

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA-BOUMERDES



Faculté des Sciences de L'Ingénieur

Mémoire de Magister

Présenté par :

BETTAHAR Mohamed

En vue de l'obtention du diplôme de **MAGISTER** en :

Filière : Mécanique & Ingénierie des Systèmes

Option : Dynamique des Moteurs et Vibroacoustique

**TITRE DU MEMOIRE : « Mise en Evidence et Contrôle
de l'éclatement tourbillonnaire en écoulement
compressible ».**

Devant le jury composé de :

Mr. Si-CHAIB Mohamed-Ouali	Professeur	UMBBoumerdes	Président
Mr. Bencheikh Lahcene	Professeur	U.F.A. Setif	Examineur
Mr. Benmenni Mohamed-Said	M.C/B	UMBBoumerdes	Examineur
Mr. SACI Rachid	Professeur	UMBBoumerdes	Directeur de mémoire

Année Universitaire 2011/2012

Remerciements

*Ce travail a été accompli au laboratoire Dynamique des moteurs et vibroacoustique de l'Université M'hamed Bougara de Boumerdès, Faculté des Sciences de l'Ingénieur (F.S.I.). Je tiens tout d'abord à remercier en premier lieu Allah, le tout puissant, de m'avoir donné autant de courage, de patience et de volonté pour atteindre ce but. Mes premiers remerciements vont naturellement à mon directeur de mémoire, le Professeur **SACI Rachid** pour ses conseils et le partage de ses compétences scientifiques. Ce fut un plaisir de travailler avec lui. J'ai également apprécié la grande liberté qu'il m'a accordé dans la gestion de mon mémoire ainsi que sa passion pour la recherche et sa bonne humeur toujours présente. Bref, merci de m'avoir supporté ces années et d'en avoir fait une période plus qu'agréable pour moi. Merci également au président du jury Le Professeur **Si-CHAIB Mohamed-Ouali** d'avoir accepté d'examiner ce travail et d'avoir accepté de présider le jury de ce mémoire.*

*Je remercie vivement Le Professeur **Lahcène BENCHEIKH**. De l'université Ferhat Abbes de Sétif et le **M.C/B Benmenni Mohamed-Said** de l'université de M'hamed Bougara de Boumerdes d'avoir accepté de faire parti du jury d'évaluation de ce mémoire, et pour leur déplacement et le temps qu'ils ont consacré à l'étude de ce document.*

*Je remercie notre Responsable du Laboratoire le Professeur **NOUR Abdelkader** pour les efforts consentis et les facilités qu'il met en la disposition des étudiants.*

*Mes remerciements s'adressent également à tous les membres du laboratoire, qui durant ces années ont permis de travailler dans un cadre agréable. Merci à tous mes collègues étudiants, les anciens et ceux encore en activité. J'adresse un grand merci à mes collègues en post-graduation : **Fahim, Soufaine, Younes, Hakim, Hakim, Mohamed, Ali et Akila.***

Je tiens à remercier particulièrement, Tchico, Mokrani, pour beaucoup de choses, A tous mes ami(e) s sans exception, ils sont nombreux, je ne peux tous les citer mais je ne peux les oublier.

Je remercie tous les gens de mon passage, que j'ai connus ou rencontrés dans ma vie, sociale et universitaire, et à tous ceux que je n'ai pas cités avec toutes mes excuses.

Mes reconnaissances vont également à toutes les personnes des l'Université, M'hamed Bougara de Boumerdès,

Enfin, que toutes les personnes ayant contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail, soient chaleureusement remerciées.

Dédicaces

Avant tout propos, je tiens à rendre grâce à Allah qui m'a guidé sur la bonne voie. Je tiens à rendre hommage à mon père, et à celle qui a su et pu faire de moi l'homme que je suis, « à maman » pour son indéfectible assistance et son soutien tout le long de ma formation ; les mots ne peuvent exprimer mon entière gratitude et ma reconnaissance pour tous leurs sacrifices. A mes frère Mounir, Daoud et Ali et ma sœur. A tous mes neveux, tantes, oncles et cousins ainsi que toutes leurs familles. A tous mes amis sans exception. Je prie Allah de leurs accorder longue vie et bonne santé

Bettahar Mohamed

Résumé :

La présente étude propose une simulation numérique des écoulements axisymétriques avec éclatements, d'un fluide visqueux et compressible, engendrés par la rotation du disque inférieur d'une cavité cylindrique munie d'un moyeu central fin en rotation différentielle. L'étude focalise sur les effets d'un forçage thermique externe, appliqué sur les parois de la cavité. En particulier, les calculs indiquent que les gradients de température engendrent des stratifications thermiques axiales et radiales suivies de mouvements lents, mais assez intenses pour altérer considérablement la structure de l'écoulement. Par ailleurs, l'étude montre explicitement que les simulations basées sur le modèle de Boussinesq incompressible ne sont pas validées et que les effets non linéaires de densité ne sont pas négligeables.

Mots clés : écoulements inverses/ compressibilité / cylindre / simulation numérique/ effets thermiques/

Abstract

This study proposes a numerical simulation of axisymmetric flows with vortex breakdown, of a viscous and compressible fluid, caused by the spinning bottom disk of a cylindrical cavity provided with a central hub thin in differential rotation. The study focuses on the thermal effects, applied on the cavity boundaries. Calculations indicate that the temperature gradients give rise to meridian slow motions, which can alter considerably the flow structure. Besides, the study shows explicitly that the numerical simulations based on the incompressible Boussinesq model are not valid and the non linear effects of specific gravity cannot be neglected.

Keywords: reverse flows / compressibility/ cylinder/ numerical simulation/ thermal effects

ملخص:

نقترح في هذا العمل دراسة عددية لسيلان مغلق، لسائل لزج قابل للانضغاط ناتج عن دوران القرص السفلي مع العمود المحوري لتجويف اسطواني.

النتائج بينت مناطق رجوع السيلان على شكل فقاعات تتميز بنقاط ركود على محور الدوران. لمتابعة تطور الانتفاخ الدوراني، الدراسة تقترح وسائل مراقبة تعتمد على شروط حركية و أخرى حرارية، حيث دوران العمود المحوري أو الصفيحة السفلى قد تزيل الفقاعات أو تفضل ظهورها حسب نسبة و جهة الدوران.

الدفع الحراري الجانبي الموجب أو السالب المطبق بين العمود المحوري و الجدار الجانبي اظهر انه يزيل أو يطور الانتفاخ.

وبالإضافة إلى ذلك، تظهر الدراسة بوضوح أن المحاكاة تستند على نموذج بوسينسك الغير قابل للانضغاط لم يتم التحقق من صحتها وان كثافة التأثيرات الغير الخطية لا يستهان بها.

الكلمات المفتاحية : الانتفاخ الدوراني، سائل قابل للانضغاط، الدوران، التأثير الحراري الجانبي، التأثير الحركي.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
-----------------------------------	----------

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Le phénomène d'éclatement en écoulement externe.....	4
- En aérodynamique (aile delta) : (L'E.T nuisible).....	4
I.2. Eclatement tourbillonnaire dans les écoulements internes.....	6
I.2.a. Dans une Chambre de combustion : (L'E.T provoqué).....	6
I.2.b. Eclatement dans une cavité cylindrique fermée	7
I.3. Tentatives de Contrôle de l'éclatement tourbillonnaire en milieu confiné.....	9
I.3.1- Effet du moyeu central.....	9
I.3.2. Effets de gradient de température axial.....	13
I.3.3. Effets de gradient de température axial d'un fluide compressible.....	15
I.4. Différents types d'éclatements tourbillonnaires.....	16

CHAPITRE II

MODELISATION GEOMETRIQUE ET MATHEMATIQUE

DE L'ECOULEMNT

II.1 Introduction.....	21
II.2 Formulation générale des équations.....	21
II.3.Equation de Navier-Stokes compressible.....	23
II.4. Adimensionalisation des équations de bilan.....	25
II.5. Equation adimensionnelle.....	25
II.6. Les paramètres des contrôles.....	26
II.6.a) Paramètre dynamique.....	26

II.6.b) Paramètre géométrique.....	29
II.7. Condition aux limites et conditions initiales.....	31
II.7.1. Conditions aux limites.....	31
II.7.2. Condition initiale.....	32
Conclusion.....	33

CHAPITRE III

MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE

III.1. Introduction.....	34
III.2. Définition le mailleur Gambit.....	34
III.3. Création du modèle sur Gambit.....	34
III.4. Présentation générale du mailleur : Gambit.....	34
III.5. Création du maillage.....	35
III.6. Vérification de la qualité du maillage.....	37
III.7. Présentation de code du calcul.....	37
III.7.1. Couplage pression-vitesse.....	37
III.7.2. Schémas de discrétisation:.....	38
III.7.3. Principales étapes de simulation sous FLUENT.....	38
III.7.4. Convergence des calculs.....	40
III.7.5. Précision du solveur	41
III.8. Validation des résultats.....	42

III.8.1. Comparaison avec des résultats numériques	42
III.8.2. Comparaisons avec les résultats expérimentaux	45
CONCLUSION	48

CHAPITER IV

ECOULEMENTS ISOTHERMES EN PRESENCE D'ECLATEMENTS

IV.1. Introduction	49
IV.2. Paramètres de contrôle et Domaine de solution.....	50
IV.3. Ecoulement de base : ($\alpha = S = 0$).....	50
IV.4. Mise en évidence d'une zone de recirculation.....	54
IV.5. Effets de la présence d'un moyeu central fixe.....	60
IV.6. Circulation méridienne occasionnée par la rotation du moyeu seul.....	61
IV.7. Tige en rotation différentielle.....	63
IV.7.1. Effet de Co-rotation (Tige en Co-rotation)	66
IV.7.2. Effet de Contra-rotation (Tige en Contra-rotation)	66
IV.8. Critère de formation de bulbe	71
IV.9. Hypothèse d'incompressibilité	74
Conclusion	81

CHAPITRE V

EFFETS D'UN FORCAGE THERMIQUE EXTERNE SUR L'ECLATTELEMENT TOURBILLONNAIRE

V.1. Introduction	82
V.2 Effets d'un gradient axial de température	83
V.3. Effets d'un gradient radial de température	86

V.3.1. Modèle d'écoulements de base isotherme : ($\varepsilon = 0, Re_i \neq 0$)	86
V.3.2. Effets d'un gradient radial positif de température : ($\varepsilon > 0, Re_i = 0$).....	87
V.3.3. Effets d'un gradient radial négatif de température : ($\varepsilon < 0, Re_i = 0$).....	91
V.4. Effets non-Boussinesq (effets non linéaires).....	94
V.4.1. Etude comparative.....	95
Conclusion	97
Conclusion générale et perspective	98
Références Bibliographiques	100

NOMENCLATURE

r : Coordonnée radiale adimensionnelle.

z : Coordonnée axiale adimensionnelle.

u : Composante radiale adimensionnelle de la vitesse.

v : Composante transversale adimensionnelle de la vitesse.

w : Composante axiale adimensionnelle de la vitesse.

t : Temps adimensionnel.

p : Pression adimensionnelle.

R_d : rayon du disque supérieur.

R_b : rayon du disque inférieur.

R : rayon interne du cylindre.

R_i : Rayon de tige centrale.

H : Hauteur du cylindre et du tronconique.

$\varepsilon_r = \frac{T_i - T_L}{T_i + T_L}$: La différence de température adimensionnelle, car T_i et T_L la température de la tige axial et température de la paroi latérale respectivement.

Re : Nombre de Reynold **$R_e = \rho_0 \frac{\Omega R^2}{\mu}$** ,

F_r : Nombre de Froude, **$F_r = \frac{\Omega^2 R}{g}$**

M_a : Nombre de Mach, **$M_a = \Omega R (\gamma R_g T_0)^{-1/2}$**

P_r : Nombre de Prandtl, **$P_r = \frac{\mu c_p}{\lambda}$**

$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$: Le rapport spécifique de la chaleur.

$\alpha = S = \frac{\Omega_h}{\Omega_b}$: Rapport des vitesses angulaires des disques tournants.

$R_g = C_p - C_v$: Est la constants de gaz.

Grecque :

Ω_h : vitesse angulaire du disque supérieur.

Ω_b : vitesse angulaire du disque inférieur.

Ω_i : vitesse angulaire de la tige axiale.

θ : Coordonnée transversale adimensionnelle.

ρ : Masse volumique.

ν : Viscosité cinématique.

μ : Viscosité dynamique.

$$\frac{D}{Dt} : \text{Opérateur dérivée particulaire} \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\nabla^2 = r^{-1} \partial(r \partial / \partial r) / \partial r + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ (Opérateur Laplace)}$$

$$\Delta : \text{Opérateur gradient,} \quad \Delta = \left[r^{-1} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] / 3 = \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] / 3$$

Φ : étant la fonction dissipation ;

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) - \left(\frac{v}{r} \right) \right)^2 - 6\Delta^2$$

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

L'éclatement tourbillonnaire est un phénomène physique d'importance dans de nombreuses situations industrielles, rencontré par exemple dans le processus de croissance cristalline par la méthode des bains fondus (configuration de **Czochralski**), aérodynamique interne des turbomachines (configuration canal-cavité) ou encore aérodynamique externe des ailes delta d'avion de grande manœuvrabilité où il a été fois identifié pour la première.

Ce phénomène physique est couramment caractérisé (**Leibovich 1984**) par un écoulement secondaire, dans lequel il existe un point de stagnation axial à l'amont, suivi d'un évasement des lignes de courants ; avec ou non un point de recollement à l'aval formant une région d'écoulement inverse d'extension limitée. De nombreuses théories, basées sur des concepts physiques différents (instabilité hydrodynamique, propagation d'onde, ressaut hydraulique etc...) ont été proposées pour tenter d'expliquer les mécanismes physiques responsables de sa formation. Cependant, selon la littérature recensée, à ce jour certains aspects de cet écoulement secondaire complexe demeurent partiellement compris. Ceci explique l'absence d'une théorie unifiée et adéquate pour modéliser cet aspect d'écoulement, qualifié souvent de verrou théorique et technologique.

Pour réduire au minimum le nombre de paramètres de contrôle des écoulements présentant des zones de recirculation type éclatement tourbillonnaire, un nombre très important de travaux, numériques et expérimentaux, ont adopté la configuration géométrique cylindrique. C'est dans ce model de géométrie, que Vogel [43] a pour la première fois identifié expérimentalement des zones d'écoulement inverses sur l'axe à partir d'un seuil donné de taux de rotation du disque inférieur. Cette structure d'apparence simple, a été éventuellement classée par la communauté scientifique comme une classe donnée du phénomène plus complexe d'éclatement tourbillonnaire, identifié en écoulement externe par *Atkinson et al.* [69] sur une aile delta.

Dans ce même contexte ce travail s'intéresse à l'étude, par simulation numérique au moyen du software code Fluent, des écoulements secondaires axisymétriques et stationnaires d'un fluide visqueux et compressible, entraînés par la rotation indépendante des parois d'une cavité cylindrique munie d'un moyeu central fin.

L'investigation explore d'abord les effets de compressibilité du fluide utilisé, souvent négligés dans les travaux antérieurs, sur la structure tourbillonnaire sans forçage thermique externe, en considérant un modèle de simulation basé sur les équations complètes issues d'un modèle compressible. Les résultats, pour des paramètres de contrôle donnés, indiquent une influence non négligeable sur les seuils d'apparition des points de stagnations qui caractérisent les zones d'écoulements inverses.

Ensuite, l'investigation est étendue aux cas des écoulements non isothermes, où les effets thermiques sont introduits au moyen de gradients pariétaux de températures. Le forçage thermique appliqué sur les bases du cylindre (gradient axial), ou entre la tige axiale et la paroi cylindrique de la cavité (gradient radial), engendre des mouvements convectifs lents mais qui s'avèrent assez suffisants pour altérer considérablement la structure de l'écoulement. En particulier, la simulation basée sur le modèle compressible indique qu'à partir d'un certain seuil donné de paramètres thermiques de contrôle, les variations de densité d'origine thermique sont non seulement importants mais sont aussi non-linéaires. En effet, une étude comparative des résultats, qualitatifs et quantitatifs, issus de ce modèle avec celui basé sur l'approximation de Boussinesq ont montré des divergences importantes pour des gradients thermiques assez élevés.

Ce travail s'articule sur cinq chapitres dont le premier est consacré à la revue bibliographique. La configuration géométrique, la formulation et le formalisme adoptés sont présentés dans le deuxième chapitre. La simulation numérique et l'implémentation sous Fluent, appuyées par une validation aussi bien expérimentale que numérique sont présentées au chapitre trois. Le chapitre IV est consacré à la mise en évidence des zones d'écoulement compressibles inverses, sans forçage thermique externe. Au chapitre V, l'influence d'un forçage thermique, basé sur des gradients de températures pariétaux, est explorée et analysée. En particulier les effets non-Boussinesq sont mis en évidence. Enfin, ce travail se termine par une conclusion synthétisant les principaux résultats, suivis de perspectives.

CHAPITRE I

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Etude bibliographique

La classe des problèmes fondamentaux, liés aux écoulements tournants en milieu partiellement ou totalement confinés, constitue depuis environ le début du siècle, un axe pratiquement permanent de la recherche en mécanique des fluides.

Parmi les structures secondaires complexes qui se développent en milieu rotatif, caractérisé par une concentration suffisante de vorticité, on distingue le phénomène d'éclatement tourbillonnaire [1,2, 3]. Cette structure secondaire est couramment caractérisée (Leibovich 1984) par l'apparition subite d'un point de stagnation, suivi à l'aval par un évasement des filets de courant ; avec ou sans point de recollement et de zone d'écoulement inverse.

De nombreuses théories, basées sur des concepts physiques différents (instabilité hydrodynamique, propagation d'onde, ressaut hydraulique etc...) ont été proposées pour tenter d'élucider les mécanismes physiques provoquant sa formation. D'après la littérature que nous avons recensée, certains aspects de cet écoulement secondaire complexe demeurent partiellement compris. Les données expérimentales disponibles n'ont pas suffi s   développer une théorie unifiée pour modéliser cet aspect d'écoulement, qualifié souvent de verrou théorique et technologique.

Pour réduire au minimum le nombre de paramètres de contrôle des écoulements présentant des zones de recirculations type éclatement tourbillonnaire, un nombre très important de travaux, numériques et expérimentaux, ont adopté la configuration géométrique cylindrique. C'est dans ce model de géométrie, que Vogel [43] a pour la première fois identifié expérimentalement des zones d'écoulement inverses sur l'axe à partir d'un seuil donné de taux de rotation du disque inférieur. Cette structure d'apparence simple, a été éventuellement class e par la communauté scientifique comme une classe donnée du phénomène plus complexe d'éclatement tourbillonnaire, identifié pour la première fois par Attkinson et al. [69] sur une aile delta.

De nombreux écoulements naturels et de nombreux dispositifs techniques sont le siège d'écoulements tourbillonnaires. Ces écoulements sont dominés par un fort mouvement de rotation. La dynamique des écoulements tourbillonnaire fait apparaître des phénomènes très particuliers, tels que la propagation d'ondes ou des modifications brutales de la structure d'un tourbillon que l'on appelle des éclatements tourbillonnaires.

Le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire est une préoccupation majeure et cruciale pour améliorer les performances des machines; comme par exemple en aérodynamique (aile delta ou triangulaire, réduction de la traînée des véhicules automobiles), [5], les séparateurs cycloniques [6] et les chambres à combustion [7].

I.1 Le phénomène d'éclatement en écoulement externe

- En aérodynamique (aile delta)

Le contrôle d'un avion de grande manœuvrabilité (par exemple le Mirage 2000) en vue d'augmenter son agilité, nécessite d'une part un contrôle des tourbillons qui se développent sur le bord d'attaque (partie pointue à l'amont), dans un but de stabiliser l'avion en contrant les dissymétries tourbillonnaires, et d'autre part de pouvoir contrôler l'éclatement des tourbillons de voilure de façon à améliorer la stabilité longitudinale et latérale [5]. La voilure du Mirage 2000 est un exemple typique de configuration industrielle qui est le siège d'écoulements tourbillonnaires complexes à grande incidence, puisque l'écoulement à l'extrados résulte du mélange du tourbillon d'apex, de bec interne, de bec externe, ainsi que de saumon. La voilure du Mirage 2000 a une flèche d'environ 60° , et pour la configuration grandes incidences étudiée, les bords sont braqués au maximum [5].

Différents essais ont été réalisés en soufflerie par l'ONERA afin d'identifier les efforts sur le Mirage 2000 en configuration grandes incidences, ainsi que les répartitions de pression sur la voilure. Les études spécifiques sur les tourbillons de voilure ont été menées en soufflerie sur une configuration avec fuselage générique à avant corps émoussé, de façon à éliminer de possibles interactions avec les tourbillons de pointe avant. Une vue de la maquette est représentée sur la **figure (I.1)**. Ce fuselage générique a été défini de façon à être représentatif au niveau de l'apex de la configuration avion. Les **figures (I.2) et (I.3)** indiquent respectivement une visualisation des tourbillons d'aile delta et une simulation d'une aile delta sous un angle de l'attaque de 40° degré.

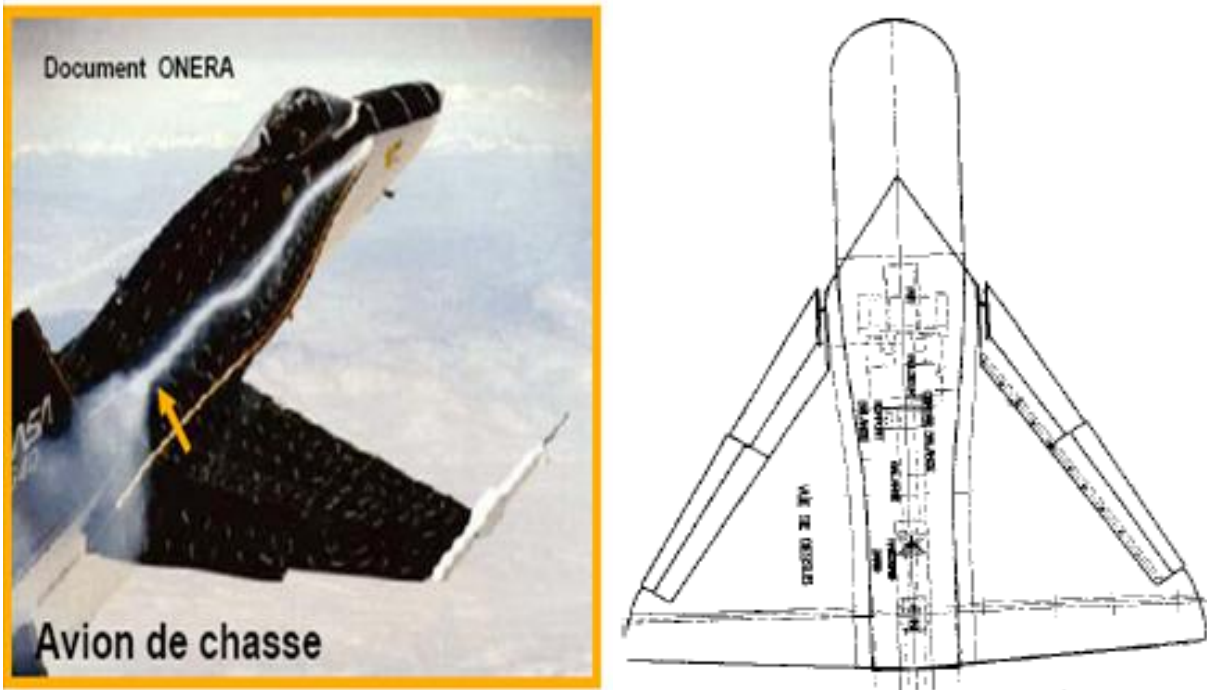
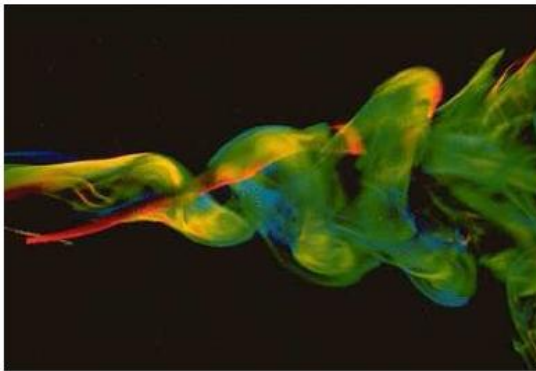
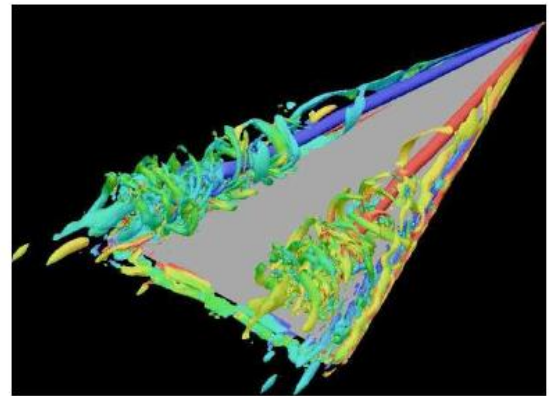


Figure I.1: maquette de la voilure du Mirage 2000 avec fuselage générique (maquette ONERA) [5]



(a)



(b)

Figure I.2 : Visualisation des tourbillons d'aile delta ; (a) L'E.T a la fin d'une aile ; (b) l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta avec un angle d'attaque élevé.

