1983.

- [ DOR (63) ] -L.A. DORFMAN, "Hydrodynamic resistance and the heat loss of rotating solids", Ed; Olivier & Boyd, 1963.
- [ DOU (95) ] -D. DOURNEAU, "Etude théorique et expérimentale de la propagation d'ondes acoustiques dans un corps de ventilateur centrifuge, rotor à l'arrêt", Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure D'arts et Métiers, décembre 1995.
- [ ELE (94) ] -L. ELENA, "Modélisation de la turbulence inhomogène en présence de rotation", Thèse de doctorat de l'Université d'Aix-Marseille II, 1994.
- [ GRO (55) ] -D. GROHNE, "Über die laminare strömung in einer kreiszylindrischen dose mit rotierendem deckel", pp 264-82, 1955
- [ HEN (81) ] -R. HENRY, "Contribution à l'étude dynamique des machines tournantes", Thèse de l'Université Claude Bernard Lyon I, octobre 1981.
- [ HOL (77) ] -M. HOLODNIOK, M. KUBICEK & V. HLAVACEK, "Computation of the flow between two rotating coaxial disks", J. Fluid Mech., 81(4), pp 689-99, 1977.
- [ HOL (81) ] -M. HOLODNIOK, M. KUBICEK & V. HLAVACEK, "Computation of the flow between two rotating coaxial disks : multiplicity of steady-state solutions", J. Fluid Mech., 108, pp 227-40, 1981.
- [ KAR (21) ] -Th. Von KARMAN, "Ueber laminare und turbulente reibung", ZAMM, vol 1, pp 233-52, 1921.
- [ LAN (62) ] -G.N. LANCE & M.H. ROGERS, "The axially symmetric flow of a viscous fluid between two infinite rotating disks", Proc. Roy. Soc., A266, pp 109-21, 1962.
- [ MAL (95) ] -A. MALESYS, D. BUISINE, "Etude expérimentale de l'écoulement turbulent entre disques parallèles par tomographie laser", 6<sup>e</sup> Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, St Etienne 30 mai-2 juin 1995.

- [ MAL (95) ] -A. MALESYS, D. BUISINE, "flow visualizations, pressure and velocity measurements between a rotating and a stationary disc", 336th EUROMECH Colloquium, Flow Dominated by Centrifugal and Coriolis Forces, Trondheim Norway, june 21st-23rd 1995.
- [ MAL (95) ] -A. MALESYS, D. BUISINE, "Etude expérimentale de l'écoulement turbulent entre un disque fixe et un disque en rotation", 12<sup>e</sup> Congrès Français de Mécanique, Strasbourg 4-8 septembre 1995, pp 241-44, N° ISBN 2-909932-26-5/3.
- [ MEL (68) ] -G.L. MELLOR, P.J. CHAPPLE & V.K. STOCKES, "On the flow between a rotating and a stationary disk", J. Fluid Mech., 31(1), pp 95-112, 1968.
- [ MUR (80) ] -M. MURAKAMI, K. KIKUYAMA & E. ASAKURA, "Velocity and pressure distributions in the impeller passages of centrifugal pumps", Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, 102, pp 420-26, 1980.
- [ N. GE (93) ] -N. GE, "Contribution à l'étude du décollement tournant dans les ventilateurs axiaux par vélocimétrie doppler à laser et visualisation", Thèse de doctorat de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, mai 1993.
- [ NGU (75) ] -N.D. NGUYEN, J.P. RIBAUT & P. FLORENT, "Multiple solutions for flow between coaxial disks", J. Fluid Mech., 68(2), pp 369-88, 1975.
- [ OLI (81) ] -L.A. OLIVEIRA, "Contribution à l'étude de l'écoulement entre un disque fixe et un disque tournant; influence des phénomènes d'entrée liés à la valeur finie des rayons", Thèse de docteur ingénieur, 1981.
- [ OWE (89) ] -J.M. OWEN & R.H. ROGERS, "Flow and heat transfert in rotating-disc systems, volume 1: Rotor-stator systems", Research studies press LTD, 1989.
- [ OWE (95) ] -J.M. OWEN & R.H. ROGERS, "Flow and heat transfert in rotating-disc systems, volume 2: Rotating cavities", Research studies press LTD, 1995.