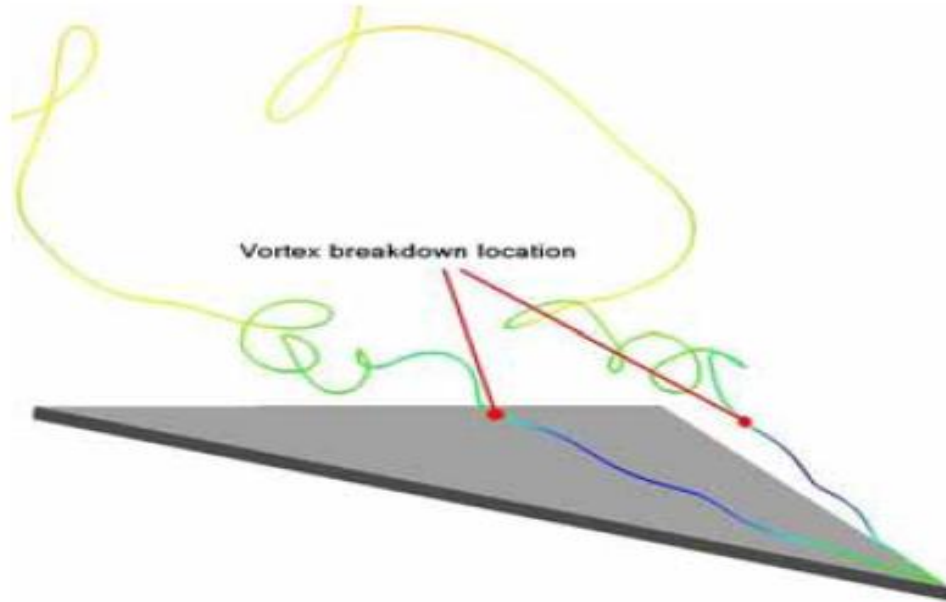


Figure 1.3 : Simulation d'une aile delta sous un angle de l'attaque de 40° degré.

I.2 Eclatement tourbillonnaire dans les écoulements internes

I.2.a Dans une Chambre de combustion

Dans une chambre de combustion, l'éclatement tourbillonnaire peut être volontairement provoqué, pour augmenter le mélange de fuel avec l'air (**fig. I-4**). Le fuel est injecté axialement dans la chambre de combustion alors que l'air est injecté tangentiellement.

La mise en rotation du flux primaire de l'air par des aubes, donne naissance à un éclatement de tourbillon à l'entrée de la chambre de combustion, La zone de recirculation sert d'accroche flamme (stabilité de la flamme) et améliore le mélange des combustibles [8].

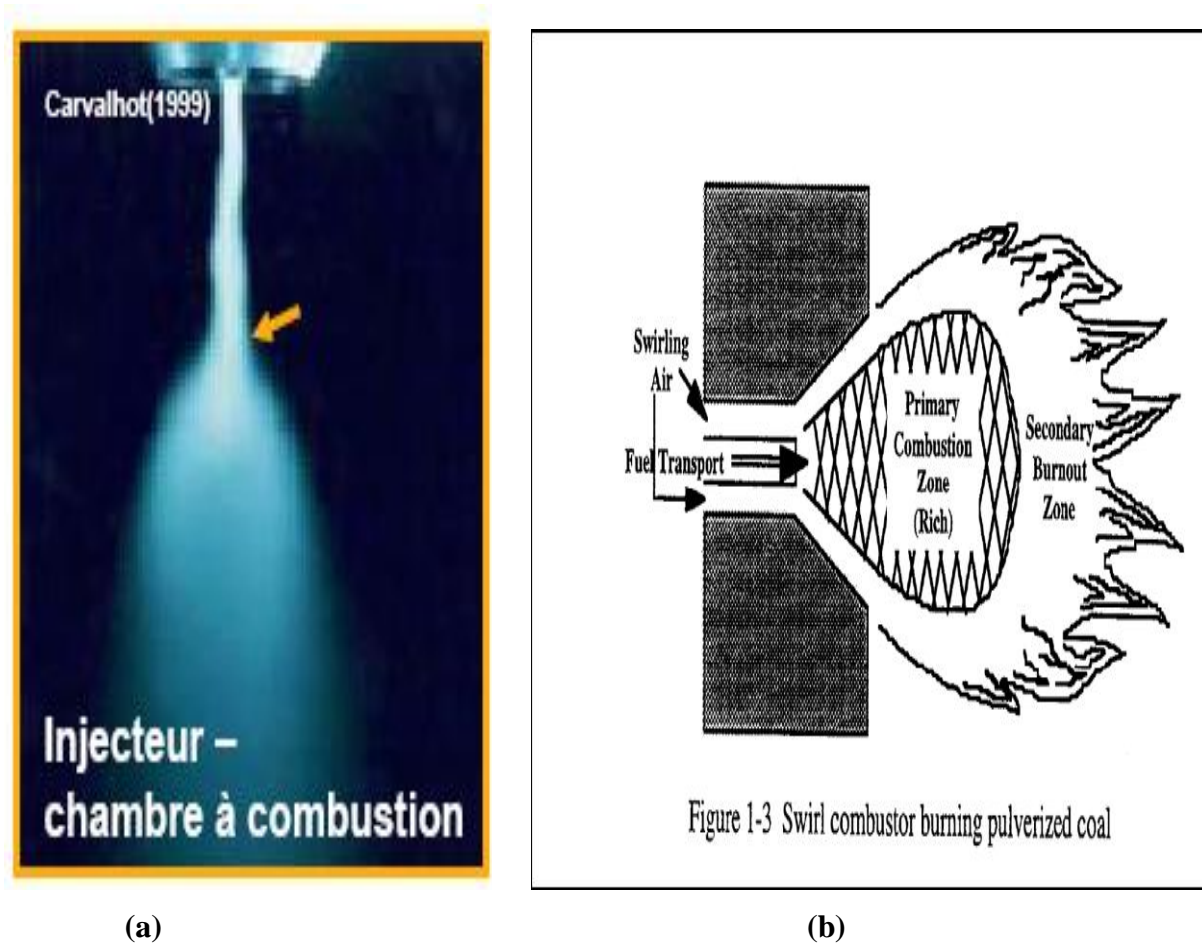


Figure I.4 : (a) Injecteur-chambre à combustion ;(b) éclatement tourbillonnaire dans une chambre à combustion [8].

I.2.b Eclatement dans une cavité cylindrique fermée

De la littérature que nous avons recensée, la première visualisation expérimentale des zones de recirculation axiales dans une cavité cylindrique fermée a été rapportée par Vogel en 1968 [4]. Ces zones ont été ultérieurement assimilées au phénomène communément appelé « éclatement tourbillonnaire » [1], [3], [9], [6].

Parmi les travaux qui ont suivi, nous avons sélectionné un travail de référence fréquemment cité, relatif à une série d'expériences systématiques remarquables, explorée par **M.P. Escudier** [10].

Escudier a remarquablement constitué un diagramme basé sur les couples (**Re**, **h**), où ont été cartographiées les différentes zones d'apparition d'un, deux ou trois éclatements, délimitées par

des courbes dites de frontières. En outre, **Escudier** a précisé les régimes d'écoulements résultants de la variation du couple (Re, h) , en distinguant les zones stationnaires et instationnaires par les courbes paramétrées. Le diagramme est représenté par la **figure I.5**.

Les résultats expérimentaux d'Escudier ont révélé que l'écoulement dans une large gamme de couples (Re, h) , est essentiellement bidimensionnel. Ce résultat a motivé plusieurs investigations numériques [12], [13], [14], [9], [11], avec model de surface rigide dans la configuration de type rotor/stator (un seul disque tourne et le reste des parois demeure fixe). Les simulations numériques ont confirmé les conclusions d'Escudier pour une gamme de paramètres $\square (Re, h)$, donnés.

Les simulations numériques de **Lopez** [9], [15] ont par ailleurs menés à l'établissement d'un critère nécessaire d'apparition de l'E.T, basé sur la production d'un vortex négatif au voisinage de l'axe.

Une succession de travaux a suivi dans un but d'étudier la stabilité de ces structures secondaires en cavité cylindrique fermée, en régime in-stationnaires [16], [17]. Pratiquement les quinze dernières années ont été consacrées au développement de codes numériques de haute précision (spectrale) pour modéliser la nature fondamentale de l'éclatement tourbillonnaire dans des régimes d'écoulements tridimensionnels, instationnaires et instables [18].

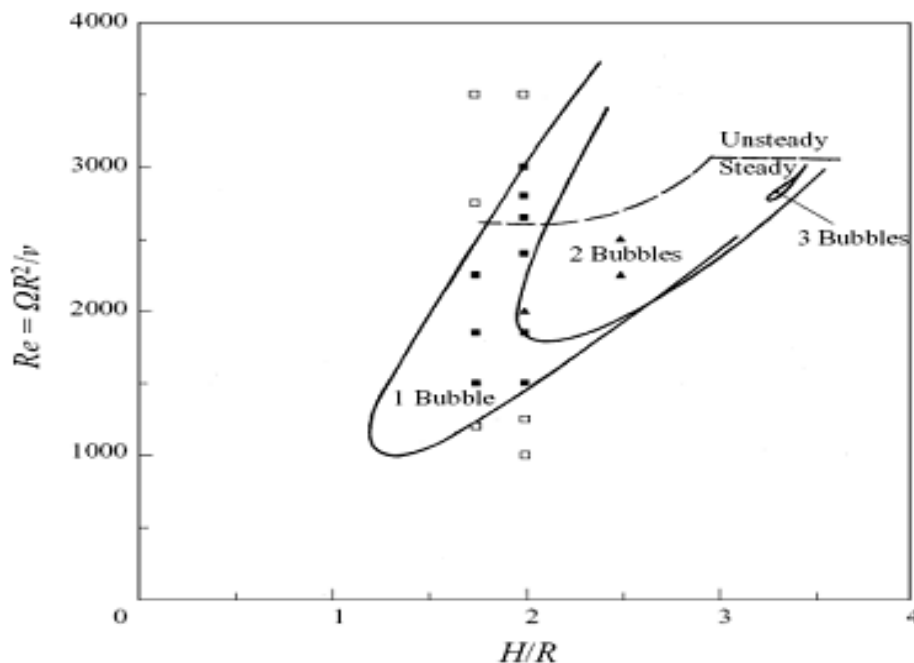


Figure (I.5) : diagramme de stabilité indiquant les courbes frontières d'Escudier [10]

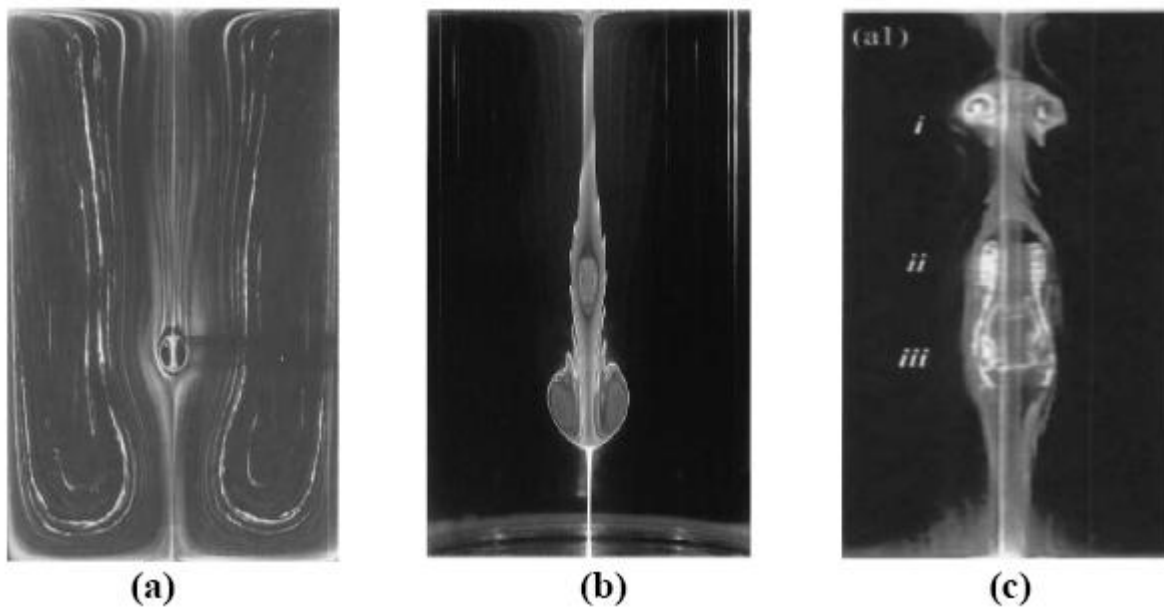


Figure (I.6) : visualisation expérimentale de nombre de bulbes éclatés selon le couple (h, Re) :
 (a)- (2,1492) [10], (b)- (2,1850) [19] et (c)- (3.25, 2720) [20]

I.3 Tentatives de Contrôle de l'éclatement tourbillonnaire en milieu confiné

I.3.1- Effets du moyeu central

Des études récentes [20], ont porté leur attention sur une nouvelle stratégie de contrôle de l'éclatement à l'aide d'un moyeu central qui consiste à altérer les conditions axiales de la cavité. La rotation différentielle de la tige (de rayon faible) placée sur cet axe constitue une technique ayant pour but d'éliminer ou favoriser l'apparition de l'éclatement.

Parmi les premiers travaux, **T.Mullin** et al [21] (1998 et 2000) ; se basant sur une configuration géométrique de type rotor-stator cylindrique ($h = H/R = 1.6; S = 0$), ont étudié l'écoulement et l'éclatement tourbillonnaire sous l'influence d'une tige fixe ou solidaire du disque tournant, placée sur l'axe. La principale conclusion de leurs investigations est que la présence d'une tige cylindrique de faible rayon de courbure $r_i = R_i/R_d \leq 0.1$, n'a pratiquement pas d'effet sur l'éclatement.

Par ailleurs **H.S Hussain** et al [20], ont réexaminé expérimentalement l'influence de la présence d'une tige en considérant un cylindre de rayon $R_d = 7.62\text{cm}$ et une tige de rayon $R_i = 0.317\text{cm}$, (les indices inférieurs d et i se représentent la rotation de disque inférieur et la tige

respectivement) (**figure I.7**). Le disque supérieur et la paroi latérale du cylindre sont stationnaires tandis que le disque inférieur tourne.

Partant d'une configuration cylindrique, cette fois plus allongée, de rapport d'aspect $h = 3.25$, $S = 0$. Pour un nombre de Reynolds $Re = 2720$, ces conditions font apparaître trois bulbes et la Co-rotation différentielle de la tige a montré que pour $Re_i = 0$ jusqu'à 29 les bulbes disparaissent totalement. Par contre pour $Re_i = -1$ jusqu'à -19 , la contre-rotation semble favoriser leur formation et induire une instabilité centrifuge de l'éclatement (augmente la taille des bulbes éclatés).

La figure (**I.8.a**) et la figure (**I.8.b**) montre clairement le processus de disparition numérique et expérimentalement de l'éclatement et l'effet de la Contra-rotation et Co-rotation de cette tige.

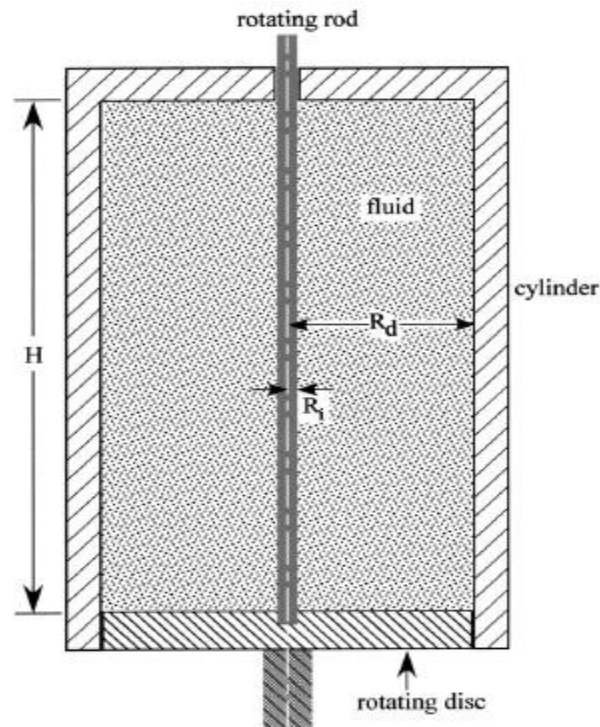


Figure I.7 : Schéma du dispositif.

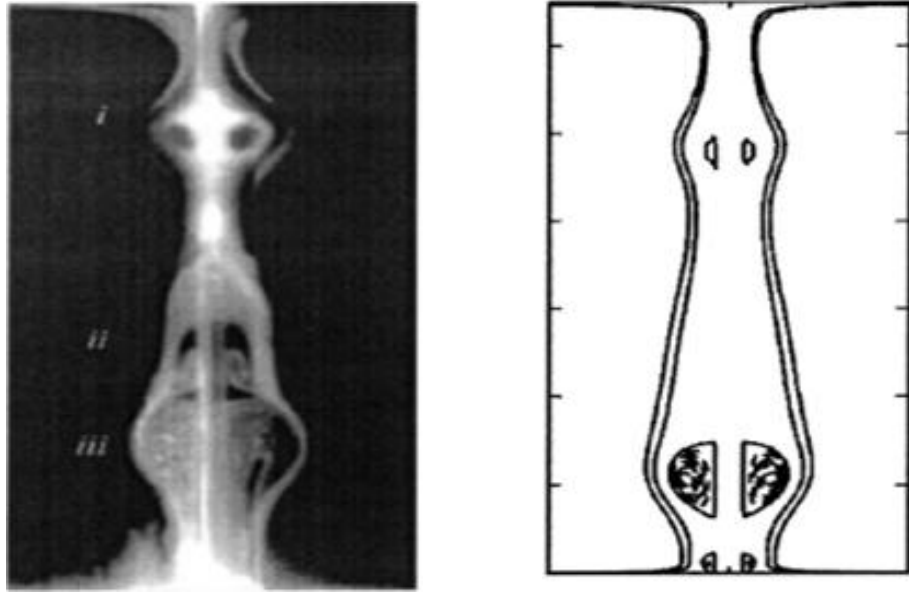


Figure (I.8.a) : effet de la Contra-rotation de moyeu central, Visualisation expérimentale et numérique par **Hussain et al [20]**, pour $Re = 2720$, $h = 3.25$, $r_i = 0.04$ et $Re_i = -12$.

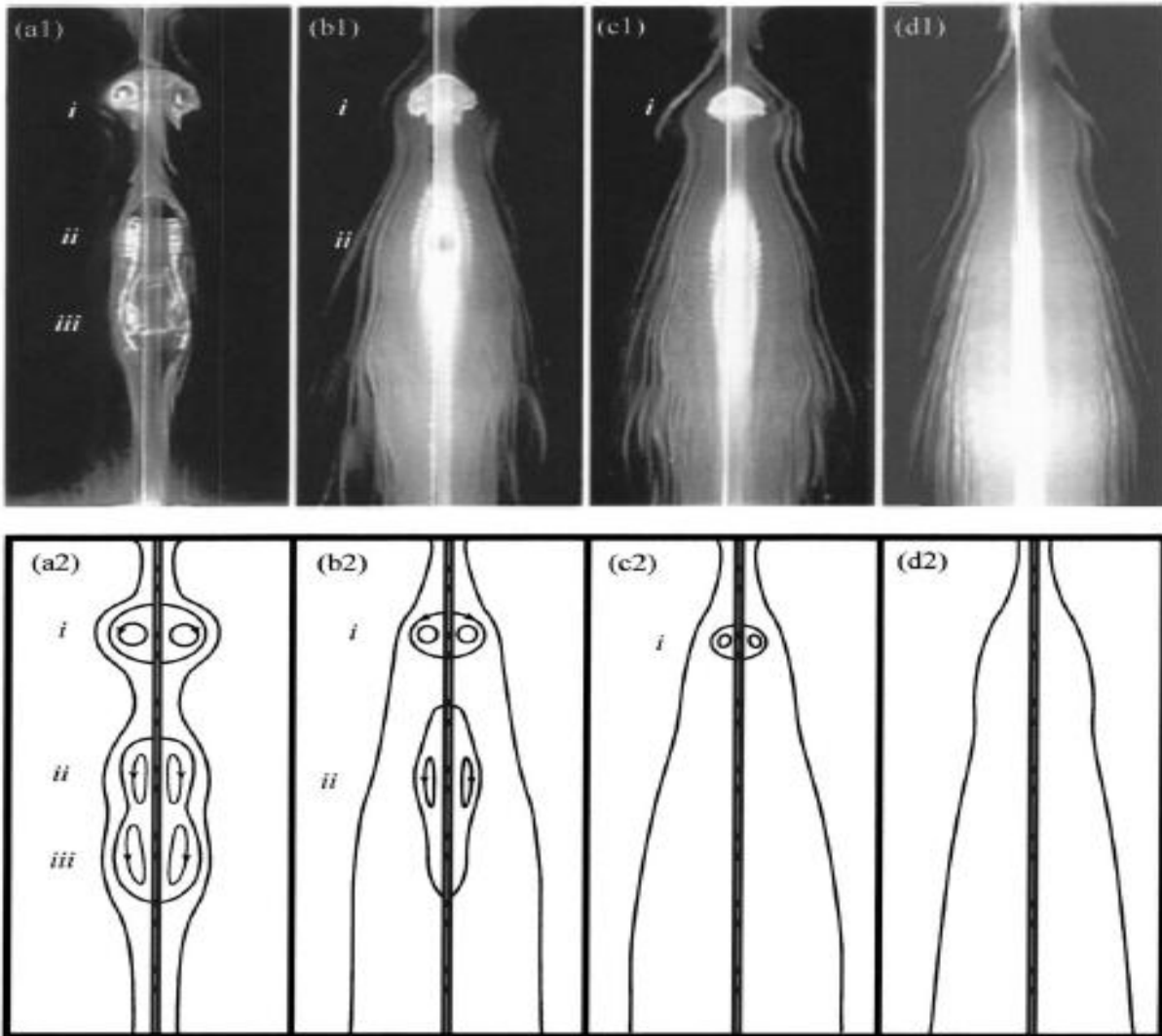


Figure (I.8.b) : effet de la Co-rotation de moyeu central, Visualisation expérimentale et numérique par **Hussain et al [20]**, pour $Re = 2720$, $h = 3.25$, $r_i = 0.04$ et (a1, a2) $Re_i = 0$; (b1, b2) $Re_i = 12$; (c1, c2) $Re_i = 21$ et (d1, d2) $Re_i = 29$.

I.3.2. Effets d'un gradient de température axial

Contrairement, à l'abondance des études effectuées sur les écoulements isothermes dans une cavité fermée, relativement peu de travaux ont été enregistrés sur l'effet de transport convectif associé à ces écoulements (**Iwatsu** (2004) [22], [19], **Herrada et Shtern** (2003) [23], [24]; **Kim & Hyun** (1995) [26], **Lugt et Abboud** (1987) [25], en notant que tous ces travaux sont numériques.

La première étude des écoulements isothermes est rapportée par **Lugt et Abboud** en (1987) [25], basée sur une résolution numériquement des équations de Navier-Stokes d'un écoulement axisymétrique dans une cavité cylindrique fermée, engendré par la rotation du disque supérieur. **Lugt et Abboud** ont considéré un fluide de Boussinesq incompressible de sorte que les propriétés physiques de ce fluides restent constantes, sauf que la densité est supposée varier linéairement avec la température : $\rho = \rho_0 (1 + \alpha \vartheta)$, ou $\vartheta = T_0 - T$ et α le coefficient de dilatation thermique .

L'investigation a concerné les effets d'un gradient de température axial, instable entre les deux disques. Pour la température de disque inférieur T_b supérieur à la température de disque supérieur T_t ($T_b > T_t$) et la paroi latérale sont adiabatiques. Donc cette configuration présente une stratification instable dans l'écoulement.

La vitesse de rotation du disque tournant et le rapport d'allongement de la cavité qui représentent les paramètres de base gouvernant l'écoulement isotherme. Les effets thermiques introduisent d'autres paramètres qui jouent un rôle très important sur la structure de l'écoulement : les forces de flottabilité et les caractéristiques physiques du fluide.

D'autre études, utilisant la même configuration que celle de **Lugt et Abboud** [25], investies par , **Kim et Hyun** (1997)[26] qui présentent numériquement un écoulement axisymétrique d'un fluide visqueux et incompressible sous l'approximation de Boussinesq, au moyen d'un gradient de température axial, mais cette fois ci stable, dans ce cas où la température du disque inférieur T_b est inférieure par rapport a la température de disque supérieur T_t ($T_b \leq T_t$) ; la paroi latérale maintenue adiabatique.

Reima et Iwatsu (2004) [22] ont exploré l'effet du gradient de température verticale stable sur un écoulement tourbillonnaire dans une cavité aplatie. Sous l'hypothèse de l'axisymétrie et un fluide sous l'approximation de Boussinesq, ils ont mené une étude numérique pour le contrôle de cet écoulement dans une cavité cylindrique avec disque supérieur tournant, et paroi latérale est considérée adiabatique. **Reima et Iwatsu** ont obtenu des solutions stationnaires dans l'intervalle $100 \leq Re \leq 3000$, $0 \leq Ri \leq 1$. Pour des valeurs de Richardson intermédiaires, la circulation méridienne de base se limite dans la zone de $0.5 \leq r \leq 1$, une séparation de l'écoulement avec l'apparition d'une petite zone de circulation secondaire sur disque inférieur (fixe). La température du fluide est presque homogénéisée par le mouvement convectif, et cela paraît très prononcé pour des nombres de Reynolds élevés. Pour $Ri \approx 1$, l'effet de la force de flottabilité domine dans l'ensemble de la cavité ; ce qui fait la circulation secondaire s'étendre de plus en plus dans l'écoulement et le mouvement généré par la rotation du disque supérieur confine au voisinage de ce dernier. Le transfert de chaleur par conduction domine.

Iwatsu (2006) [27], a examiné l'effet combiné d'une rotation différentielle de la paroi latérale couplée à un gradient de température axial et stable, imposé entre les fonds des disques. Il a mené une étude numérique sur un écoulement tourbillonnaire dans une cavité cylindrique fermée, engendré par la Co-rotation exacte de ces disques ($S = 1$). Le disque supérieur est chauffé par rapport au disque inférieur. La paroi latérale, adiabatique, est animée d'une vitesse angulaire Ω_L , ce qui fait introduire un rapport de sa rotation $\left(S_L = \frac{\Omega_L}{\Omega_b} \right)$. Pour les paramètres de contrôle suivant : $Re = 400$, $h = 2$, $0 \leq Ri \leq 5$, $Pr = 1$, $-1 \leq S_L \leq 1$ et $S = 1$, il a constaté que :

Pour $Ri \approx 0$, une faible Co-rotation de la paroi ($S_L = 0.04$), crée l'éclatement tourbillonnaire sur l'axe puis se détache de l'axe pour un taux $S_L \approx 0.25$. Le cœur de l'écoulement tourne en rotation rigide et croît avec l'augmentation de ce taux. Par ailleurs, pour Reynolds indiqué, la contra rotation de la paroi ne développe pas les zones de recirculation inverses. Pour un faible taux de la contra rotation ($S_L \approx -0.08$), l'effet de la rotation des disques se confine juste à leurs voisinages et l'ensemble du fluide change le sens de rotation en rejoignant la paroi latérale.