- [ PIC (58) ] -K.G. PICHA & E.R.G. ECKERT, "Study of the air flow between coaxial disks rotating with arbitrary velocities in an open or enclosed space, In Proc. 3rd US Natl. Cong. Appl. Mech. pp 791-98, 1958.
- [ RIT (96) ] -N. RITTEMARD, "Ecoulements interdisques", Thèse de doctorat de LIMSI Orsay, juillet 1996.
- [ ROB (76) ] -S.M. ROBERTS & J.S. SHIPMAN, "Computation of the flow between a rotating and a stationary disk", J. Fluid Mech., 73, pp 53-63, 1976.
- [ SCH (96) ] -L. SCHOUVEILER, "Experimental study of the stability of the flow between a rotating and a stationary disk", Advances in Turbulence VI, pp 385-88, 1996.
- [ SIR (91) ] -A. SIRIVAT, "Stability experiment of flow between a stationary and a rotating disk, Phys. Fluids A., 3-11, pp 2664-71, 1991.
- [ SPO (91) ] -A. SPOHN, "Ecoulement et éclatement tourbillonnaire engendrés par un disque tournant dans une enceinte cylindrique", Thèse de doctorat de l'Université J. Fourier, Grenoble 1991.
- [ SRI (94) ] -M. SRITI, "Etudes numériques et expérimentales d'écoulements turbulents de fluides compressibles et incompressibles dans les joints labyrinthes", Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1994.
- [ STE (53) ] -K. STEWARTSON, "On the flow between two rotating coaxial disks", Proc. Camb. Phil. Soc., vol 49, pp 333-41, 1953.
- [ SZE (78) ] -R.K.H. SZETO, "The flow between rotating coaxial disks", Ph.D. Thesis California Inst. of Tech., 1978.
- [ SZE (83) ] -A.Z. SZERI, S.J. SCHNEIDER, F. LABBE & H.N. KAUFMAN, "Flow between rotating disks. part 1, Basic flow, J. Fluid Mech., 134, pp 103-31, 1983.

[ SZE (83) ] -A.Z. SZERI, A. GIRON, S.J. SCHNEIDER & H.N. KAUFMAN, "Flow between rotating disks. part 2, Stability, J. Fluid Mech., 134, pp 133-54, 1983.

[ VAU (86) ] -C.M. VAUGHAN, "A numerical investigation into the effect of an external flow field on the sealing of a rotor-stator cavity", D. Phil. Thesis University of Sussex, United Kingdom, 1987.

## RESUME

Les rotors des machines industrielles telles que les turbomachines sont soumis à des efforts aérodynamiques divers dûs notamment aux joints labyrinthes, aux espaces interdisques et aux aubages. Ces efforts peuvent être à l'origine de l'instabilité vibratoire de ces rotors.

L'objectif de la thèse est d'étudier expérimentalement la contribution des cavités interdisques dans l'instabilité vibratoire des rotors. Pour cela on impose un mouvement de précession au disque tournant d'une cavité interdisque non parallèle et on mesure les efforts aérodynamiques qui résultent de ce mouvement.

Dans la première partie, on décrit tout d'abord la phase de conception, de dimensionnement et de contrôle qui a permis la réalisation du nouveau banc d'essais. Ce banc permet de simuler parfaitement le mouvement vibratoire et d'isoler l'influence de chaque paramètre régissant l'écoulement.

Dans une deuxième partie on mesure la carte de pressions instationnaires dans la cavité interdisque à l'aide de capteurs piézorésistifs. De cette carte on déduit les efforts globaux qui s'exercent sur le disque mobile.

L'analyse des résultats indique que le taux de précession réduite et en particulier son signe joue un rôle capital dans l'échange d'énergie entre le fluide et le disque, et par conséquent, dans la stabilité des rotors.

Des mesures de vitesses moyennes par anémométrie à fil chaud et une comparaison avec des résultats expérimentaux sont également présentées.

Enfin dans une troisième partie, nous nous intéressons à la compréhension de l'évolution de l'écoulement dans la cavité à l'aide de visualisations réalisées par tomographie laser. L'analyse qualitative de ces dernières met en évidence certains phénomènes pouvant conduire à redéfinir le type d'écoulement existant loin des parois dans la cavité.

## MOTS CLES

ECOULEMENT TURBULENT EN ROTATION

CAVITE ROTOR-STATOR

CAVITE DISQUES NON-PARALLELES

MOUVEMENT DE PRECESSION

PRESSIONS INSTATIONNAIRES

MOMENTS AERODYNAMIQUES

ANEMOMETRIE A FIL CHAUD

VISUALISATIONS PAR TOMOGRAPHIES LASER