Pour une forte stratification stable ($Ri \approx 5$), l'effet convectif des disques tournants est affaibli par la disparition de la couche limite de la paroi latérale, ce qui induit que le fluide à l'intérieur de l'écoulement est en rotation quasi-rigide avec la paroi latérale, cela est opposé au cas de la paroi latérale immobile, où le fluide en dehors des disques a tendance d'être au repos.

I.3.3. Effets d'un gradient de température axial d'un fluide compressible.

Herrada et Shtern (2003) [23] [24], ont présenté la première étude numérique consacrée aux écoulements confinés compressibles présentant des zones éclatées sous l'effet de gradient de température axial. L'écoulement axisymétrique d'un fluide visqueux et compressible est étudié dans une cavité cylindrique engendrée par la rotation combinée du disque inférieur et du moyeu central ; le disque supérieur et paroi latérale restent fixes. Ce gradient de température axial (ϵ) peut supprimer ou favoriser la formation de l'éclatement tourbillonnaire.

Lorsque le gradient de température est négatif la **figure I.9** montre une intensification du transport de moment angulaire du disque inférieur au supérieur, après vers la tige, et augmente la vorticité axiale dans le cœur tourbillonnaire et donc renforce les effets de la contra rotation ; i.e. favorise l'éclatement et rend l'écoulement instationnaire. En revanche, un gradient de température modéré et positif, réduit la force de mouvement méridien et renforce les effets de la Co-rotation ; i.e.  limine l'éclatement et diminue les effets de la contra-rotation.

Pour un gradient de température positif ($\epsilon > 0$) (**figure 1.10**), on constate que celui-ci stimule le développement d'instabilités centrifuge (L'apparition des anneaux tourbillonnaires multiples près de la tige en contra-rotation) et rend l'écoulement instationnaire. Cet effet est d  à la réduction de la vorticité axiale transport  par le disque inférieur vers l'axe, cela conduit à l'élargissement radial de la région de la contra rotation où la condition sur l'instabilité de Rayleigh n'a pas tenue.

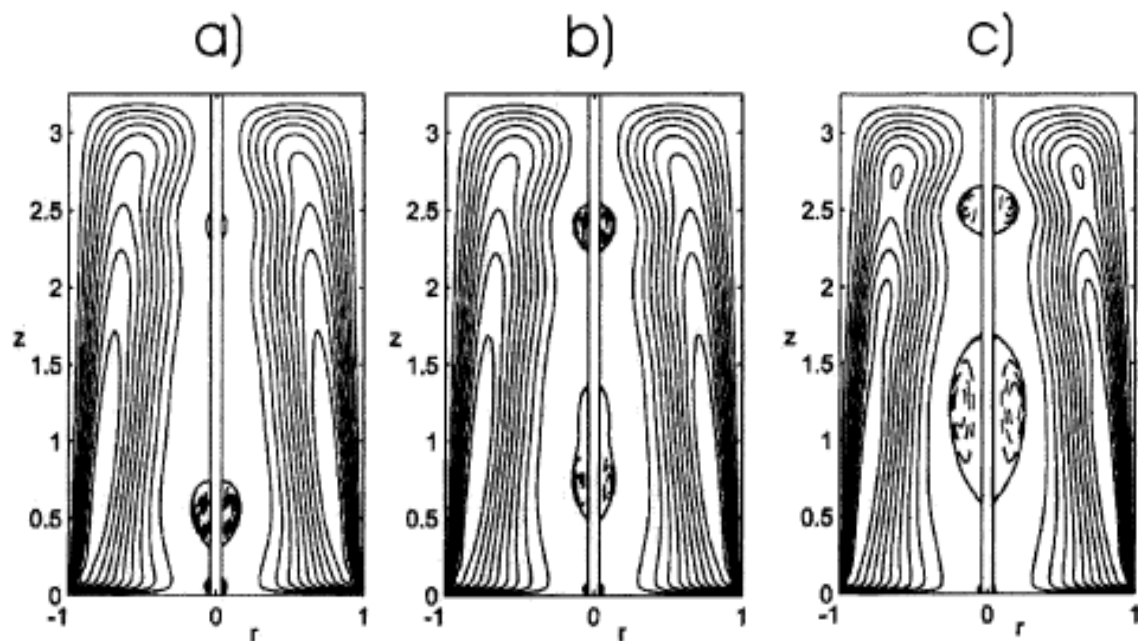


Fig. I.9 : Effet du gradient de température négatif ($\varepsilon < 0$) d'une contra-rotation ($\text{Rei} = -12$). Pour $h = 3.25$; $\text{Re} = 2720$, $\delta = 0.04$: (a) $\varepsilon = 0$; (b) $\varepsilon = -0.3$ et (c) $\varepsilon = -0.6$ (instable).

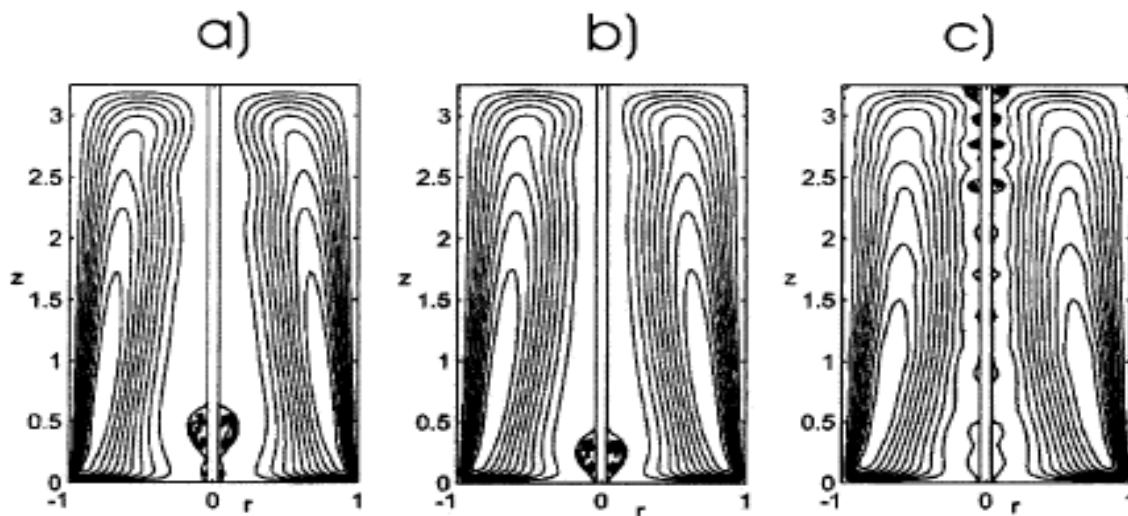


Fig. I.10 : Effet du gradient de température positif ($\varepsilon > 0$) d'une contra-rotation ($\text{Rei} = -12$). Pour $h = 3.25$; $\text{Re} = 2720$, $\delta = 0.04$: (a) $\varepsilon = 0.3$; (b) $\varepsilon = 0.7$ et (c) $\varepsilon = 0.9$ (instable).

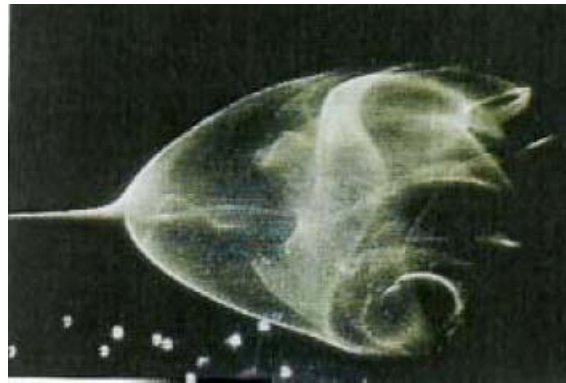
I.4. Différents types d'éclatements tourbillonnaires :

Sarpkaya [28] a analysé les effets des taux de rotation, ainsi que l'inclinaison de la paroi d'un tube axial et observé trois types d'éclatements distincts : double hélice, Spiral, et axisymétrique (bulbe). Récemment, une mode S été mis en évidence numériquement par les études 2D d'Erric

Serre & P. Bontoux 2002 [29], et confirmé par les études expérimentales de T.T.LIM 2005 [30].

Type 0 : Mode axisymétrique de l'éclatement tourbillonnaire :

Il est caractérisé par un point de stagnation situé sur l'axe de rotation, suivi par un élargissement qui forme l'enveloppe du bulbe dans lequel une zone de recirculation du fluide se manifeste à l'intérieur, figure (I.15). Cette enveloppe est presque axisymétrique sur toute la longueur, par ailleurs elle est dominée par le mouvement à base fréquence, Sarpkaya [28], Leibovich [31], le bulbe est uniquement quasi-stationnaire dans la position axiale.



Bulbe type axisymétrique (Krause 1999)

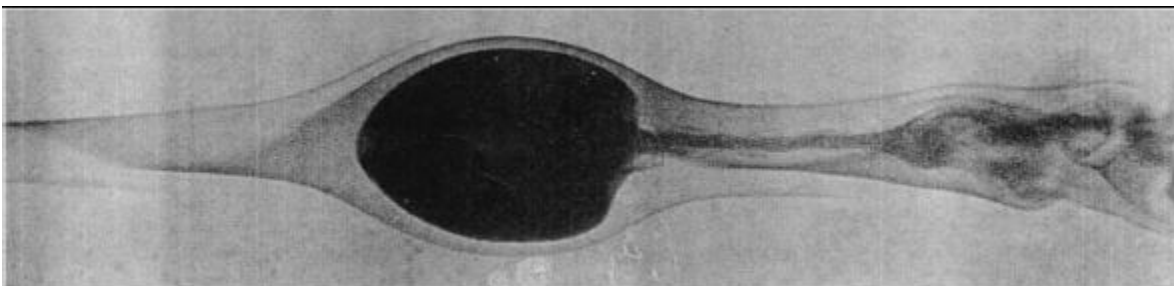


FIGURE I.11: Bulbe d'éclatement de forme axisymétrique (de la Ref. [Sarpkaya 1971])

Type 1: Ceci de l'éclatement n'a pas eu l'enveloppe lisse, la queue vidant distincte, et le noyau descendant clairement évident de vortex montré par le **type 0**. Le nez de l'éclatement de **type 1** a semblé être légèrement asymétrique et l'enveloppe était loqueteuse dans l'aspect.

Type 2 : Mode spiral :

L'éclatement spiral est caractérisé par une décélération rapide, comme le montre le filament du colorant marqué sur l'axe de rotation, qui provoque un point de stagnation, figure (I.12).

Les mécanismes de formation de ces vortex ont été clairement mis en évidence grâce aux visualisations. Nous pouvons observer, que les filaments tourbillonnaires étaient créés par enroulement de nappes fluides autour du cœur du vortex.

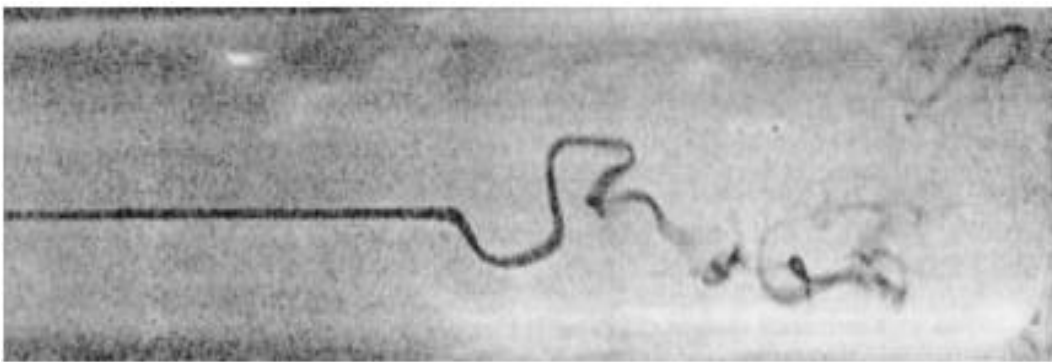


FIGURE I.12 : Eclatement de type Spiral (de la Ref. [31])

Type 3: Ce type a des caractéristiques du type 4 (bulbe aplatie) et du type 2 (la spirale)

Type 4 : Mode double hélice :

L'éclatement tourbillonnaire en mode double hélice, apparaît en forme de feuilles triangulaire, légèrement incurvées. Chaque moitié de la feuille est enroulée autour de l'autre pour former une double spirale, comme l'illustre-la figure (I.13) ci-dessous.

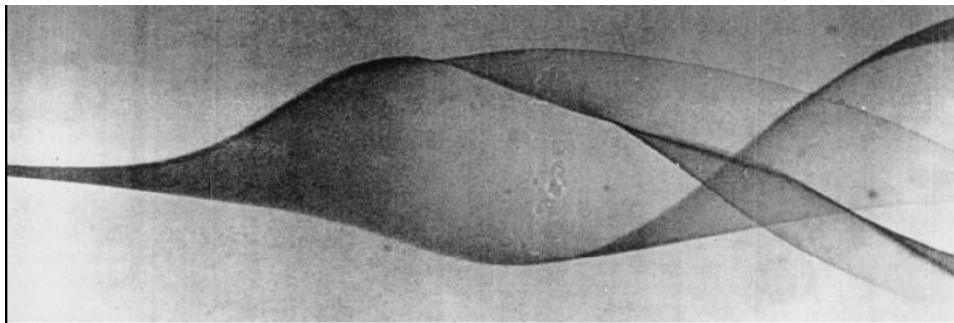


Figure I.13. Eclatement à double hélice (de la Réf. [Sarpkaya 1971])

Ce type de structures a été en outre révélé numériquement par [29] et expérimentalement par **T.T.Lim** [30]. Ces auteurs ont rapporté que ces structures sont instables et précèdent généralement l'éclatement tourbillonnaire, de type bulbe axisymétrique figure (I.14-a) et les structures tourbillonnaires de forme S figure (I.14-b), qui est illustrée dans la figure suivante.

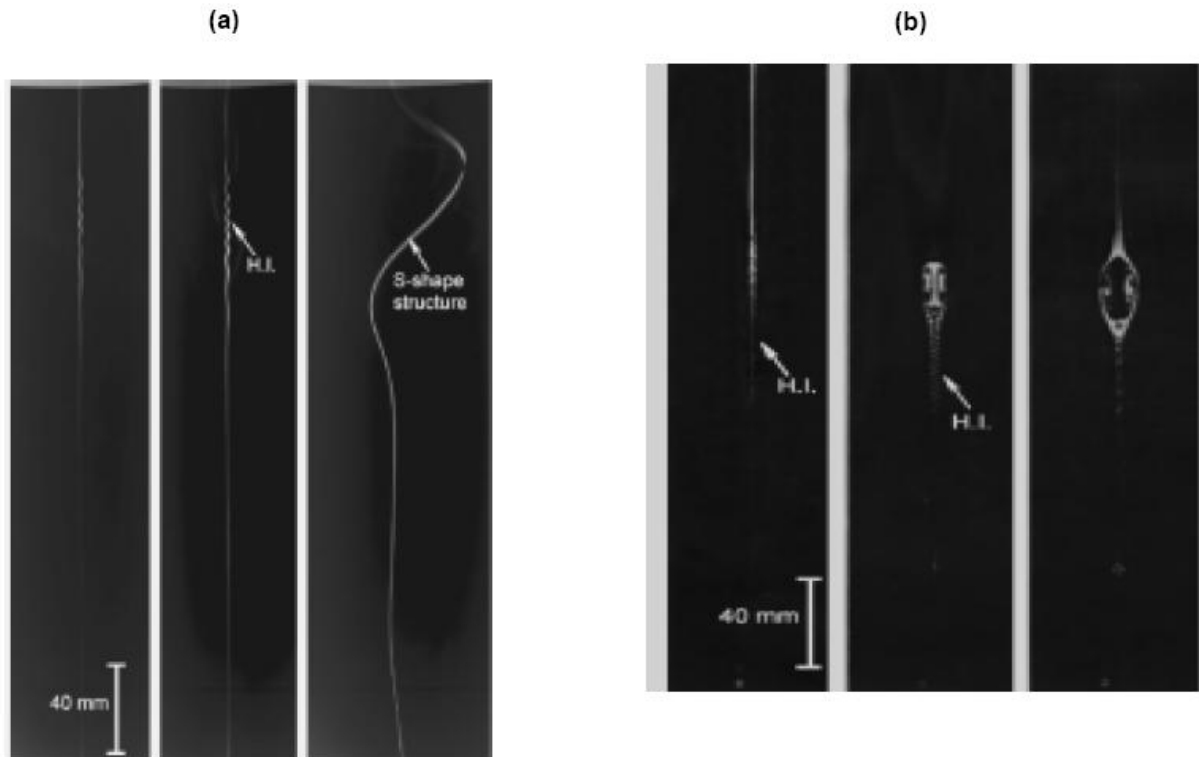


Figure I.4 : Evolution de l'éclatement du tourbillon h , Re indiqué.

(a): $h = 4$; (b) : $h = 3.25$; Re comme indiquée.

Type 4 : Mode S :

Ce mode a été mis en évidence par les études numériques d'Serre et **Bontoux** 2002 [29] pour des configurations pour des configurations cylindriques confinées et **E. Serre** 2003 [29] pour des cavités cylindriques avec surface libre de rapport d'aspect important. Ce mode a été confirmé par les études expérimentales effectuées en 2005 par [28]. Ces résultats ont révélé que sous certaines combinaisons des gammes des paramètres géométriques et cinématiques (h , Re)

une structure tourbillonnaire précède un éclatement tourbillonnaire de type spiral. La figure (I.15) montre clairement cette structure.

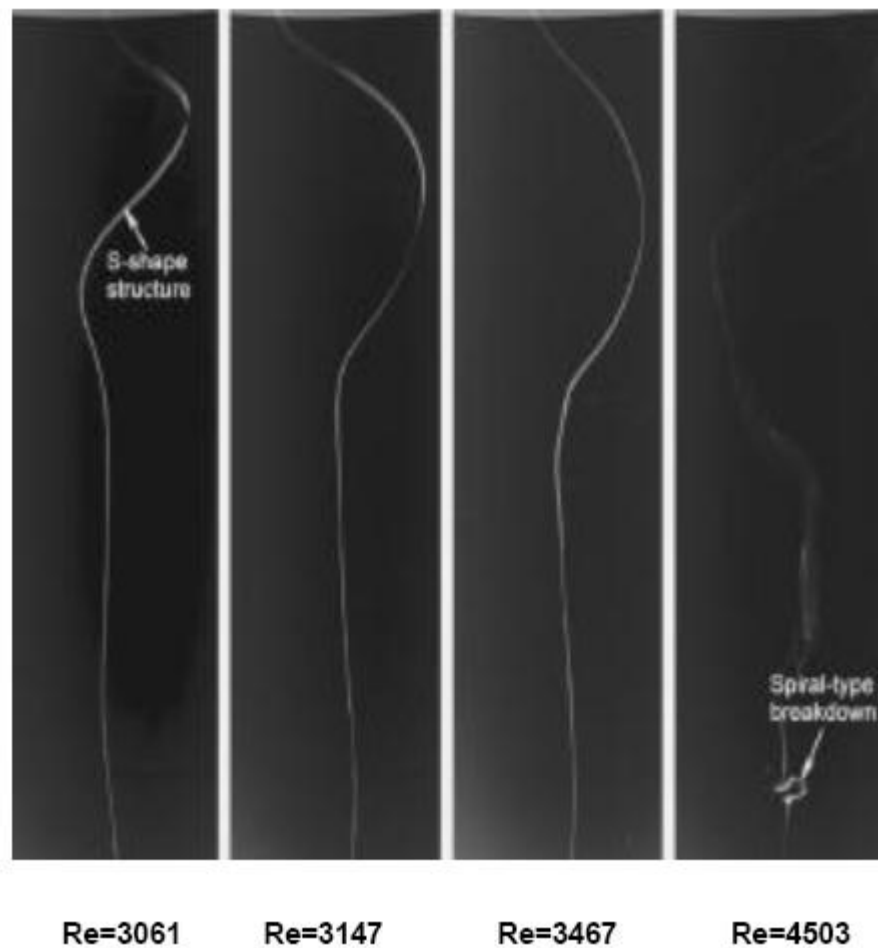


Fig. I.15 : Evolution de l'éclatement du tourbillon, Re indiqué $h = 4$.

CHAPITRE II

MODÉLISATION GÉOMÉTRIQUE ET MATHÉMATIQUE DE L'ÉCOULEMENT

CHAPITRE II**MODÉLISATION GÉOMÉTRIQUE ET MATHÉMATIQUE DE L'ÉCOULEMENT****II.1 Introduction :**

Ce chapitre porte sur la dérivation des équations régissant l'écoulement d'un fluide compressible visqueux génère par la rotation de disques Coaxiaux d'une configuration cylindrique. Nous commençons par écrire les équations de Navier-Stokes compressibles dans le cas général, auxquelles nous ajoutons l'équation d'état des gaz parfaits. Ces équations sont mises sous forme adimensionnelle. Cette étape est déterminante pour l'application de l'approximation de nombre de Mach. Après dérivation des équations de Navier-Stokes à nombre de Mach, l'équation de l'énergie combinée à l'équation de conservation de la masse est exprimée en termes de masse volumique. Le système d'équations résultant est écrit en trois dimensions en coordonnées cylindriques.

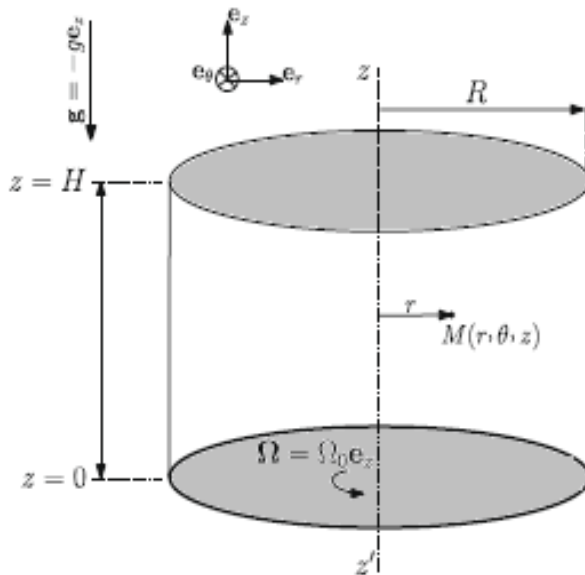
Enfin nous proposons de nouveaux systèmes de conditions aux limites appliquées à ce type d'écoulement.

II.2 Formulation générale des équations :

Il est recommandé d'adopter, dans ce cas, une description des écoulements axisymétrique dans un système de coordonnées cylindrique (r, θ, z) . On choisit comme origine de repère fixe le centre du disque inférieur ; l'axe oz étant dirigé vers le disque supérieur.

On désigne par (u, v, w) les composantes du champ de vitesse respectivement la direction radiale, tangentielle et axiale ; (r, θ, z) .

Les équations in-stationnaires qui régissent l'écoulement d'un fluide compressible résultant de la rotation des disques Coaxiaux et Contra-rotation s'obtiennent de la formulation mathématique des principes de la conservation de la masse et de la quantité de mouvements.



Paramètre de contrôle : (sans moyeu)

$$Re = \frac{\rho_0 \cdot \Omega_b \cdot R^2}{\mu} = \frac{\Omega_b \cdot R^2}{\nu} ; Ma = \frac{\Omega \cdot R}{\sqrt{\gamma \cdot R_g \cdot T_0}}$$

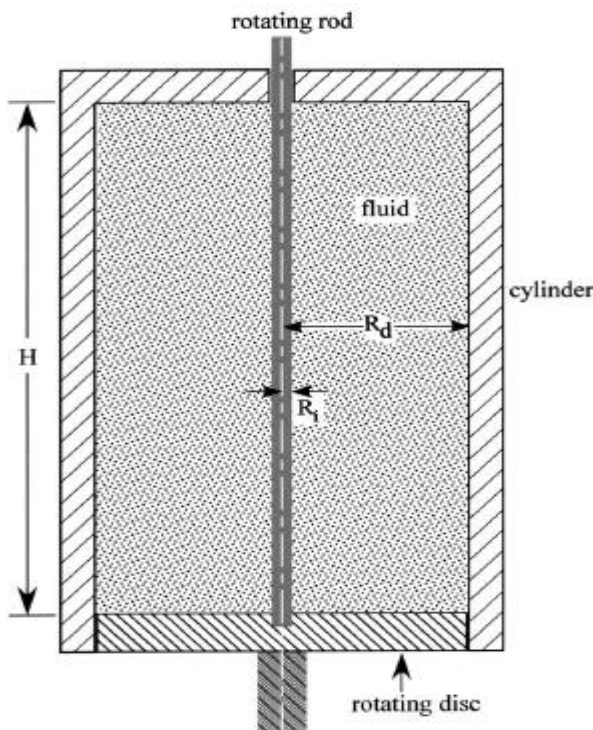
$$Fr = \frac{\Omega^2 \cdot R}{g} ; Pr = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} ; \gamma = \frac{c_p}{c_v} ;$$

$$\varepsilon_a = \frac{T_b - T_d}{T_b + T_d}$$

Le rapporte du taux de rotation :

$$\alpha = S = \frac{\Omega_t}{\Omega_b} ; h = \frac{H}{R}$$

Figure II-1 : configuration cylindrique sans moyeu



Paramètre de contrôle : (avec moyeu)

$$Re_i = \frac{\rho_0 \cdot \Omega_i \cdot R_i^2}{\mu} = \frac{\Omega_i \cdot R_i^2}{\nu} ; \varepsilon_r = \frac{T_i - T_L}{T_i + T_L}$$

Le rapporte du taux de rotation :

$$S_i = \frac{\Omega_i}{\Omega_b} ; r_i = \delta = \frac{R_i}{R} ; h = \frac{H}{R_b}$$

Figure II-2 : configuration cylindrique avec moyeu centrale

Sous l'hypothèse d'une axisymétrie axiale entraîne $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ ces équations s'expriment dans le système adopté comme suite :

II.3. Equation de Navier-Stokes compressible :

Nous commençons par écrire les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie totale et de la masse de chacun des composants du mélange gazeux, dans le cas d'un écoulement in-stationnaire de fluide newtonien, visqueux et compressible.

◆) L'équation de continuités :

$$\frac{D\rho}{Dt} = -3\rho\Delta, \dots\dots\dots(1)$$

Δ : Operateur gradient,
$$\Delta = \left[r^{-1} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] / 3 = \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] / 3$$

Tel que :
$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + w \frac{\partial}{\partial z}$$
 (operateur dérivée particulaire)

◆) Equation de quantité de mouvements suivant la direction r :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left[\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} + \frac{\partial \Delta}{\partial r} \right], \dots\dots\dots(2)$$

◆) Equation de quantité de mouvements suivant la direction θ :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv}{r} \right) = \mu \left[\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} \right], \dots\dots\dots(3)$$

◆) Equation de quantité de mouvements suivant la direction z :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left[\nabla^2 w + \frac{\partial \Delta}{\partial z} \right] - \rho g, \dots\dots\dots(4)$$

◆) Equation de conservation de l'énergie:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \nabla^2 T - 3T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right) \Delta + \mu \Phi$$

$$\Leftrightarrow \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \nabla^2 T - 3P \Delta + \mu \Phi, \dots \dots \dots (5)$$

Avec :

$$\nabla^2 = r^{-1} \partial(r \partial / \partial r) / \partial r + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ (Operateur Laplace)}$$

Et :

$$\Delta = \left[r^{-1} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] / 3 = \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] / 3 \text{ (Operateur gradient)}$$

Car : Φ étant la fonction dissipation

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) - \left(\frac{v}{r} \right) \right)^2 - 6 \Delta^2$$

◆) Equation d'état :

L'équation d'état du fluide est une loi phénoménologique de comportement qui complète les équations de bilans. L'hypothèse d'équilibre thermodynamique établit la relation entre la pression P , la masse volumique ρ , la température T présentes dans les équations de bilans.

L'état d'un gaz en équilibre thermodynamique peut être décrit en ne conservant que deux variable d'état. Si on utilise la pression P et la masse volumique ρ comme variable indépendantes, l'équation d'état pour la pression s'écrit :

$$P = p(\rho, T)$$

Avec, pour un gaz parfait

$$P = R_g \rho T, \dots\dots\dots(6)$$

II.4. Adimensionalisation des équations de bilan :

L'écriture sous forme adimensionnelle des équations de bilan permet au système d'équations résultant d'être appliqué à une large gamme de problèmes similaires. Rappelons que le choix des échelles n'est pas unique, et que les résultats dépendent du choix qui est fait.

II.5. Equation adimensionnelle :

Pour étudier un problème dans le cas général, les équations différentielles (II-1)-(II-5) se ramènent à des équations différentielles adimensionnées en introduisant les grandeurs caractéristiques suivantes :

R : Pour la longueur (R : étant le rayon de cylindre)

Ω^{-1} : Pour le temps, on bien $1/\Omega$

ΩR : Pour les vitesses. [Ω , étant la vitesse angulaire du disque inférieure tournant (voire la figure II-1)]

$R_g \rho_0 T_0$: Pour la pression

T_0 et **ρ_0** : sont les valeurs initiales de la température et de la densité quand le fluide est un repos.

$R_g = C_p - C_v$: Pour la constante de gaz

$\varepsilon_a = \frac{T_b - T_d}{T_b + T_d}$: représente la différence de température adimensionnelle ; (gradient de température axial).

Car, T_b et T_d la température de disque inférieur et disque supérieur respectivement [$T_0 = T_b + T_d / 2$].

$\varepsilon_r = \frac{T_i - T_L}{T_i + T_L}$: représente la différence de température adimensionnelle ; (gradient de température radial).

Car, T_i et T_L la température de la tige axiale et température de la paroi latérale respectivement
 $[T_0 = T_i + T_L / 2]$

Les nouvelles variables adimensionnelle sont définies comme suit :

Les coordonnées dans la direction radiale et axiale (r, z) sont :

$$(r^*, z^*) = \left(\frac{r}{R}, \frac{z}{H} \right)$$

Les composantes du champ de vitesse dans les directions (r, θ , z) :

$$(u^*, v^*, w^*) = \left(\frac{u}{R\Omega}, \frac{v}{R\Omega}, \frac{w}{H\Omega} \right)$$

La pression, temps et la densité sont défini par :

$$P^* = \frac{P}{\rho\Omega^2 R^2}, \quad t^* = \Omega t \quad \text{et} \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}$$

En substituant les nouvelles variables adimensionné dans les équations (II-1) à (II-5) nous obtenons les paramètres de contrôle dynamique et géométrique.

II.6. Les paramètres de contrôles :

L'écoulement dépend de grandeurs physiques caractéristiques de la configuration cylindrique. Le groupement de ces grandeurs donne lieu à quatre paramètres de similitude selon la configuration considérée.

Certains paramètres de contrôle apparaissant dans les équations du mouvement alors que d'autres interviennent dans les conditions aux limites.

II.6.a) Paramètres dynamiques :

➤ Nombre d'aspect h :

$h = H / \Delta R$: Facteur d'aspect, il définit le rapport entre la hauteur et le rayon de cylindre qui varie entre 1.7 et 10 en bien ($1.7 \leq h \leq 10$). ($\Delta R = R$: Pour les cas sans moyeu)

➤ **Nombre de Reynolds, R_e :**

En 1880 l'ingénieur anglais **Osborne Reynolds** a étudié la transition du régime laminaire à la région turbulente pour l'écoulement dans une conduite. Il a défini un nombre sans dimension, qui porte aujourd'hui son nom.

Le nombre de **Reynolds, R_e** , est proportionnel au rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité :

$$R_e = \rho_0 \frac{\Omega R^2}{\mu}$$

Le nombre de **Reynolds** est un paramètre très important en mécanique des fluides, notamment dans la classification des écoulements. Il permet, par exemple, de quantifier les écoulements laminaires et turbulents. Les écoulements à nombre de Reynolds élevé ont en général une grande turbulence, alors que les écoulements où les forces d'inertie sont faibles par rapport aux forces visqueuses sont plus souvent laminaires. Le nombre de Reynolds dépend bien sûr des paramètres de référence établis au préalable, comme la vitesse à l'infini ou la longueur caractéristique. On prend souvent comme longueur caractéristique une longueur égale à celle du profil ou au diamètre (s'il s'agit d'un cylindre). Des écoulements semblables ont des nombres de **Reynolds** identiques.

➤ **Nombre de Froude, F_r :**

William Froude, un architecte des navires, et son fils **Robert Edmond Froude** ont fait des études portant sur un paramètre connu comme le nombre de **Froude**.

Le nombre de Froude, F_r , est proportionnel à la racine carrée du rapport entre les forces d'inertie et les forces de gravité :

$$F_r = \frac{\Omega^2 R}{g}$$

Le nombre de Froude constitue un élément important de tous les problèmes mettant en jeu une surface libre entre deux fluides non miscibles. Il joue un rôle déterminant, par exemple, dans les problèmes de contraction navale, de turbines hydrauliques, etc.

Il fait ressortir l'importance des forces d'inertie par rapport aux forces de gravité.

➤ **Nombre de Mach, M_a :**

En Autriche, en **1810**, le physicien **Ernest Mach** a défini le paramètre qui représente le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son.

Le nombre de **Mach**, M_a , est proportionnel à la racine carrée du rapport entre les forces d'inertie et les forces dues à la compressibilité :

$$M_a = \Omega R (\gamma R_g T_0)^{-1/2}$$

➤ **Nombre de Prandtl :**

Le nombre de **Prandtl** est un [nombre sans dimension](#), c'est le rapport entre la viscosité et la diffusivité thermique. Il fournit une mesure de l'efficacité du transport par [diffusion](#) à travers la [couche limite de vitesse](#) et la [couche limite thermique](#).

Le nombre de Prandtl représente le rapport entre la diffusivité de [quantité de mouvement](#) ν (ou viscosité cinématique) et la [diffusivité thermique](#).

$$P_r = \frac{\mu C_P}{\lambda}$$

$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$: Le rapport spécifique de la chaleur

$\alpha = S = \frac{\Omega_h}{\Omega_b}$: Rapport des vitesses angulaires des disques tournants.

$R_g = C_P - C_V$: Est la constants de gaz.

Le rapport α des vitesses angulaires reste inchangé pour la configuration cylindrique, ce rapport varie dans la gamme $-1 \leq S \leq 1$ pour décrire les situations suivantes :

-) $\alpha > 0$: Les disques tournent dans la même direction (Co-rotation)
-) $\alpha < 0$: Les disques tournent dans des directions opposées (Contre-rotation).
-) $\alpha = 0$: le disque inférieur tourne et le disque supérieurs fixe.
-) $\alpha = 1$: Le récipient entier tourne.

•) Le rapport des taux de rotation lié à la rotation différentielle du moyeu :

$\alpha_i = \frac{\Omega_i}{\Omega_b}; (\Omega_b \neq 0); (\alpha_i \neq 0)$; Tige fixe ; $\alpha_i \succ 0$ et $\alpha_i \prec 0$ se réfèrent à la Co-rotation et Contra-rotation.

II.6.b) Paramètre géométrique :

•) Le rapporte de forme axial : $h = \frac{H}{\Delta R} . (\Delta R = R - R_i)$

•) Le rapporte des rayons : $r_i = \frac{R_i}{R}$ Car (R_i étant le rayon de la tige)

Ce dernier paramètre de simulation permet d'analyser l'influence des effets de courbure. On limite volontairement le rapport des rayons ($0 \prec \alpha_i \prec 0.1$).

•) Le rapport de forme radial $r = \frac{R_i}{R_b} : (0 \prec \alpha_i \prec 1)$.

Il est à noter que les grandeurs caractéristiques adoptées, ci-dessus, sont choisies pour nous permettre une comparaison directe avec les travaux disponibles dans la littérature [23] [24].

Par commodité d'écriture, les barres mises au-dessus des variables adimensionnelles seront par la suite supprimées. Dans ce cas, le système différentiel (II-1, II-2, II-3, II.4) prend la forme adimensionnelle suivante :

◆) Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = -3\rho \left[\frac{1}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right]$$

$$\Leftrightarrow \frac{D\rho}{Dt} = -3\rho\Delta, \dots\dots\dots (II - 6)$$

◆) Equation de quantité de mouvements suivant (r, θ, z) :

a) Suivant r :

$$\rho^* \left(\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) = \rho^* \frac{v^{*2}}{r^*} - M_a^{-2} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} + \frac{1}{R_e} \left[\nabla^2 u^* - \frac{u^*}{r^{*2}} + \frac{\partial \Delta}{\partial r^*} \right]$$

$$\Leftrightarrow \rho^* \frac{Du^*}{Dt^*} = \rho^* \frac{v^{*2}}{r^*} - M_a^{-2} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} + \frac{1}{R_e} \left[\nabla^2 u^* - \frac{u^*}{r^{*2}} + \frac{\partial \Delta}{\partial r^*} \right] \dots\dots\dots (II - 7)$$

b) Suivant θ :

$$\rho^* \left(\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial v^*}{\partial z^*} \right) = -\rho^* \frac{u^* v^*}{r^*} + \frac{1}{R_e} \left[\nabla^2 v^* - \frac{v^*}{r^{*2}} \right]$$

$$\Leftrightarrow \rho^* \frac{Dv^*}{Dt^*} = -\rho^* \frac{u^* v^*}{r^*} + \frac{1}{R_e} \left[\nabla^2 v^* - \frac{v^*}{r^{*2}} \right] \dots\dots\dots (II - 8)$$

c) Suivant z :

$$\rho^* \left(\frac{\partial w^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = -M_a^{-2} \frac{\partial P^*}{\partial z^*} + \frac{1}{R_e} \left[\nabla^2 w^* + \frac{\partial \Delta}{\partial z^*} \right] - F_r^{-1} \rho$$

$$\Leftrightarrow \rho^* \frac{Dw^*}{Dt^*} = -M_a^{-2} \frac{\partial P^*}{\partial z^*} + \frac{1}{R_e} \left[\nabla^2 w^* + \frac{\partial \Delta}{\partial z^*} \right] - F_r^{-1} \rho \dots\dots\dots (II - 9)$$

◆) Equation d'énergie:

$$\left(\frac{\partial p^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial p^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial p^*}{\partial z^*}\right) = \frac{(\gamma-1)}{(\gamma \text{ Pr Re})} \nabla^2 T - 3\gamma p \left[\left(\frac{\partial u^*}{\partial r^*} + \frac{u^*}{r^*} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*}\right)/3\right] + \frac{(\gamma-1)Ma^2}{\gamma \text{ Re}} \Phi \dots (II-10)$$

II.7. Condition aux limites et condition initiales :

L'écoulement est régi par l'équation de continuité et les équations de Navier-Stokes (II-6) à (II-9) instationnaire dans la configuration écrite par la **figure II-1**.

Ces équations d'évolution sont complétées par des conditions aux limites et des conditions initiales.

Les conditions aux limites sont basées sur l'adhérence du fluide visqueux aux parois.

II.7.1. Conditions aux limites :

Alors nous avons placé le disque inférieur pour tourner et imposé un gradient axial de la température à la paroi de récipient. Par conséquent, les conditions aux limites sont :

*) $t = 0$:

$$u(r, z, 0) = v(r, z, 0) = w(r, z, 0) = 0, T(r, z, 0) = \rho(r, z, 0) = 1$$

Le fluide est au repos au on dans l'état statique sa vitesse d'écoulement est nulle, et a une température et une densité uniforme.

◆) $t \geq 0$:

▪) Sur le disque inférieur:

$$z = 0, 0 \leq r \leq R :$$

$$u(r, 0, t) = w(r, 0, t) = 0, v(r, 0, t) = r, T(r, 0, t) = 1 + \varepsilon$$

Signifie qu'on est sur la paroi du disque inférieur, les particules du fluides adhérente avec la paroi du disque inférieurs, les particules situées sur la paroi du disque inférieur on une vitesse axiale et radiale nulle $u = w = 0$.

▪) Sur le disque supérieur :

$$z = h, 0 \leq r \leq R :$$

$$u(r, h, t) = w(r, h, t) = 0, v(r, h, t) = \alpha r, T(r, h, t) = 1 - \varepsilon$$

Signifie qu'en sur le couvercle, le fluide qui adhère au couvercle à pour vitesse axiale et radiale nulle $u = w = 0$, mais une vitesse tangentielle égale à celle de rotation $v = \alpha r$

▪) Sur la paroi latérale :

$$r = R = 1; 0 \leq z \leq h,$$

$$u(1, h, t) = w(1, h, t) = 0, v(1, h, t) = \alpha, T(1, z, t) = 1 + \varepsilon - \frac{2\varepsilon z}{h} = 1 - \varepsilon.$$

$$\bullet) r = 0, 0 \leq z \leq H, u(0, z, t) = 0, v(0, z, t) = 0, \frac{\partial w(0, z, t)}{\partial r} = 0, \frac{\partial T(0, z, t)}{\partial r} = 0.$$

Les particules fluides situés sur l'axe de symétrie de cylindre ont une vitesse axiale uniforme

$$\frac{\partial w(0, z, t)}{\partial r} = 0, \text{ cela le film fluide est considère adiabatique } \frac{\partial T(0, z, t)}{\partial r} = 0$$

II.7.2. Condition initiale :

Partant d'une situation ou l'ensemble fluide et cavité sont au repos ($t = 0$) ; les deux disques sont mis instantanément en rotation ($t \geq 0$) à des vitesses angulaire constante.

$$\bullet) t = 0 : 0 \leq z \leq h, 0 \leq r \leq 1; u = 0, v = 0, w = 0, T = \rho = 1. \} \text{ Cavité cylindrique}$$

•) $t \geq 0$:

➤) Sur Le disque inferieur :

$$\square) z = 0, 0 \leq r \leq R : u = 0, w = 0, v = r, T = 1 + \varepsilon.$$

➤) Sur le disque supérieur :

$$\square) z = h, 0 \leq r \leq R : u = 0, w = 0, v = \alpha r, T = 1 - \varepsilon.$$

➤) Sur la paroi latérale :

$$\square) r = 1, 0 \leq z \leq h : u = 0, w = 0, v = \alpha, T = 1 + \varepsilon - \frac{2z \varepsilon}{h}.$$

$$\text{Car : } \varepsilon = \frac{T_b - T_t}{T_b + T_t} \text{ et } T_0 = \frac{T_b + T_t}{2}$$

Les indices « b » et « t » représentent les disques inférieure supérieure.

➤) **Sur la tige de rotation :**

$$\bullet) r = r_i = \frac{R_i}{R} : u(r_i, z, t) = w(r_i, z, t) = \frac{\partial T}{\partial r}(r_i, z, t) = 0; v(r_i, z, t) = \frac{Re_i}{(r_i Re)}$$

Conclusion :

Dans ce chapitre, le model géométrique adopté pour la mise en évidence de l'éclatement tourbillonnaire a été décrit et la mise en équation a été présentée. Le système continu résultant, permet d'analyser l'écoulement engendré par la rotation différentielle des parois rigides d'une cavité cylindrique. Les conditions aux limites et initiales sont aussi décrites. Par ailleurs, la formulation fait ressortir deux paramètres de contrôle : l'un dynamique (Re, Ma, Fr, Pr, γ) et l'autre géométrique (h).

CHAPITRE III

MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE

CHAPITRE III**MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE****III.1. Introduction :**

L'objectif de ce travail est de produire une solution numérique pour l'écoulement sur la cavité cylindrique. Les simulations effectuées supposent l'axisymétrie de l'écoulement ; ce qui ramène la résolution du problème posé à l'espace **2D** au plan méridien (r, z) bien que les champs de vitesse et de vorticités correspondants sont tridimensionnels.

Les outils utilisés pour réaliser ce travail seront **GAMBIT** et **FLUENT**. Le premier est un générateur de maillages et le deuxième est un solveur numérique en volumes finis.

III.2. Définition du mailleur Gambit :

Le logiciel Gambit est un mailleur **2D/ 3D** ; préprocesseur qui permet de mailler des domaines de géométrie d'un problème de CFD (Computational Fluid Dynamics). Il génère des fichiers **.msh* pour Fluent. Fluent est un logiciel qui résout par la méthode des volumes finis des problèmes de mécanique des fluides et de transferts thermiques.

Gambit regroupe trois fonctions : définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien import de la géométrie CAO), le maillage et sa vérification, la définition des frontières (Types de conditions aux limites) et définitions des domaines de calculs.

III.3. Création du modèle sur Gambit :

Pour commencer l'étude, on a créé une structure sur **GAMBIT** qui représente la cavité cylindrique. Puis, on a fait le maillage et on a défini les conditions aux limites pour le mettre ensuite sur **FLUENT** et initialiser le calcul.

III.4. Présentation générale du mailleur : Gambit

La fenêtre de travail de Gambit comporte en haut à gauche un menu nommé « Opération »



comprenant les icônes suivantes : . La première icône sert à construire la **géométrie** du domaine de calcul, la seconde permet de **mailler** cette géométrie. La troisième icône permet de définir le type des différentes **zones** du maillage et en particulier d'appliquer les **conditions aux limites**. De manière assez logique, on utilise ces outils dans l'ordre où ils sont présentés ici.

Le menu consacré à la génération de la géométrie comporte les sous menus suivants :



qui permettent de créer respectivement des points, des segments et des faces.

On peut accéder à différents sous menus pour chacun de ces éléments en cliquant droit sur ces icônes.



Le sous menu du menu maillage comporte les éléments suivants . Ils permettent de définir des couches limites, de mailler un segment et de mailler une face.



Enfin, le sous menu « **Zone** » fait apparaître les deux icônes . La première permet d'appliquer les conditions aux limites en ayant auparavant choisi le solveur adéquat qui sera utilisé par la suite (dans notre cas il s'agit de Fluent 5/6). La seconde permet de spécifier si une zone du maillage est une zone fluide ou solide (par défaut toutes les zones sont constituées de fluide).

III.5. Création du maillage :

Le code **FLUENT** utilise une grille unique pour la résolution simultanée des équations du système considéré. Cette grille est conçue par l'utilisateur à l'aide du mailleur **GAMBIT**. Celui-ci permet de construire deux types de grille de calcul, structurée ou non structurée.

- Maillage structuré (quadrilatères / hexagones), il est plus facile de le générer en utilisant à multi bloc, il présente les avantages suivants :
 - Economique en nombre d'éléments, présente un nombre inférieur de maille par rapport à un maillage non structuré équivalent.
 - Réduit les risque d'erreurs numériques car l'écoulement est aligné avec le maillage.

Ses inconvénients :

- Difficile à le générer dans le cas d'une géométrie complexe.
 - Difficile d'obtenir une bonne qualité de maillage pour certaines géométries complexes.
- Maillage non structuré (tri/tétra.), les éléments de ce type de maillage sont générés arbitrairement sans aucune contrainte quant à leur disposition, il présente les avantages suivants.
 - Peut être généré sur une géométrie complexe tout en gardant une bonne qualité des éléments.

- Les algorithmes de génération de ce type de maillage (tri/tétra) sont très automatisés.

Ses inconvénients :

- Très gourmand en nombre de mailles comparativement au maillage structuré.
- Engendre des erreurs numériques (fausse diffusion) qui peuvent être plus importante si l'on compare avec le maillage structuré.

Dans ce travail nous avons utilisé un maillage structuré adapté à une gamme du nombre de Reynolds et de rapports d'aspects très large (Re , h). Le nombre d'éléments qui recouvrent la structure d'une cavité cylindrique de rapport d'aspect h . Le maillage représenté par la **figure (III.1)** d'une cavité cylindrique ayant un rapport d'aspect $h = 3.25$ est alors constitué d'environ 10000 éléments ; les mailles étant affinées d'une manière uniforme. Les temps de calcul dépendent du nombre de mailles, de la gamme de paramètres de contrôle et surtout des conditions aux limites.

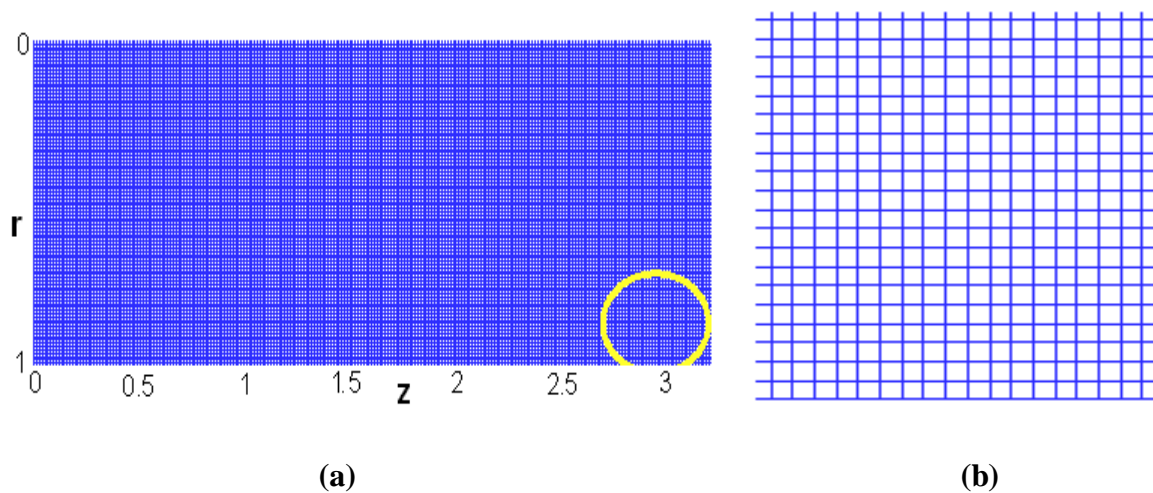


Figure (III.1): (a) le maillage de la cuve cylindrique à nombre d'aspect $h = 3.25$ et (b) le zoom sur le raffinement de maillage au voisinage de la paroi solide.

III.6. Vérification de la qualité du maillage :

Avant de poursuivre et de simuler des écoulements avec un maillage, il est nécessaire de s'assurer de sa qualité. Il est possible d'avoir une mesure de la qualité d'un maillage en cliquant droit sur l'icône d'information et en sélectionnant « *check face meshes* » de manière à faire apparaître



l'icône. On peut alors calculer une valeur qui représente la déformation ou d'obliquité du maillage (*Skewness* en anglais).

III.7. Présentation de code du calcul :

Pour réaliser nos simulations, nous avons choisi d'utiliser le code de calcul « FLUENT », ce code est développé pour modéliser les écoulements des fluides et transfert thermique, est écrit en langage de programmation C++.

Notre étude s'intéresse à l'utilisation du code de calcul « FLUENT » pour la simulation des écoulements dans cavité cylindrique. Ce logiciel utilise la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de Navier-Stokes en régime (permanant ou non, et stationnaire ou non), et dans le différent cas des écoulements (parfait/ visqueuse ; Newtonien ou non et compressible ou non).

Le solveur FLUENT permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité pression...) dans lesquelles, est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites, il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de vitesse et de pression.

III.7.1. Couplage pression-vitesse :

L'utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et la vitesse afin que ces grandeurs vérifient l'équation de continuité est nécessaire.

Cet algorithme stipule l'existence d'une relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées. Nous utilisons l'algorithme SIMPLE et l'algorithme SIMPLEC, acronyme pour « Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations » et « Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations Consistent » et pour résoudre le système d'équations discrétisées.

A l'issue de l'itération n , les valeurs ϕ sont obtenues. Pour éviter d'apporter des corrections trop grandes à ces grandeurs, et ainsi diminuer les risques de divergence du calcul, les nouvelles valeurs de ϕ utilisées pour l'itération $n + 1$ sont calculées comme suit :

$$\varphi^* = \alpha' \varphi + (1 - \alpha') \varphi^{(n-1)}$$

$\varphi^{(n-1)}$ Est le résultat de l'itération n-1.

α' est le **facteur de sous relaxation**. Il est compris entre 0 et 1.

III.7.2. Schémas de discrétisation:

Fluent propose deux schémas de discrétisation qui dépendent de la nature de l'écoulement et la géométrie adoptée.

- Schéma du premier ordre : Ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs mais est responsable de diffusion numérique.
- Schéma de seconde ordre: est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.

Et il y a un autre schéma de discrétisation c'est « **PRESTO !** » (**P**ressure **S**taggering **O**ption), ce schéma est approprié aux écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.

III.7.3. Principales étapes de simulation sous FLUENT :

Ce manuel fournit une introduction à FLUENT, une explication de ses aptitudes, et des instructions pour paramétrer le solveur. Il explicite les étapes nécessaires pour réussir une simulation d'un problème en mécanique des fluides.

1. Importation de la géométrie (**.msh*) : Pour commencer la simulation il faut importer le fichier (**.msh*) généré sous Gambit.
2. Vérification du maillage importé (*Grid* → *Check*) : Ceci permet de vérifier si le maillage importé ne contient pas d'erreur ou de volumes négatifs.
3. Lissage du maillage (*Smooth and Swap the Grid*) : Pour s'assurer de la qualité du maillage, il est pratique de lisser le maillage, cliquez sur le bouton Smooth puis sur le bouton Swap. Répétez jusqu'à ce que FLUENT affiche que zéro faces sont *swapped*.
4. Vérification de l'échelle (*Grid* → *Scale*) : Il faut toujours vérifier que les dimensions affichées correspondent aux dimensions physiques du problème.
5. Affichage de la Grille (*Display* → *Grid*) : Vous pouvez afficher le maillage et il est très judicieux les conditions aux limites définies au préalable dans Gambit.

Il faut maintenant choisir les **modèles physiques et numériques** correspondant au cas de calcul qui nous intéresse. Pour cela allez dans le menu *define/models*. Vous faites alors apparaître un certain nombre de sous menus dont on décrit les plus importants :

- « **Solver** » : Vous avez le choix entre deux solveurs. Le solveur « *segregated* » est un solveur à correction de pression dédié aux écoulements incompressibles. Les solveurs « *coupled implicit* » et « *coupled explicit* », sont plutôt réservés aux écoulements compressibles à grande vitesse. Comme on cherchera une solution stationnaire, vous garderez une formulation implicite et stationnaire.
C'est la aussi qu'on choisit le régime d'écoulement ; permanent ou instationnaire.
- « **Energy** » : Vous pouvez faire intervenir ou non le bilan d'énergie selon les besoins de votre modélisation.
- « **Viscous** » : Fluent propose différentes modélisations de l'écoulement de turbulent. Parmi lesquels les écoulements non visqueux, laminaires, turbulents... etc.

On définit ensuite les propriétés physiques du fluide dont on va modéliser l'écoulement. Dans le menu *define/materials*, on peut définir la masse volumique du fluide ainsi que sa viscosité dynamique. On peut également choisir, si c'est nécessaire, la loi d'état thermodynamique du fluide.

Dans ce travail on utilise l'air (gaz parfait) de caractéristique physique qui présente dans le tableau ci-dessous :

Température t ($^{\circ}\text{C}$)	Densité ρ (kg/m^3)	chaleur spécifique C_p (kJ/kgK)	conductivité thermique λ ($\text{W}/\text{m K}$)	viscosité cinématique ν (m^2/s) $\times 10^{-6}$	viscosité dynamique μ ($\text{kg}/\text{m.s}$) $\times 10^{-5}$	Nombre de Prandtl Pr
0	1.293	1005	0.0243	13.30	1.71969	0.75

Tableau (III.1) : Les caractéristiques physiques de l'air (gaz parfait).

6. Operating conditions (*Define* → *Operating conditions*) : Avant de choisir les conditions aux limites, il faut choisir d'abord la valeur de la pression de référence « Operating Condition ». En effet, Fluent effectue tous les calculs, avec une pression appelée gauge pressure et ce afin d'éviter les erreurs d'ordre numérique lors du calcul pour des écoulements à faible nombre de mach. La relation liant la pression absolue à la « gauge pressure » est donnée par :

$$P_{abs} = P_{op} + P_{gauge}$$

Fluent prend par défaut la valeur de la pression atmosphérique comme operating pressure. Ensuite, il faut choisir les conditions aux limites.

7. Condition aux limites usuelles (*Define* → *Boundary Conditions*) : Ensuite, il fixe les valeurs des conditions aux limites.
8. Choix des critères de convergence (*Solve* → *Monitors* → *Residual...*) : Il s'agit ici de choisir les critères qui doivent être vérifiés pour que les calculs de la simulation s'arrêtent. Pour afficher la convergence à l'écran pendant les calculs sous forme d'un graphe, il faut activer l'option Plot. Il est possible de désactiver certains critères d'arrêt de la simulation en décochant la case de convergence.

III.7.4. Convergence des calculs :

Pour s'assurer de la convergence des calculs, nous nous aidons de deux critères visuels. Le premier consiste à observer les courbes des résidus (**voir figure III.2**), tracées par Fluent, en fonction des itérations. Lorsque les résidus sont faibles (inférieurs à 10^{-3} au moins) et que les courbes deviennent plates comme illustrées ci-dessous, nous pouvons considérer que la solution est atteinte.

Un autre critère consiste à suivre l'évolution des champs de vitesse, de pression, au fur et à mesure des itérations. Lorsqu'ils n'évoluent plus, cela signifie que le calcul a convergé.

En combinant ces deux critères visuels, nous avons déduit que la solution était obtenue au bout de 10000 itérations.

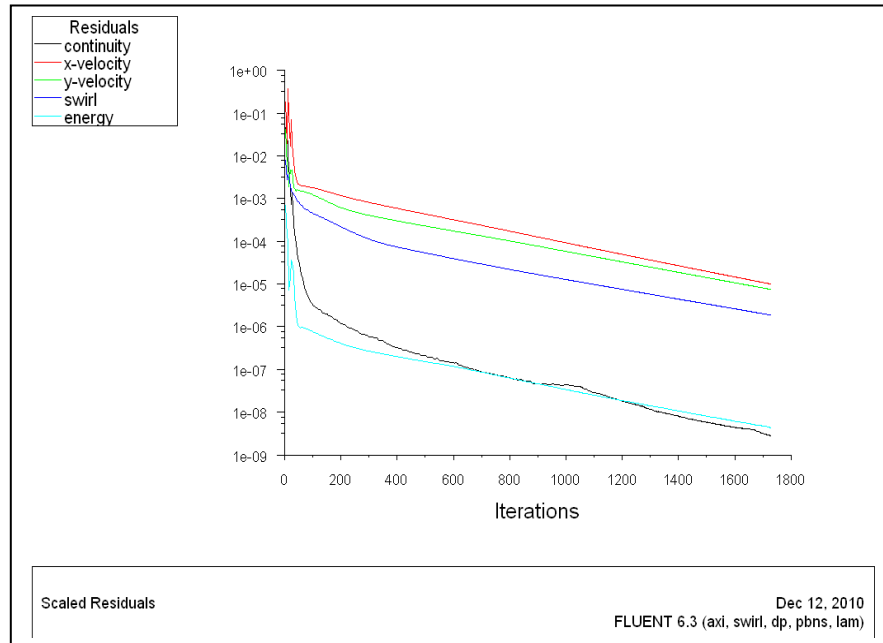


Figure III.2 : Courbe des résidus.

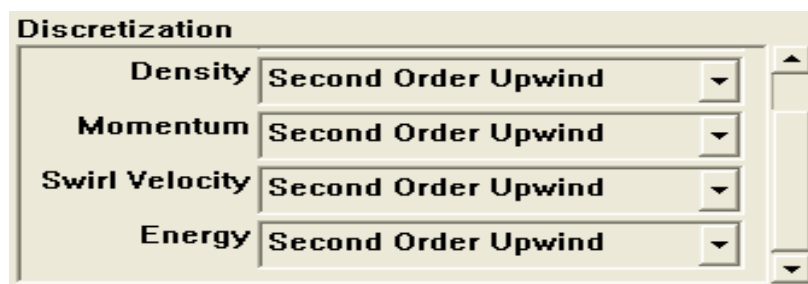
Remarque importante :

Les résidus sont calculés à partir des corrections dans les variations ; pression, vitesse, température,... du problème entre la présente itération et l'itération précédente.

Dans la plupart des cas, le critère de convergence par défaut dans FLUENT (residual) est suffisant. La solution converge quand les résidus atteignent 10^{-3} . Toutefois, dans certains cas il faut pousser les calculs à 10^{-4} voir 10^{-6} . Il n'y a pas de règle universelle ! **Dans le cas des écoulements diphasiques, il faut impérativement pousser la convergence à 10^{-4} .**

III.7.5. Précision du solveur :

Le menu *solve/controls/solution* fait apparaître le panneau suivant où l'on observe que, par défaut, Fluent effectue un calcul précis seulement à l'ordre 1. Modifiez ces paramètres de manière à obtenir une simulation précise à l'ordre 2 au moins.



Solution initiale :

Le menu *solve/initialize/initialize* permet de fournir un état initial au solveur. Choisissez de calculer l'état initial en fonction des valeurs imposées à l'entrée (onglet *compute from*). Ceci permet en particulier d'évaluer les variables liées au modèle de turbulence. Si vous avez des problèmes de convergence, vous pouvez encore choisir d'imposer une vitesse nulle à l'instant initial.

Obtention de la solution :

Tout est en place pour lancer les itérations et calculer la solution stationnaire recherchée. Sauvegardez auparavant votre travail : *file/write/case* et *data*. Vous obtiendrez un fichier avec l'extension **.cas* et un fichier avec l'extension **.dat*. Le fichier **.cas* contient le maillage et tous les paramètres de calcul tandis que le fichier **.dat* contient une solution, c'est-à-dire toutes les valeurs des variables qui décrivent l'écoulement en chaque point de maillage.

Lancez le calcul (*solve/iterate*) avec un nombre suffisant d'itérations, de manière à vous assurer de la bonne convergence de votre solution. Dans le cas présent, on peut attendre que tous les résidus décroissent jusqu'à leur minimum et atteignent un palier horizontal montrant que la solution ne convergera pas mieux.

Lorsque votre solution a convergé, sauvegardez la solution, c'est-à-dire le fichier **.dat*.

III.8. Validation des résultats :

Les moyens numériques classiques mis en œuvre dans cette étude en vue d'une investigation sur les structures d'écoulements complexes, telles que le phénomène d'éclatement tourbillonnaire, nécessitent une série de testes de validation; surtout pour confirmer certains résultats importants relatifs à la caractérisation et aux moyens de contrôle de l'éclatement en régime stationnaire.

Dans ce régime on ne considère que le comportement de la cavité cylindrique est toujours le même, raison pour laquelle on a fait varier quelques paramètres pour analyser leur influence.

III.8.1. Comparaison avec des résultats numérique :

Nous avons d'abord comparé nos résultats avec ceux rapportés par **MIGUEL ANGEL HERRADA** [3], qui étudie les contrôles des éclatements tourbillonnaires par gradient de température, en fonction de nombre de Reynolds ($10 \leq Re \leq 2750$) et nombre d'aspect ($1.7 \leq h \leq 10$) engendré par la rotation différentielle du fond d'une cavité cylindrique.

La première validation de nos résultats est illustrée par la figure (III.3), qui représente la structure de l'écoulement stationnaire dans le plan méridien représentée par les lignes iso- courant $\psi(r, z)$.

Le travail de **HERRADA [23]** à été repris pour deux rapports de taux ($S = 0$ et 1), car $S = 0$ le disque inferieur en rotation et car $S = 1$ le cylindre qui tourne.

Les figures **(III.3.a)** et **(III.3.b)** reprisent respectivement les résultats de **HERRADA** et ceux obtenus dans la présente étude, pour le nombre de Reynolds différent (**10 ; 1000**) et la différence de température adimensionnelle $\varepsilon = 0.1$ (Effets d'un gradient axial positif de température).

Dans la figure **(III.3.a)** le fluide se déplace verse le haut près de l'axe de rotation ($w > 0, r = 0$) et verse en bas près de la paroi latérale ($w < 0, r = 1$). L'écoulement converge vers à l'axe dans la région en bloc et diverge de l'axe seulement à proximité du couvercle froid (à $z = h = 10$). Ces dispositifs sont conformes aux résultats numériques pour un cylindre tournant.

Pour **Re = 1000**, figure **(III.3.b)** l'écoulement va en bas près de l'axe à l'intérieur de cette nouvelle bulle aussi bien que près de la paroi latérale, et verse le haut dans l'intervalle.

Nous avons choisis $\varepsilon = 0.1$ pour comparer nos résultats aux solutions analytiques, qui sont valides seulement pour des petits ε . Dans la figure **(III.4)**, on montre cette comparaison, les symboles « ● » dénotent nos résultats numériques et les cercles rouges dénotent les solutions analytiques.

La figure **(III.4.a)** présente la distribution radiale de la vitesse axiale w (normalisé par sa valeur sur l'axe) dans la section transversale à mi-hauteur, $z = 5$. La figure **(III.4.b)** montre la distribution radiale de la température normale, $T_n = (T(z, r) - (z, 1)) / (T(z, 0) - (z, 1))$ dans la même section transversale.

Pour la vitesse et la température, les solutions analytique, $w_a = 1 - 4r^2 + 3r^4$ et $T_n = (1 - r^2)^3$; et les résultats numériques sont en accord étroit. Ce fait démontre que la solution analytique est stable à $\varepsilon = 0.1$ et **Re = 10**.

Cette comparaison qualitative et quantitative montre la bonne concordance de nos résultats avec ceux de **M. Herrada [23]**.

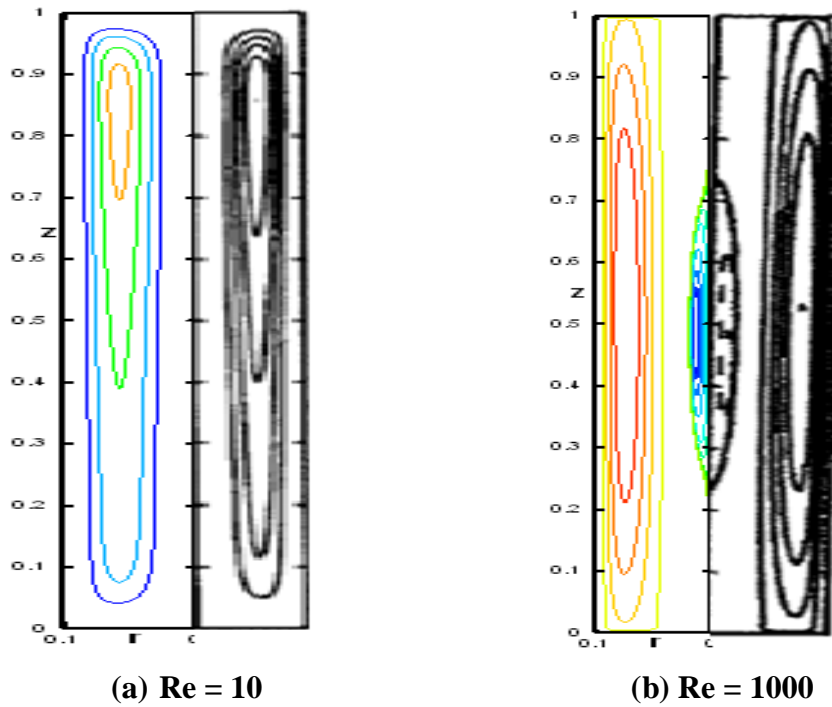
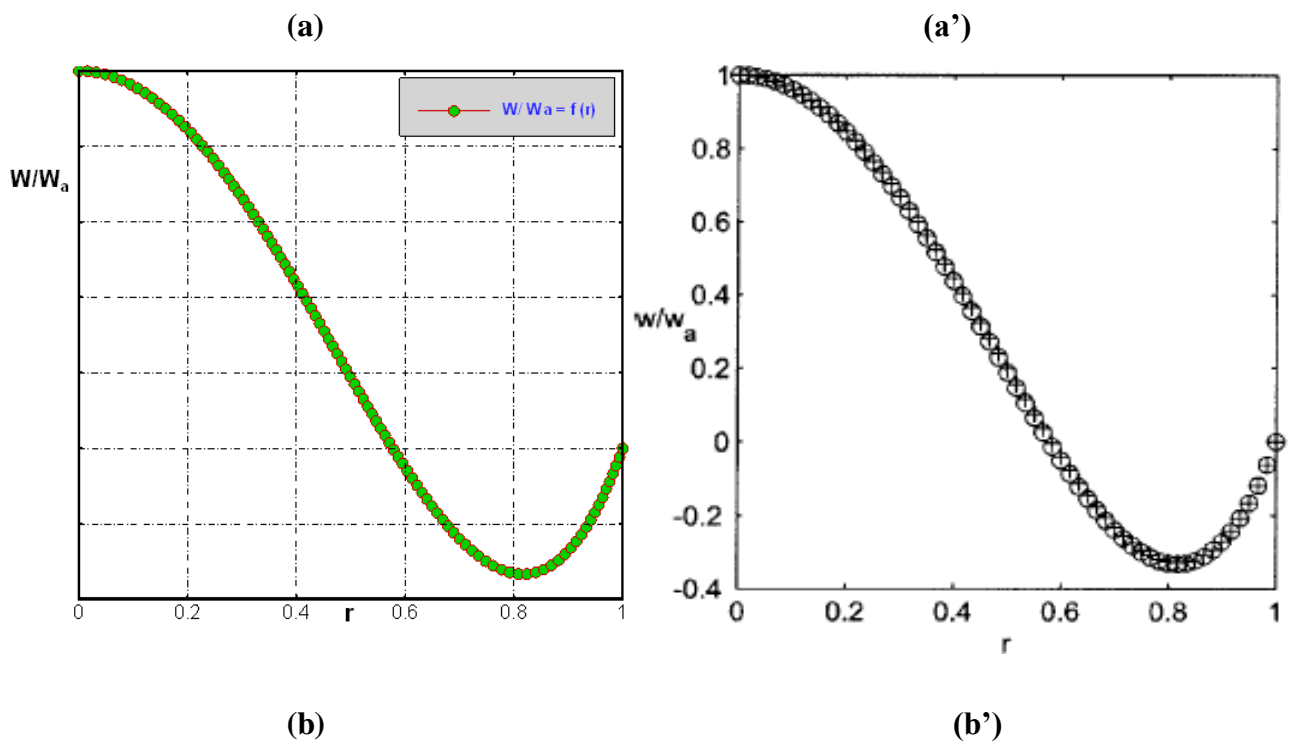


Figure (III.3) : Comparaisons des iso-ligne de la fonction de courant avec des résultats numériques de **M. Herrada [23]** ; à $h = 10$; $\varepsilon = 0.1$; $\alpha = S = 1$ et **Re** comme indique



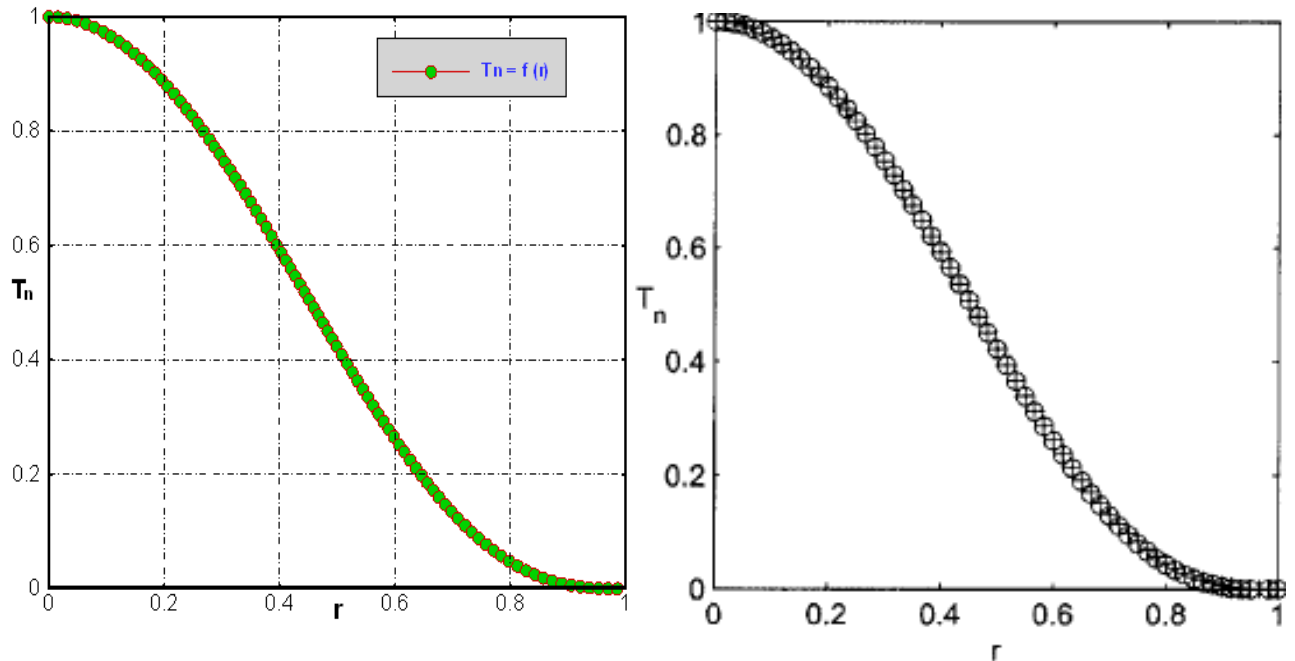


Figure (III.4) : Comparaisons quantitative le profile radiale ; **(a, a')** pour la vitesse axial à la section transversale à mi-hauteur de l'écoulement sur la figure **(III.3)** ; **(b, b')** les mêmes qu'en **(a, a')**, mais pour la température ; $h = 10$, $Re = 10$ et $\varepsilon = 0.1$.

III.8.2. Comparaisons avec des résultats expérimentaux :

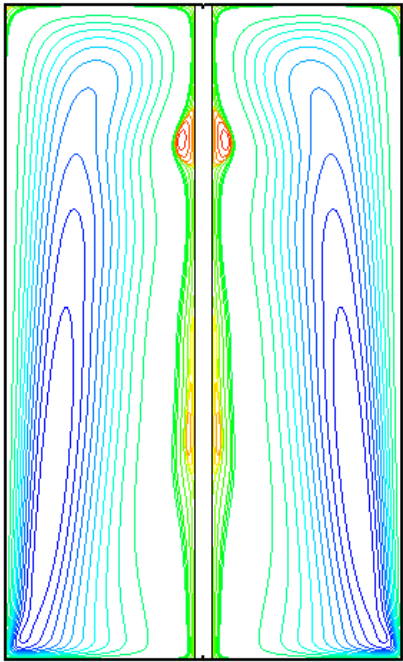
La figure **(III.5)** montre une comparaison qualitative de la structure de l'écoulement avec éclatement tourbillonnaire dans un cylindre avec une tige (avec moyeu), issue de la présente nos résultats numériques avec une configuration analogue obtenue expérimentalement par **M.A.Herrada** et **V. Shtern [24]**, dans le cas $S_i = 0$; 4.83 et -2.75, et en fixe le nombre de Reynolds ($Re = 2720$) et la différence de température adimensionnelle $\varepsilon = 0$.

Cette dernier comparaison, confirme la cohérence de nos résultats avec l'expérience. En effet, le nombre de bulbes, leur forme et, caractérisant chaque éclatement tourbillonnaire, sont qualitativement très comparable.

Ces structures tourbillonnaires, seront décrites au chapitre V.



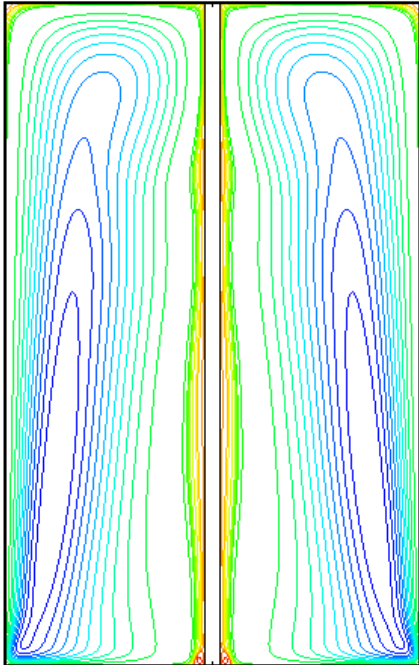
(a) $Re_i = 0$



(a') $Re_i = 0$



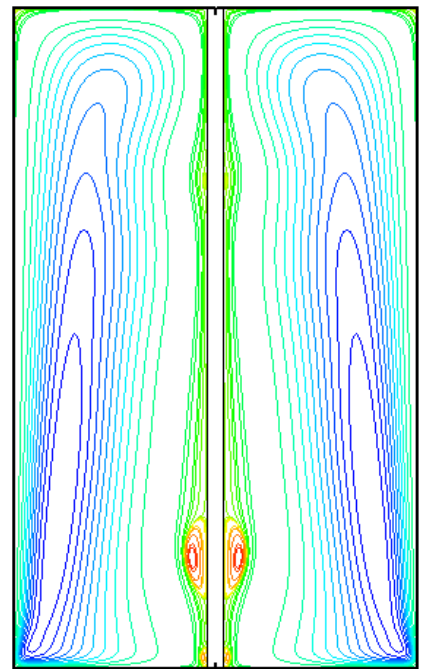
(b) $Re_i = 21$



(b') $Re_i = 21$



(c) $Re_i = -12$



(c') $Re_i = -12$

Figure (III.5): Comparaison des iso-lignes de la fonction de courant (a', b', c') avec les résultats expérimentaux de **Herrada** (a, b, c) [24] pour : $h = 3.25$; $Re = 2720$; $\epsilon = 0$; S_i comme indique. $\psi = 0.01 \times \psi_{\max} \times (i-1) / 2$; $\psi = i \times \psi_{\min} / 5$, $\psi_{\max} = 0.0069$, $et \psi_{\min} = -5 \times 10^{-6}$; $i = 1, \dots, 15$.

CONCLUSION

Nous avons tout d'abord présenté et justifié le choix du code Fluent, utilisé pour mener à bien nos simulations. Cela a permis une meilleure compréhension des calculs mis en œuvre, notamment en ce qui concerne les processus itératifs.

Pour pouvoir modéliser l'hydrodynamique de cavité cylindrique, nous devons effectuer trois choix fondamentaux.

Ces choix concernent

- le modèle de l'éclatement tourbillonnaire.
- les conditions aux limites.
- la représentation de la géométrie du cylindre et le maillage du domaine de calcul.

CHAPITER IV

ÉCOULEMENTS ISOTHERMES EN PRÉSENCE D'ÉCLATEMENTS

CHAPTER IV

ÉCOULEMENTS ISOTHERMES EN PRESENCE D'ECLATEMENTS

IV.1. Introduction

La présente contribution vise les écoulements compressibles confinés, relativement peu explorés numériquement et expérimentalement, par rapport aux fluides considérés incompressibles ; bien que le phénomène a été identifié pour la première fois sur une aile delta en écoulement compressible.

Dans une étude expérimentale très récente [32], ont été rapportés les effets de compressibilité, sur l'E.T. axial développé au sein d'un écoulement tournant isotherme en cavité cylindrique fermée remplie d'un liquide (incompressible). L'origine de la variation de densité est due à l'inhomogénéité issue de l'injection d'un colorant, de masse volumique différente de celle du liquide ambiant occupant la cavité, à partir du centre du disque terminal inférieur. Les résultats ont révélé, que des très petites variations relatives de densité (de l'ordre de 0.02%), souvent négligées dans les investigations antérieures, ont une influence considérable sur la topologie de l'écoulement selon que le colorant injecté est moins dense ou au contraire plus dense que le fluide de la cavité.

Les effets de compressibilités d'origine thermique, seront analysés en comparaison aux cas issus de l'absence de forçage thermique, dans le chapitre suivant. Notons également que les fluides réels, rencontrés fréquemment dans les applications industrielles sont généralement non isothermes et les effets de températures sur les structures de ces écoulement sont souvent non négligeables ; même sous l'influence de petite variations thermiques.

Préalable à l'étude des effets de compressibilité d'origine thermique, nous introduisons dans ce chapitre les écoulements de base isothermes, sous l'influence de conditions cinématiques et géométriques. Le modèle de géométrie le plus fréquemment utilisé et rapporté dans la littérature, pour analyser l'E.T. confiné, est la cavité cylindrique remplie totalement ou partiellement d'un liquide (glycérine, eau etc..).

Dans ce chapitre, l'investigation est étendue au cas de l'air, en écoulement isotherme. Dans les conditions normales de température et de pression, ces écoulements sont souvent considérés dans la littérature comme incompressibles, eu égard aux vitesses impliquées dans les investigations. Le but de ce chapitre est de tenter de mettre qualitativement et quantitativement en relief, les effets sur la

structure de l'écoulement isotherme dus à la différence de nature des deux fluides; en l'occurrence : l'air (gaz parfait) et la glycérine. Par ailleurs, les effets de compressibilité sont mis en évidence en considérant l'air, d'abord comme fluide compressible puis incompressible. Ceci est mis en œuvre au moyen d'une simulation numérique utilisant le code de calcul Fluent.

IV.2. Paramètres de contrôle et Domaines de solutions

Dans un modèle de géométrie cylindrique, munie d'un moyeu central fin et remplie d'air, la rotation du disque inférieur engendre un mouvement rotationnel de base axisymétrique, auquel se superpose un écoulement méridien caractérisé par un champ de vitesse et un champ de vorticité tridimensionnels [33]. La simulation numérique de ces écoulements a été réalisée dans une plage de paramètres de contrôle cinématique et géométrique.

Les solutions stationnaires et convergentes, sont explorées dans les gammes suivantes de paramètres de contrôle adimensionnels qui permettent l'analyse des régimes d'écoulements isothermes résultants de la géométrie adoptée : le nombre de Reynolds Re (*inertie/viscosité*), $10 \leq Re \leq 3000$; , le rapport de forme radial R_i/R_b (*fixe les effets de courbure*), le rapport de forme axial H/R (*cavité allongée ou aplatie*), $1.7 \leq h \leq 10$; le nombre de Mach ($0 < Ma < 0.3$) et enfin le gradient de température caractérisé par $-0.9 \leq \varepsilon \leq 0.9$; . La rotation différentielle de la tige centrale par rapport au disque inférieur est qualifiée par le paramètre : $S_i \neq 0$ ($S_i = \Omega_i / \Omega_b$).

La structuration de cet écoulement est mise en évidence et décrite dans un plan méridien, en raison de la symétrie axial, à l'aide des lignes de courant, par les champs de vitesse associés (u, v, w) ainsi que par la vitesse axial w_a et la température normale T_n .

IV.3. Écoulement de base : ($\alpha = S = 0$)

La structure globale de l'écoulement stationnaire et isotherme résultant de la rotation du disque inférieur d'une configuration cylindrique de rapports d'aspect $h = 1.7$ et $h = 3.25$, est analysée pour $Re = 1000$ et $Re = 2600$, sans forçage thermique externe (le gradient de température axiale est nul ($\varepsilon = 0$)). Les résultats sont présentés en termes de lignes courant et iso-circulations, dans le plan méridien, comme illustré respectivement dans les figures (IV.1.a.d) et (IV.2.a.b).

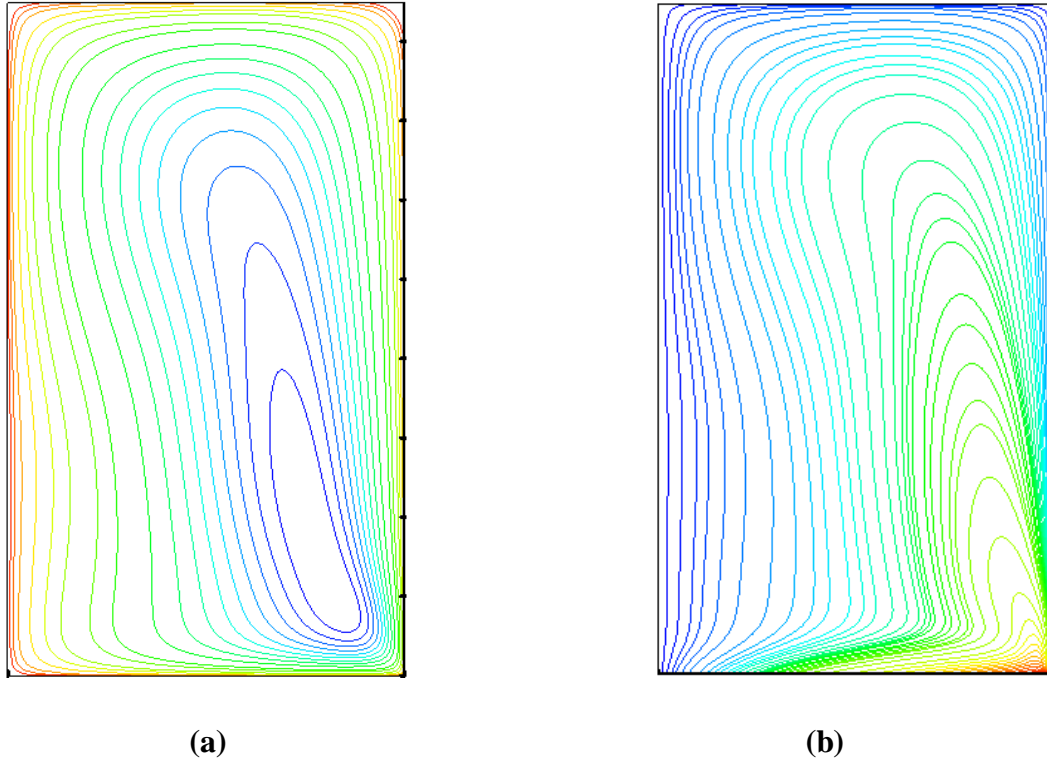
Qualitativement l'écoulement est caractérisé par une circulation centrifuge au voisinage du disque tournant, où les contraintes visqueuses s'étalent sur une couche d'épaisseur $\delta(r)$ (couche dite d'Ekman) [76], ainsi que par une circulation centripète au voisinage du disque supérieur fixe (couche dite de Bödwardt) [7]. Le confinement latéral cylindrique impose au fluide visqueux un mouvement

spiral ascendant, avec formation d'une couche de cisaillement d'épaisseur $\delta(r, z)$. Par continuité, le fluide est en revanche, descendant à l'intérieur.

Les deux figures (IV.1.a) et (IV.2.a) montrent clairement l'existence d'un écoulement secondaire dans le plan méridien (r, z) , qui se superpose à la rotation de base initiée par la rotation du disque inférieur. Les iso-lignes de la circulation des deux figures (IV.1.b) et (IV.2.b) révèlent que le moment angulaire (Γ) est pratiquement indépendant de z dans le noyau central de l'écoulement ; indiquant ainsi une rotation quasi-solide du fluide. La circulation Γ atteint un maximum au voisinage du périphérique du disque tournant. Les figure (IV.3.a), (IV.3.b), montrent que ce max tend à diminuer lorsque z augmente avec déplacement radial vers l'axe de la cavité cylindrique.

Le champ de vitesse (u, w) caractérisant l'écoulement méridien est décrit dans la figures (IV.4.a.b) pour $Re = 1000$, $h = 1.7$ et dans figure (IV.5.a.b), pour $Re = 2600$ à $h = 3.25$, pour différentes stations axiales z .

Une analyse simultanée de la distribution radiale de la vitesse axiale w , figure (IV.4.a) et de la distribution axiale de la vitesse radiale u , figure (IV.5.a), indique que les variations essentielles (fort gradient) sont confinées au voisinage des parois solide : u et w présentent un maximum au voisinage du disque tournant.



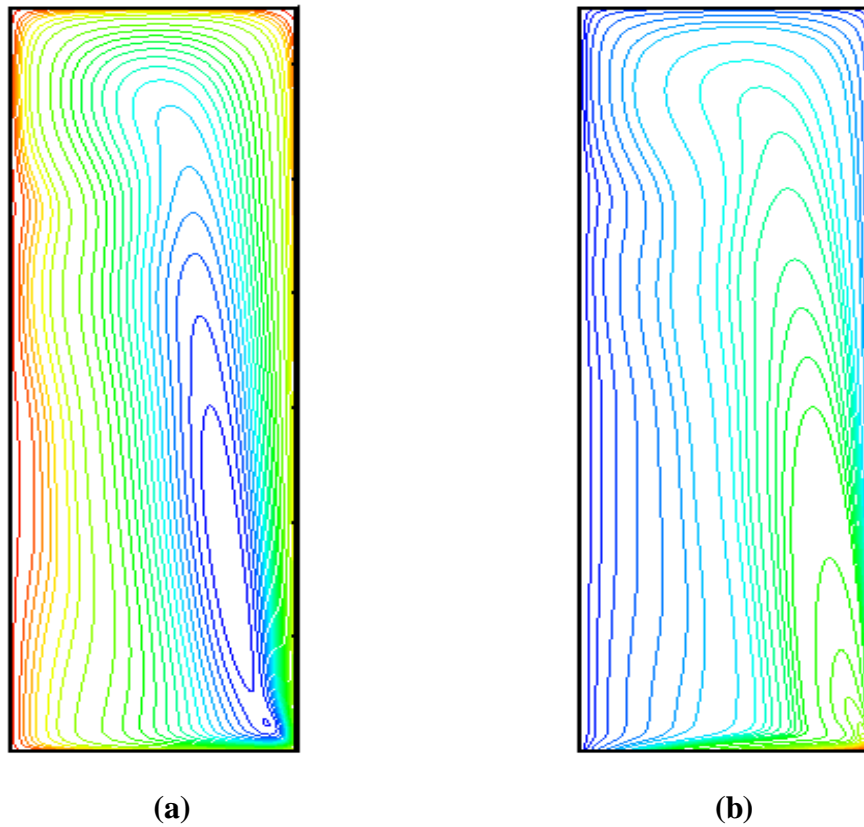


Figure (IV.2.a.b) : (a) Iso-lignes de la fonction de courant, (b) iso-circulations ;
 Pour $h = 3.25$; $Re = 2600$; $S = 0$.

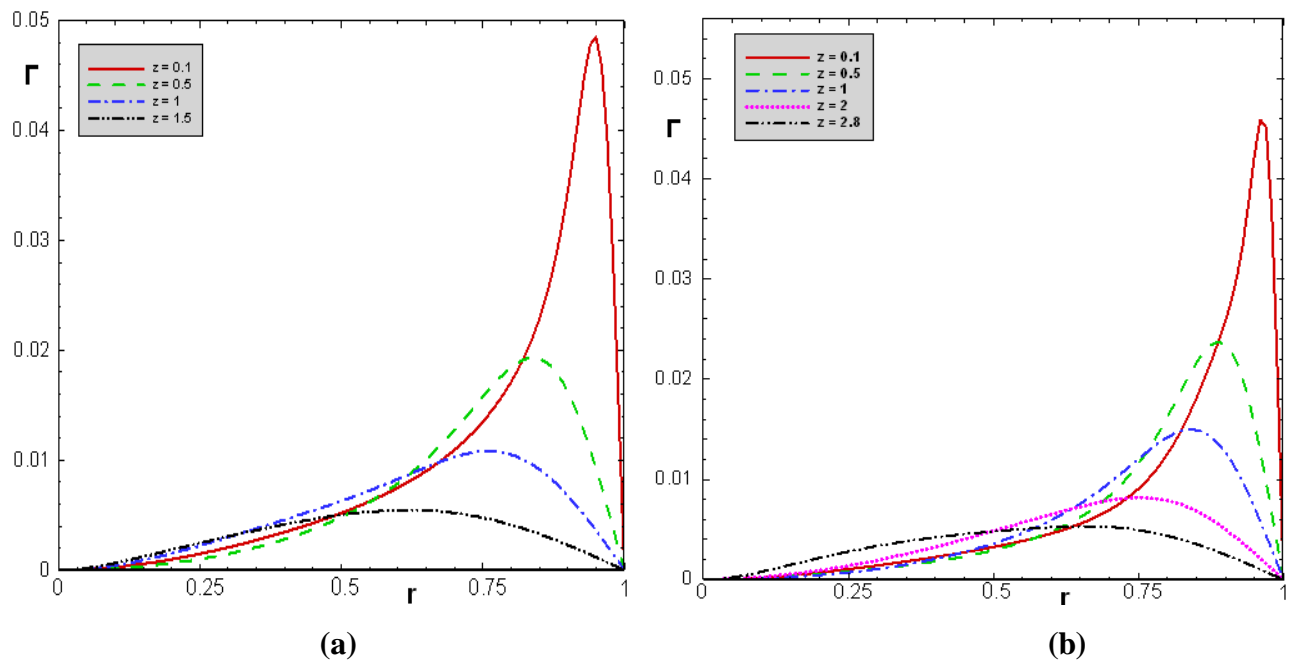


Figure (IV.3) : Evolution radiale de la circulation ; (a) pour $h = 1.7$, $Re = 1000$ et (b) pour $h = 3.25$;
 $Re = 2600$ à $S = 0$.

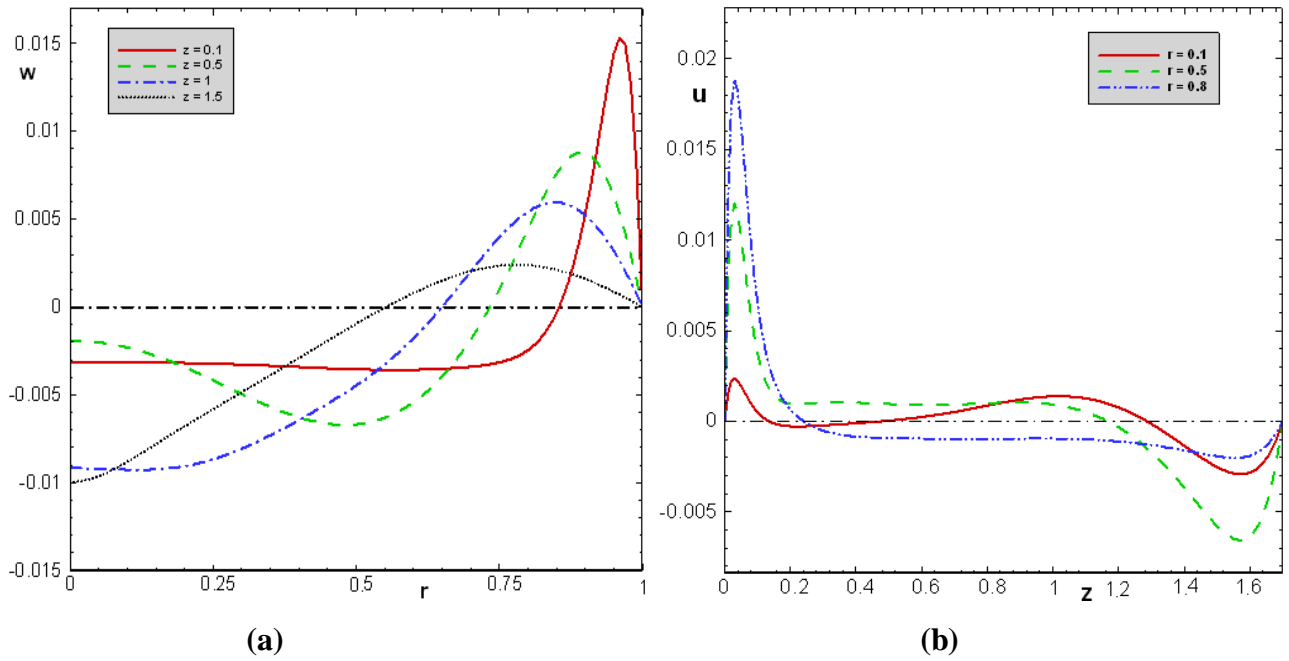


Figure (IV.4) : (a) distribution radiale de w ; (b) distribution axial de u .

Pour $h = 1.7$; $Re = 1000$; $S = 0$.

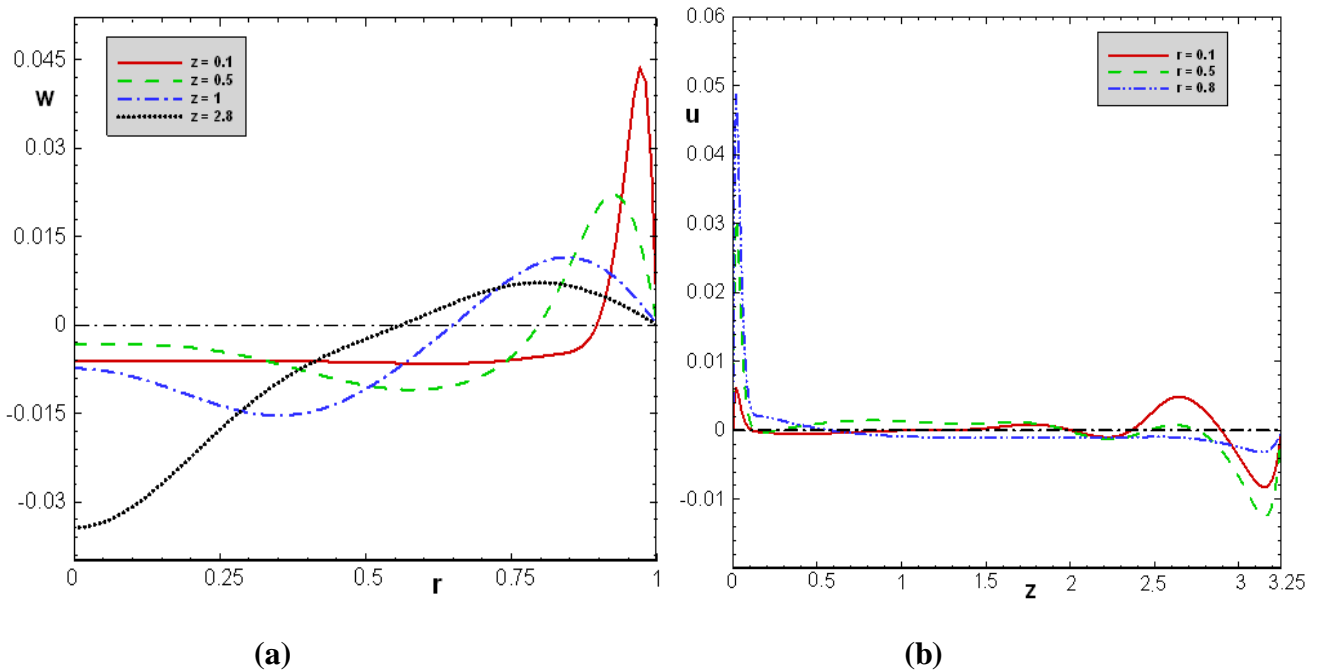


Figure (IV.5) : (a) distribution radiale de w ; (b) distribution axial de u .

Pour $h = 3.25$; $Re = 2600$; $S = 0$.

IV.4. Mise en évidence de zones de recirculation :

La mise en l'évidence d'une zone de recirculation inverse, caractérisée à l'amont par un point d'éclatement suivi d'un évasement des lignes de courant et à l'aval par un point de recollement, qui se superpose à l'écoulement de base stationnaire, engendré par la rotation du disque inférieur d'une cavité cylindrique sans moyeu ($\delta = 0$, $\mathbf{S} = \mathbf{0}$) est réalisée pour une sélection de couples de paramètres de contrôle : $Re = 1500$, $h = 1.7$ et $Re = 2720$, $h = 3.25$.

La figure (IV.6), indiquant les lignes de courant et les iso-circulations illustre clairement certaines étapes choisies de formation et d'évolution du bulbe, localisé sur l'axe de la cavité cylindrique sans moyeu.

Pour des taux de rotation du disque tels que $Re < 1300$, l'écoulement de base indique un noyau central relativement en rotation quasi-solide au voisinage de l'axe où Γ est pratiquement indépendant de z , figure (IV.6.b₁–b₂), caractérisé par un équilibre entre le gradient de pression radial et l'accélération centrifuge.

Pour Reynolds est égal à 1300 ($Re = 1300$), un déséquilibre centrifuge se produit dans ce noyau qui contribue à ralentir et annuler la composante axiale de la vitesse sur l'axe de la cavité, suivi d'une déflexion (évasement ou divergence) des lignes de courant, figure (IV.6.a₃–a₄). L'apparition des points de stagnation est clairement illustrée dans la figure (IV.7) par la distribution de la composante axiale (w) de la vitesse sur l'axe de la cavité cylindrique. Par ailleurs en continuant d'augmenter le nombre de Reynolds les solutions stationnaires révèlent une diminution de la taille du bulbe jusqu'à sa disparition lorsque $Re = 2100$, figure (IV.6.a₅). Ces résultats indiquent bien l'existence d'une borne supérieure et d'une borne inférieure de Re (donc de frontières) délimitant la formation des bulbes pour un rapport de forme fixe.

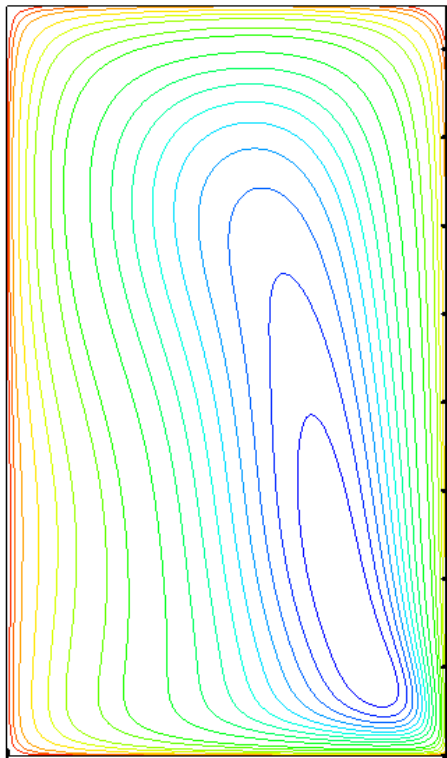
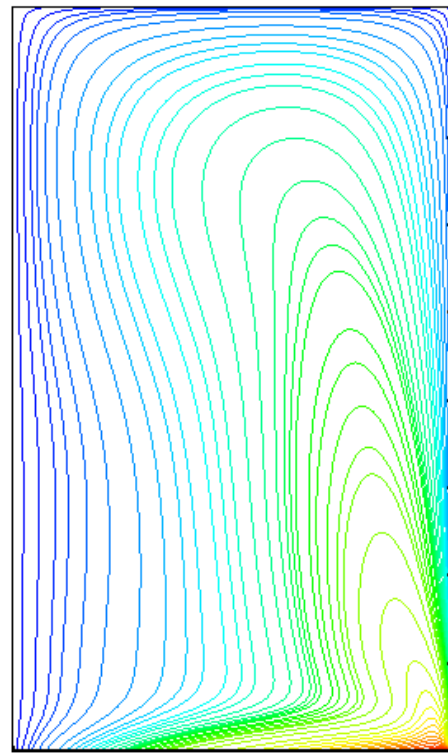
Pour mettre en évidence des zones de recirculation stationnaires et isothermes à trois bulbes, nous avons adopté une configuration cylindrique sans moyeu, dans le cas de couple de paramètres : $h = 3.25$; $Re = 2800$.

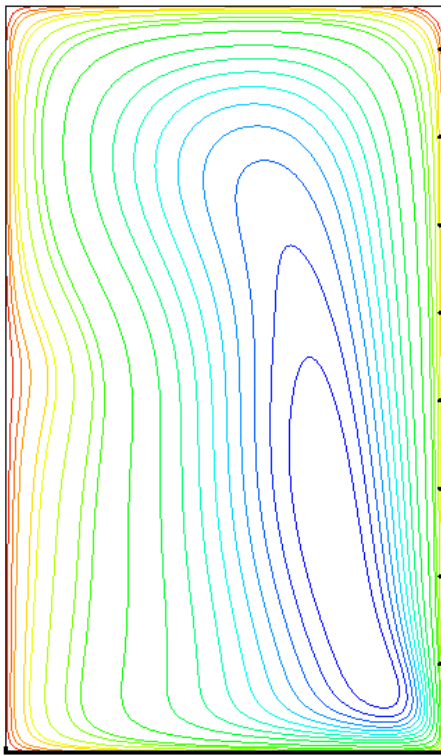
Le nombre de Prandtl est inchangé, $Pr = 0.72$, et le gradient de température axiale est nul ($\varepsilon = 0$). La figure (IV.8.a), met en évidence des solutions stationnaires composées de trois zones de recirculation de long de l'axe ; le premier bulbe proche du disque supérieur (disque fixe) et les deux autres bulbes ont une structure allongée. Les iso-lignes de circulation, figure (IV.8.b), pratiquement indépendantes des variations axiales, indiquent un noyau en rotation quasi-solide. L'apparition des points de

stagnation est clairement illustrée dans la figure (IV.9) par la distribution de la composante axiale (w) de la vitesse sur l'axe de la cavité cylindrique.

Il y a lieu de noter que les zones à trois bulbes sont rarement rapportées dans la littérature ; probablement en raison de l'étroitesse de leur domaine d'existence, qui en plus, est proche de la zone de transition vers l'in-stationnarité, exactement comme le prévoit le diagramme de stabilité d'Escudier [10] illustré dans la figure (IV.10), considéré comme la référence la plus consultée et la plus détaillée. On signale par ailleurs, que ce digramme a été réalisé expérimentalement dans le cas d'une cavité cylindrique remplie d'un liquide, moyennant des relations empiriques d'extrapolations. Ces résultats sont confirmés numériquement par plusieurs auteurs [23, 10,34].

Les résultats issus de la présente étude, utilisant l'air comme gaz parfait compressible, en écoulement isotherme, sont qualitativement comparables avec ceux d'Escudier. La différence de nature du fluide apparaît à ce stade et qualitativement ne pas avoir d'effets considérables.

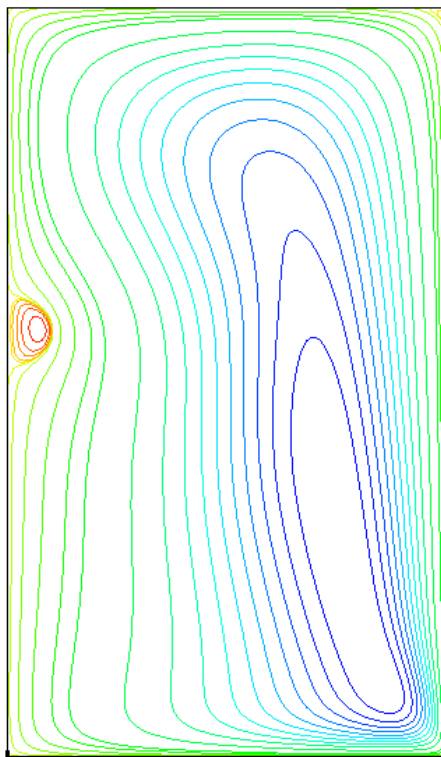
(a₁)(b₁)



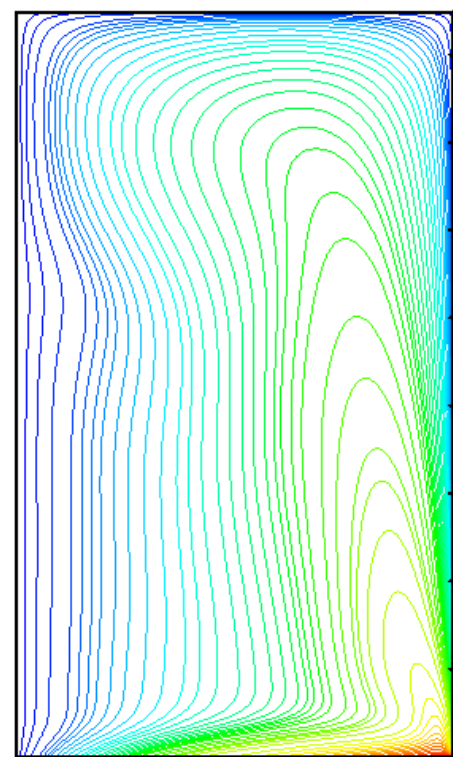
(a₂)



(b₂)



(a₃)



(b₃)

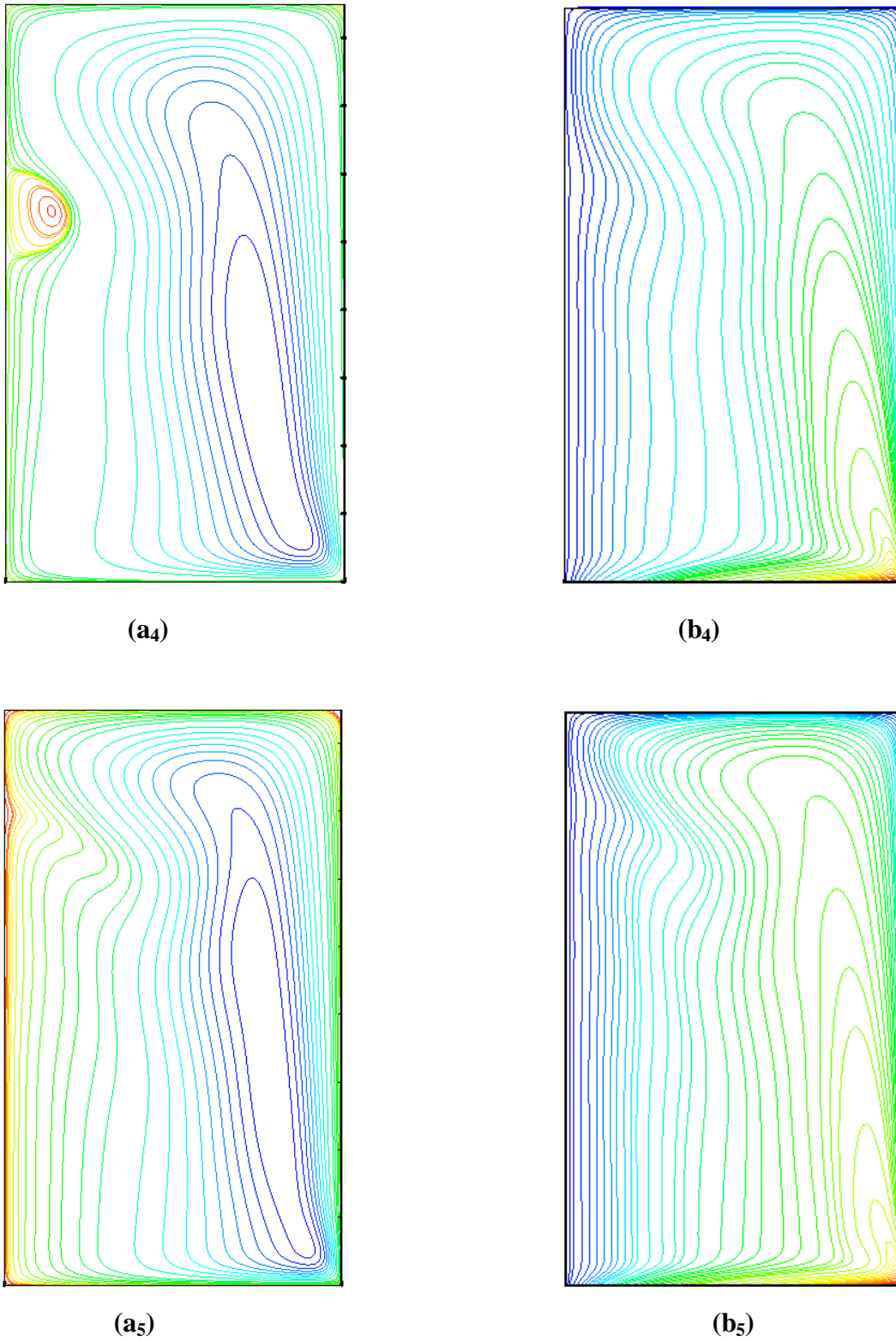


Figure (IV.6) : (a₁ – a₅) Iso-lignes de la fonction de courant, (b₁ – b₅) iso-circulations ; Pour $h = 1.7$; $S = 0$. (1) $Re = 1000$; (2) $Re = 1200$; (3) $Re = 1300$; (4) $Re = 1500$; (5) $Re = 2100$;

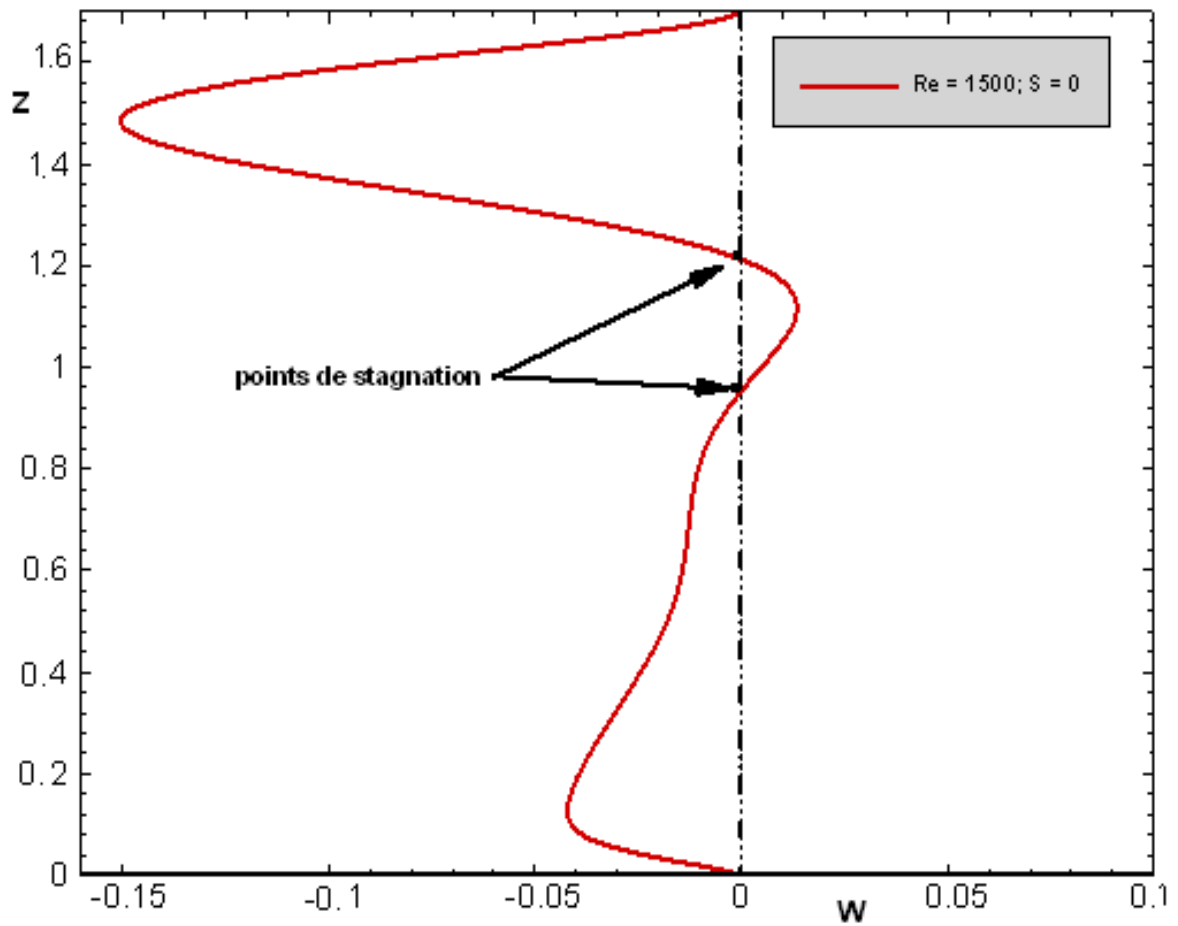


Figure (IV.7) : distribution axiale de la vitesse axiale (w) sur l'axe de la cavité, Pour $h = 1.7$;
 $Re = 1500$; $S = 0$.

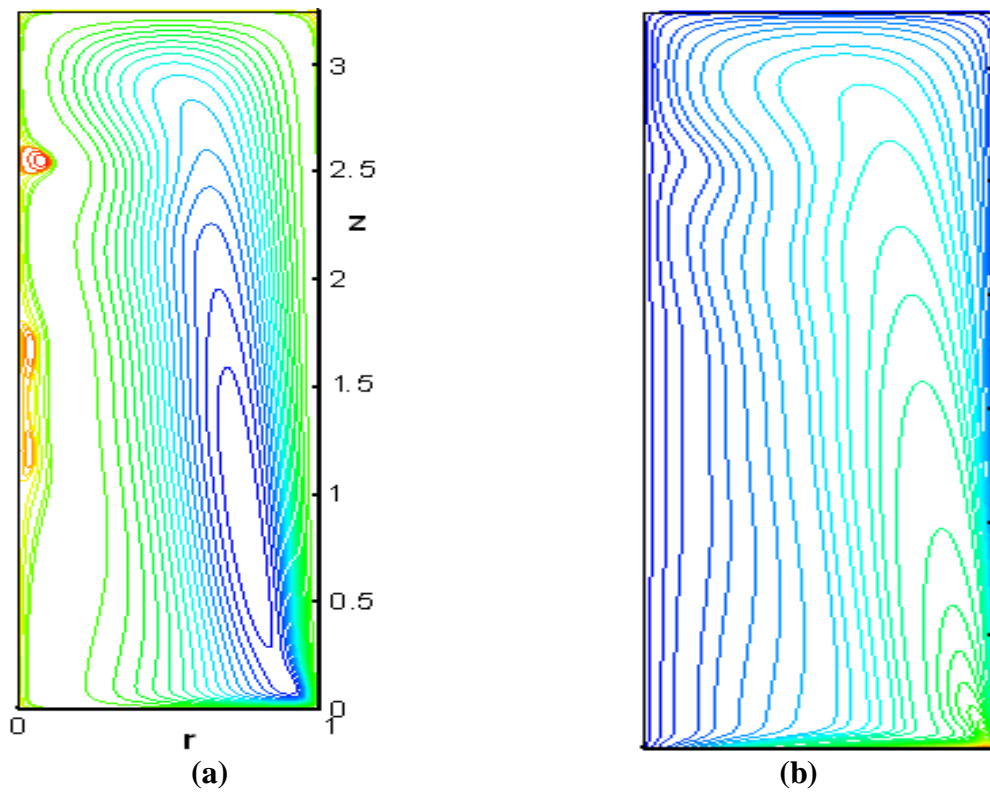


Figure (IV.8) : (a) Iso-lignes de la fonction de courant, (b) iso-circulations ; pour $h = 3.25$;
 $Re = 2720$; $S = 0$

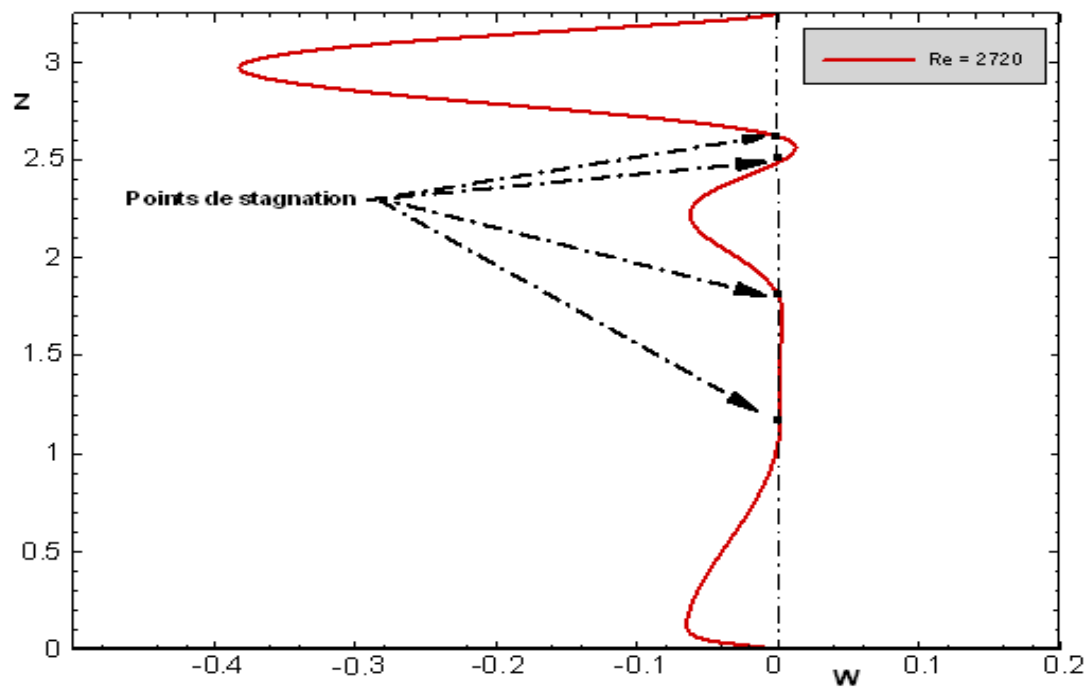


Figure (IV.9) : distribution axiale de la vitesse axiale (w) sur l'axe de la cavité, Pour $h = 3.25$;
 $Re = 2720$; $S = 0$.

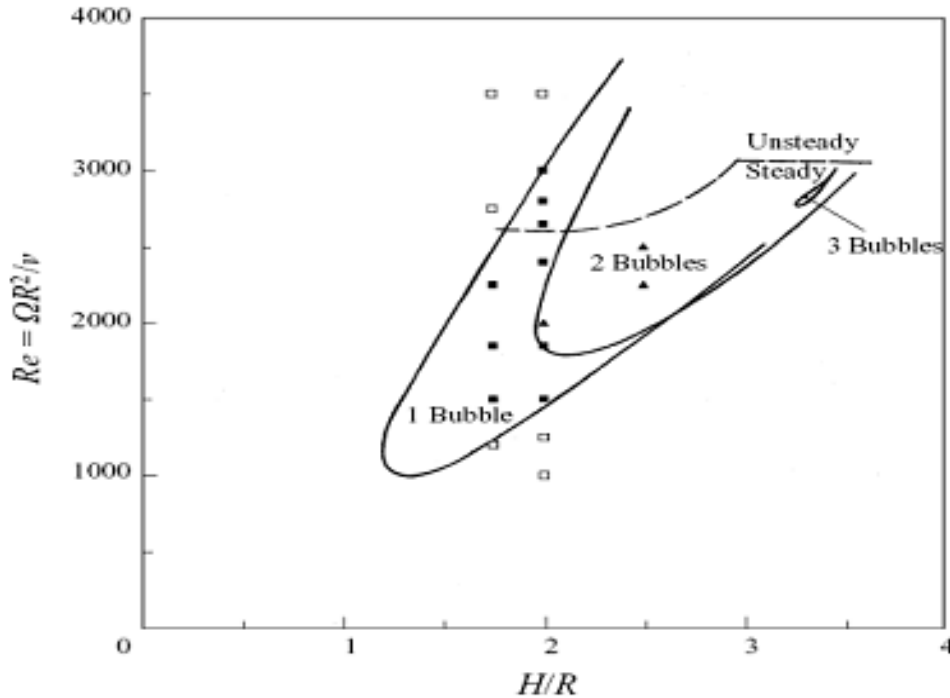


Figure (IV.10) : diagramme de stabilité indiquant les courbes frontières d'Escudier [10]

IV.5. Effets de la présence d'un moyeu central fixe

Dans cette partie on adopte une configuration cylindrique munie d'un moyeu central fixe, de rayon R_i (qui introduit un nouveau paramètre géométrique $\delta = R_i / R_b \ll 1$). Ce dernier traduit les effets de courbure, ou l'entrefer, fixé dans cette étude dans la gamme $0 \leq \delta \leq 0.04$. La tige peut être mise en rotation différentielle en faisant varier le rapport des taux de rotation, $S_i \neq 0$ où $\alpha_i = S_i = \Omega_i / \Omega_b$, ($S_i = 0$: tige fixe ; $S_i > 0$: Co-rotation ; $S_i < 0$: Contra-rotation). On notera que la présence de la tige altère considérablement les conditions aux limites sur l'axe de la cavité : les conditions de symétrie sont remplacées par les conditions d'adhérence à la tige.

Une étude expérimentale très récente [32] a investi, au moyen d'une visualisation par image de particules (PIV), les effets sur la structure de l'écoulement, du rayon d'une tige cylindrique fixe, placée au centre de l'axe de la cavité cylindrique, dont le disque inférieur tourne. La principale conclusion à laquelle ce travail a abouti concerne l'effet du rayon de la tige sur le seuil d'apparition des éclatements tourbillonnaires attachés à la tige (Re critique). En effet, les résultats de cette investigation révèlent des variations importantes de Re_c avec le rayon de la tige comme l'illustre clairement la figure (IV.11). Ce résultat expérimental constitue une avancée importante car il s'avère

contredire plusieurs travaux antérieurs expérimentaux [32,34] et numériques [23, 24,34] qui ont rapporté que la présence de la tige dans une gamme ($0 < \delta < 0.04$) n'avait pas d'influence considérable sur la topologie de l'écoulement.

Dans ce travail, nous avons confirmé numériquement que la tige a en effet une influence sur le seuil d'apparition de l'éclatement axial, comme l'indique le graphe de la figure (IV.11). Dans cette figure, Re_c diminue dans l'intervalle $0 < \delta < 0.025$, puis augmente sur l'intervalle $0.025 < \delta < 0.04$; indiquant ainsi l'existence d'une valeur minimale, contrairement aux travaux antérieurs.

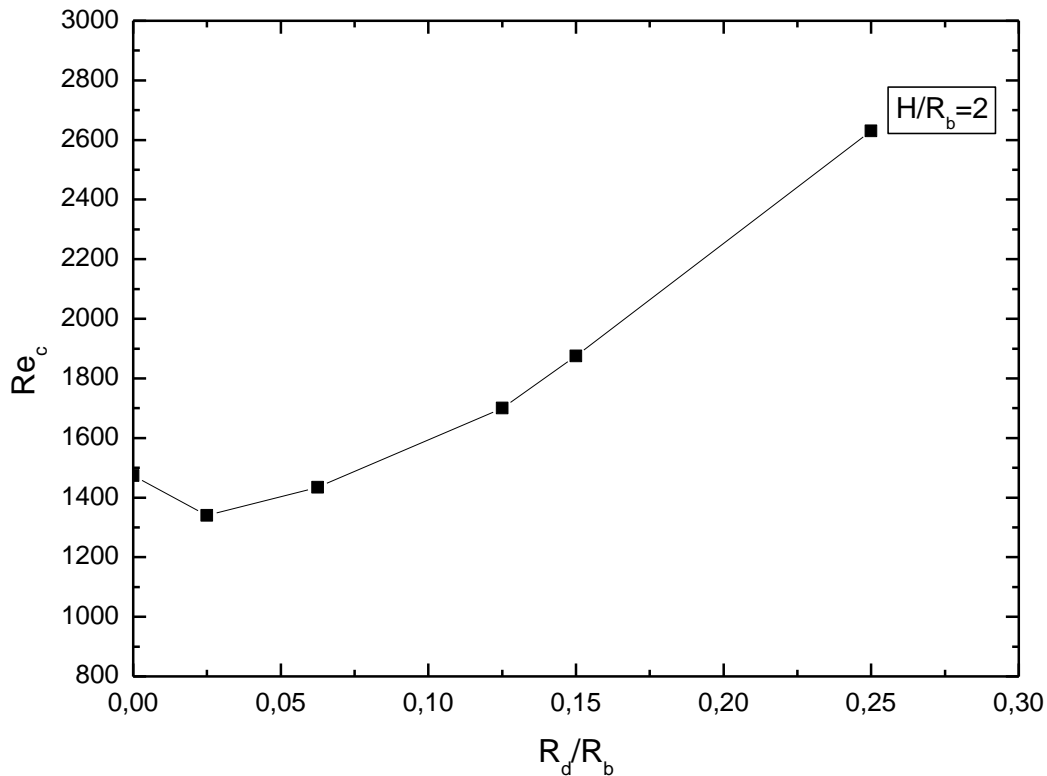


Figure (IV.11). Seuil d'apparition de l'E.T. dans le cas d'une configuration $S=0$, $h=2$.

IV.6. Circulation méridienne occasionnée par la rotation du moyeu central seul

Dans ce paragraphe on présente l'étude des mouvements du fluide induits par la rotation de la tige seule ; le reste des parois de la cavité reste fixe. A cet effet, dans un but de comparaison, nous avons adopté une configuration géométriquement analogue à celle utilisée expérimentalement par Hussain et al [34], illustrée dans la figure (IV.12.a).

L'écoulement considéré, évoluant à partir d'une situation de repos, est gouverné par la rotation instantanée de la tige, à une vitesse uniforme Ω_i , telle que $Re_i = \rho \cdot \Omega_i \cdot R^2 / \mu = 25$.

Dans le cas où les disques sont absents (cylindre infini axialement), la rotation de la tige engendre un mouvement circulaire centré où, la vorticité générée sur la tige est diffusée radialement par les effets visqueux. Toute particule fluide au voisinage de la tige subit un mouvement purement circulaire. Cependant, la présence des disques de la cavité de longueur finie, considérée dans cette étude impose des conditions d'adhérence qui annulent la vitesse des fluides sur ces disques. Par conséquent, un gradient de vitesse s'installe axialement ; ce qui engendre un déséquilibre entre le gradient de pression radiale et la force centrifuge. Ceci entraine une circulation centripète sur les disques fixes et par continuité, une circulation centrifuge (vortex) se développe sur le demi-plan $z = h/2$ de la cavité. Le mouvement résultant, dans le plan méridien, est alors constitué de deux cellules symétriques par rapport au plan $z = h/2$. Ce mouvement méridien, caractérisé par un champ de vitesse radial et axial, est de faible intensité mais s'avère suffisamment important d'altérer la structure de l'écoulement avec l'éclatement tourbillonnaire.

La figure (IV.12.a) représente le mouvement méridien du fluide, engendré par la rotation de la tige seule, obtenu expérimentalement par **Hussain et al** [34]. La figure (IV.12.b) illustre le cas de la présente étude, obtenue numériquement. La comparaison montre clairement que, qualitativement, les résultats concordent bien.

La figure (IV.13) confirme l'existence de l'écoulement tridimensionnel, du    la présence des disques fixes, et montre bien les grandeurs faibles du champ de vitesse dans le plan méridien ainsi que la direction de l'écoulement.

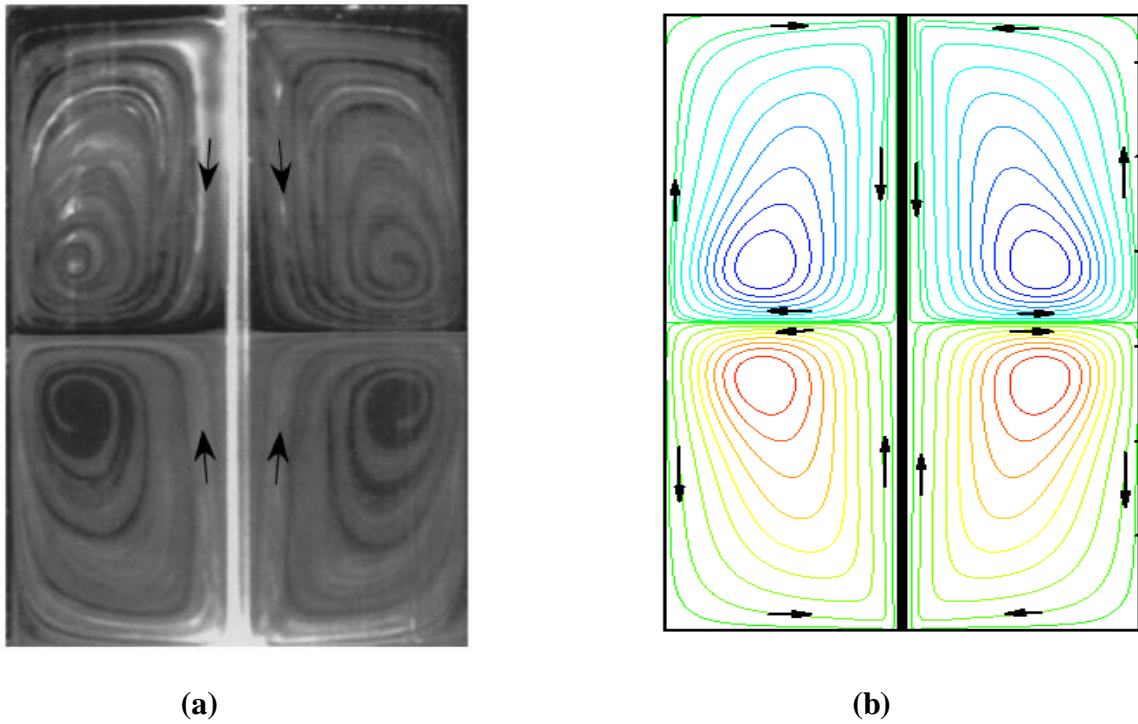


Figure (IV.12) : (a)- visualisation expérimentale; (b)- Iso-ligne de courant ;
 $h = 3.25$; $Re = 0$; $Re_i = 25$.

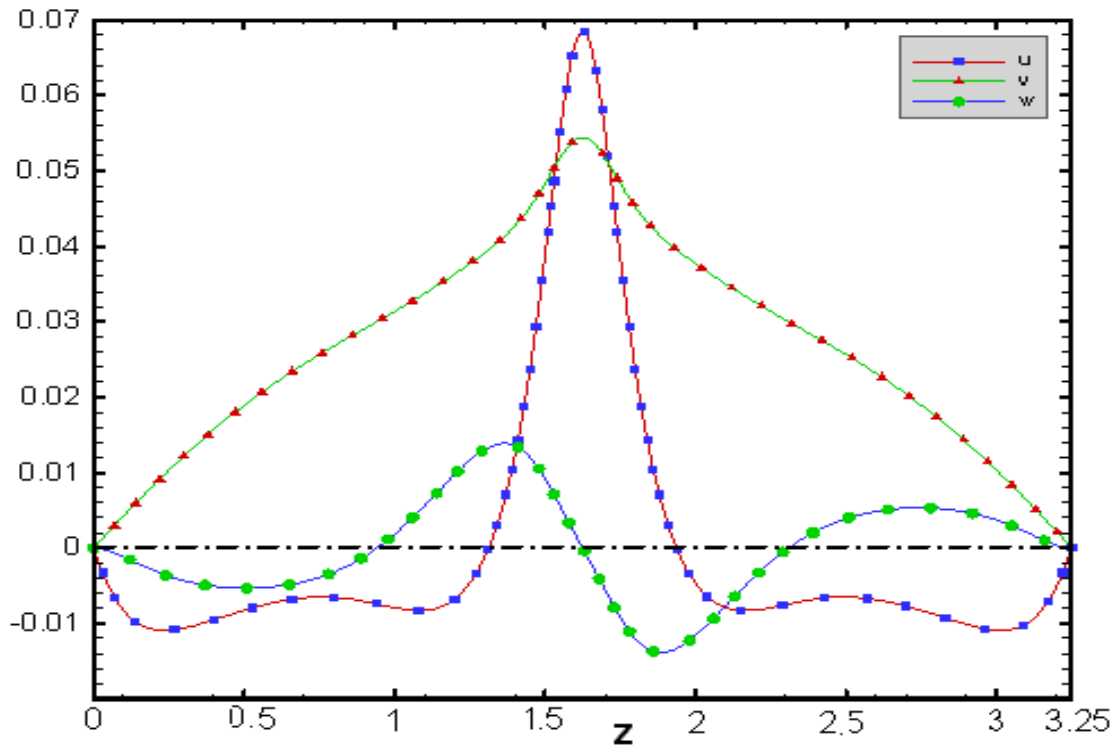


Figure (IV.13) : Distribution axiale des composantes de la vitesse dans le plan $r = 0.5$ pour $Re_i = 25$;
 $r_i = \delta = 0.04$; $h = 3.25$

IV.7. Tige en rotation différentielle

L'objectif est d'explorer les effets du faible mouvement méridien induit par la rotation de la tige, sur l'éclatement axial engendré par la rotation du disque inférieur. Cette étude est régie par les paramètres de contrôle géométriques et dynamiques utilisés dans les expériences de **Hussain et al.** [34] : $h = 3.25$, $r_i = 0.04$, $Re = 2720$, $\alpha_i = S_i = \Omega_i / \Omega_b$ en écoulement isotherme ($\epsilon = 0$).

En premier lieu, on considère le cas d'une configuration avec éclatement, en l'absence de tige ($\delta = 0$). La figure (IV.14.a) représente les lignes de courant correspondant aux conditions de symétrie axiale et couples de paramètre de contrôle $h = 3.25$, $Re = 2720$. Cette configuration entraîne la formation de trois bulbes sur l'axe, qualitativement comparable avec l'expérience de **Hussain et al** [34], figure (IV.14.b). La présence d'une tige fixe de rayon $0 \leq r_i = \frac{R_i}{R_b} \leq 0.04$ (4 %), change radicalement les conditions axiales, mais semble peu affecter la structure secondaire axiale comme le montrent les résultats des deux approches dans la figure (IV.14.b.c).

La question liée à la présence de la tige fixe a été soulevée et discutée précisément ci-dessus. Nous rappelons à ce stade que, quantitativement, les résultats numériques ont montré que la tige influe considérablement sur le seuil critique d'apparition de l'E.T., basé sur le nombre de Reynolds. Ce résultat est conforme avec les expériences récentes et complètent les conclusions de **Hussain et al.** [34].

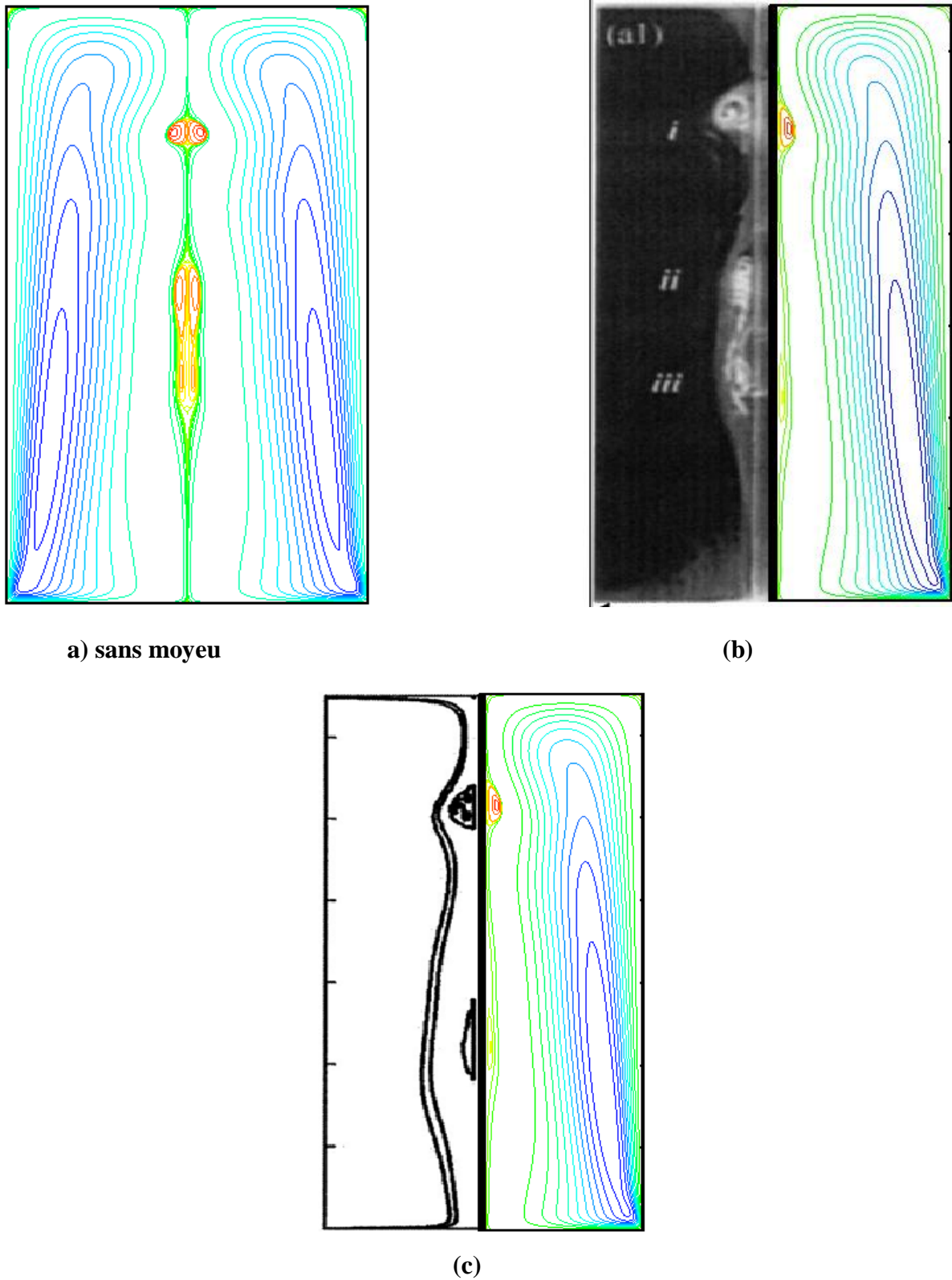


Figure (IV.14). (a) Lignes de courant, (b) visualisation expérimentale, (c) simulation numérique; pour $h = 3.25$; $Re = 2720$; $S_i = 0$.

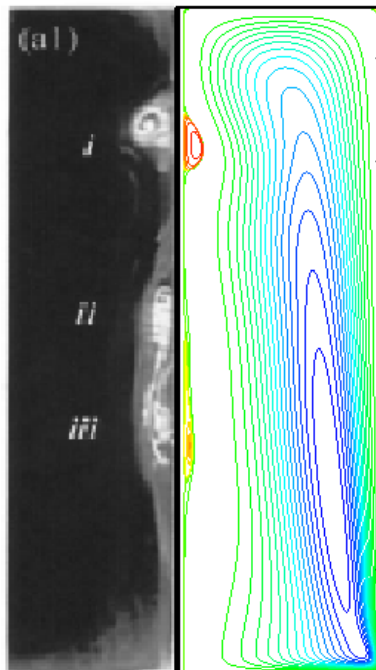
IV.7.1. Effet de Co-rotation (Tige en Co-rotation) :

Dans le cas où la tige est animée d'une Co-rotation différentielle ($S_i > 0$), on se limite à l'intervalle de paramètre S_i tel que $0 < S_i < 6.66$, pour des raisons de stabilité numérique. La Co-rotation différentielle, entraîne une modification importante de l'écoulement ; en particulier, le mouvement méridien de faible intensité engendré par la tige tend à accélérer le transport du moment angulaire et le flux axial ; ce qui empêche le fluide de stagner sur l'axe et par conséquent élimine les zones d'écoulement inverse. Les différentes étapes dans le processus de disparition des éclatements, sont illustrées par les lignes de courant des figures [IV.15. (a₁.a₂) ; (b₁.b₂) ; (c₁.c₂) ; (d₁.d₂)]. Les étapes du processus de disparition sont en bon accord avec les observations expérimentales de **Hussain et al [34]**, montrant qualitativement une bonne concordance sur le nombre de bulbes, l'ordre de leur disparition et particulièrement les seuils d'élimination.

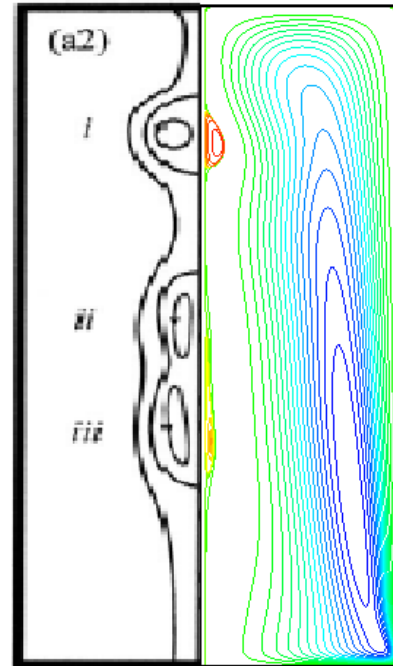
IV.7.2. Effet de la contra-rotation (Tige en Contra-rotation)

Lorsque la tige est animée d'une Contra-rotation différentielle ($S_i < 0$), dans l'intervalle ($-10 \leq Re_i < 0$) aucune influence remarquable n'a été observée pour les taux de rotation faibles et modérés. En revanche, pour un seuil de contra-rotation relativement élargi, $S_i \approx -2.75$, d'autres structures axiales apparaissent et l'écoulement approche une transition vers l'instationnarité. La figure (IV.16) montre que la contra-rotation favorise la formation de l'éclatement tourbillonnaire axiale et que les estimations numériques et expérimentales sont en bon accord.

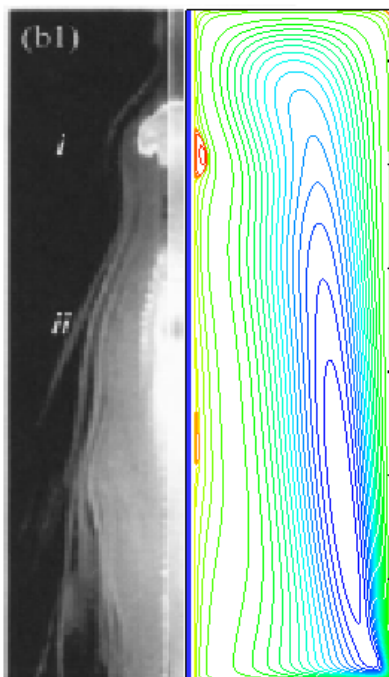
La distribution de pression le long de la surface de tige est contributive à analyser le processus de disparition ou de stimulation de la formation des bulbes, sous l'effet de la Co-rotation/contra-rotation de la tige, figure (IV.17). Cette dernière indique que le fort gradient de pression positif au voisinage du disque fixe accélère axialement le fluide proche de cette tige à mesure que z diminue, la pression atteint un minimum puis remonte jusqu'à induire un gradient de pression négatif (défavorable). Ce dernier, tend à décélérer la vitesse axiale et favorise la formation d'un point de stagnation suivi d'une zone de recirculation. La Co-rotation quant à elle, tend à diminuer l'intensité du gradient de pression défavorable et élimine complètement les zones éclatées à $Re_i = 29$. Mais la contra-rotation de la tige favorise ce gradient de pression défavorable et augmente la taille des zones éclatées comme l'indique la figure (IV.17). En revanche, les valeurs absolues du gradient de pression négative deviennent plus grandes à $Re_i = -12$ par rapport à $Re_i = 0$.



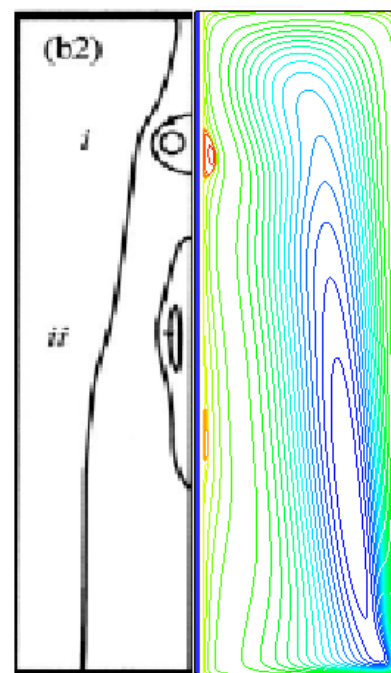
(a₁) $Re_i = 0$



(a₂) $Re_i = 0$



(b₁) $Re_i = 12$



(b₂) $Re_i = 12$

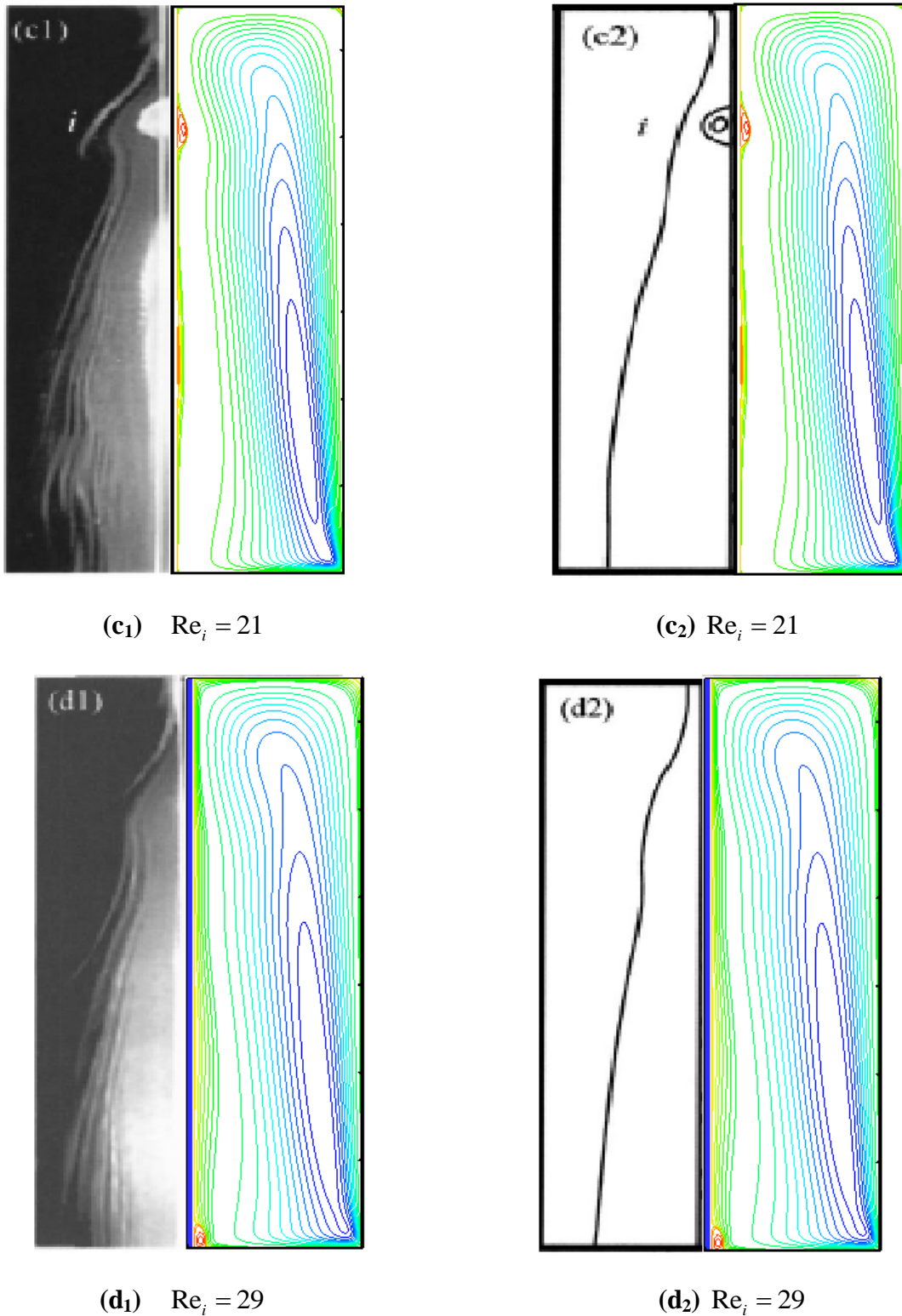
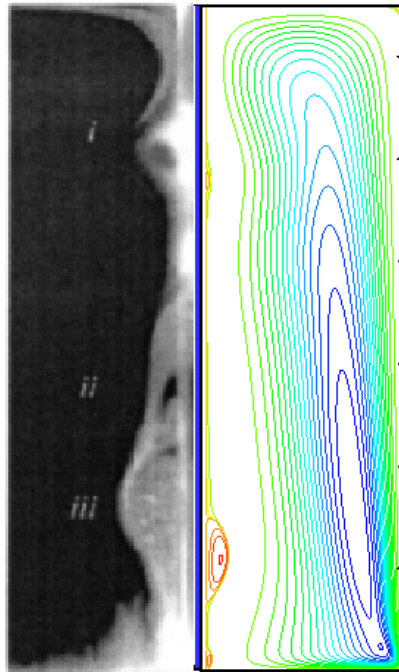
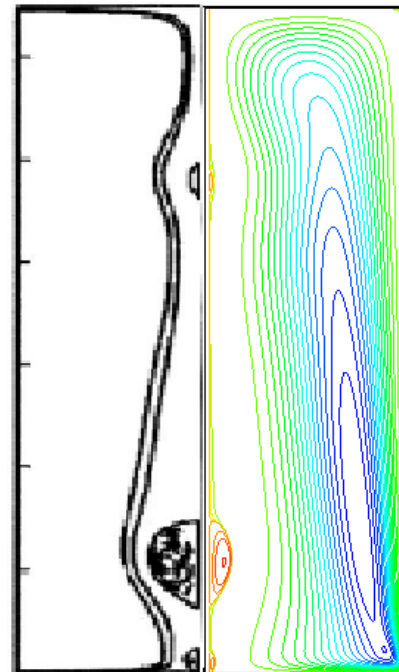


Figure (IV.15): Iso-lignes de la fonction de courant comparées avec l'expérience ; effets de la Co-rotation, pour $h = 3.25$; $Re = 2720$; $\delta = 0.04$; Re_i comme indique.

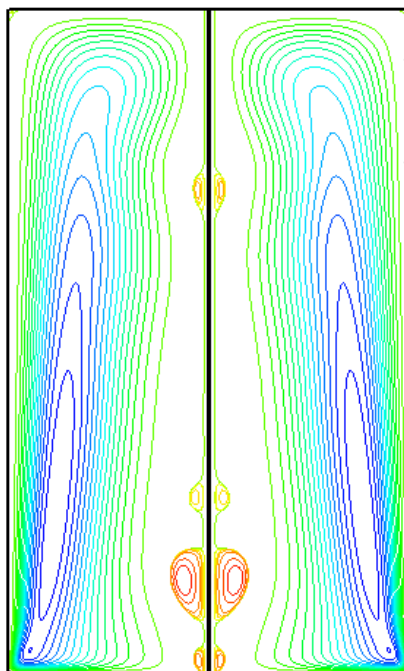
$$\psi = 0.01 \times \psi_{\max} \times (i-1)/2, i = 1, 3; \text{ Et } \psi = i \times \psi_{\min} / 5, i = 1, 8, \psi_{\max} = 0.0069, \text{ et } \psi_{\min} = -6.2 \times 10^{-6}.$$



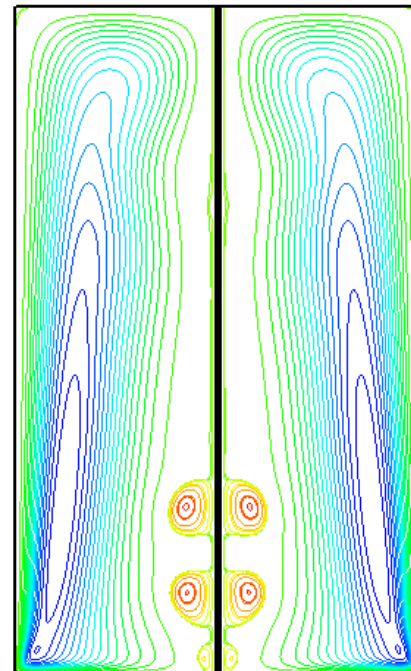
(a₁) $Re_i = -12$



(a₂) $Re_i = -12$



(b) $Re_i = -15$



(c) $Re_i = -18$

Figure (IV.16): Iso-lignes de la fonction de courant comparées avec l'expérience ; effets de la Contra-rotation, pour $h = 3.25$; $Re = 2720$; $\delta = 0.04$; Re_i comme indique.

$$\psi = 0.01 \times \psi_{\max} \times (i-1)/2, i = 1, 3; \text{ Et } \psi = i \times \psi_{\max} / 5, i = 1, 8, \psi_{\max} = 0.0068, \text{ et } \psi_{\min} = -1.04 \times 10^{-5}.$$

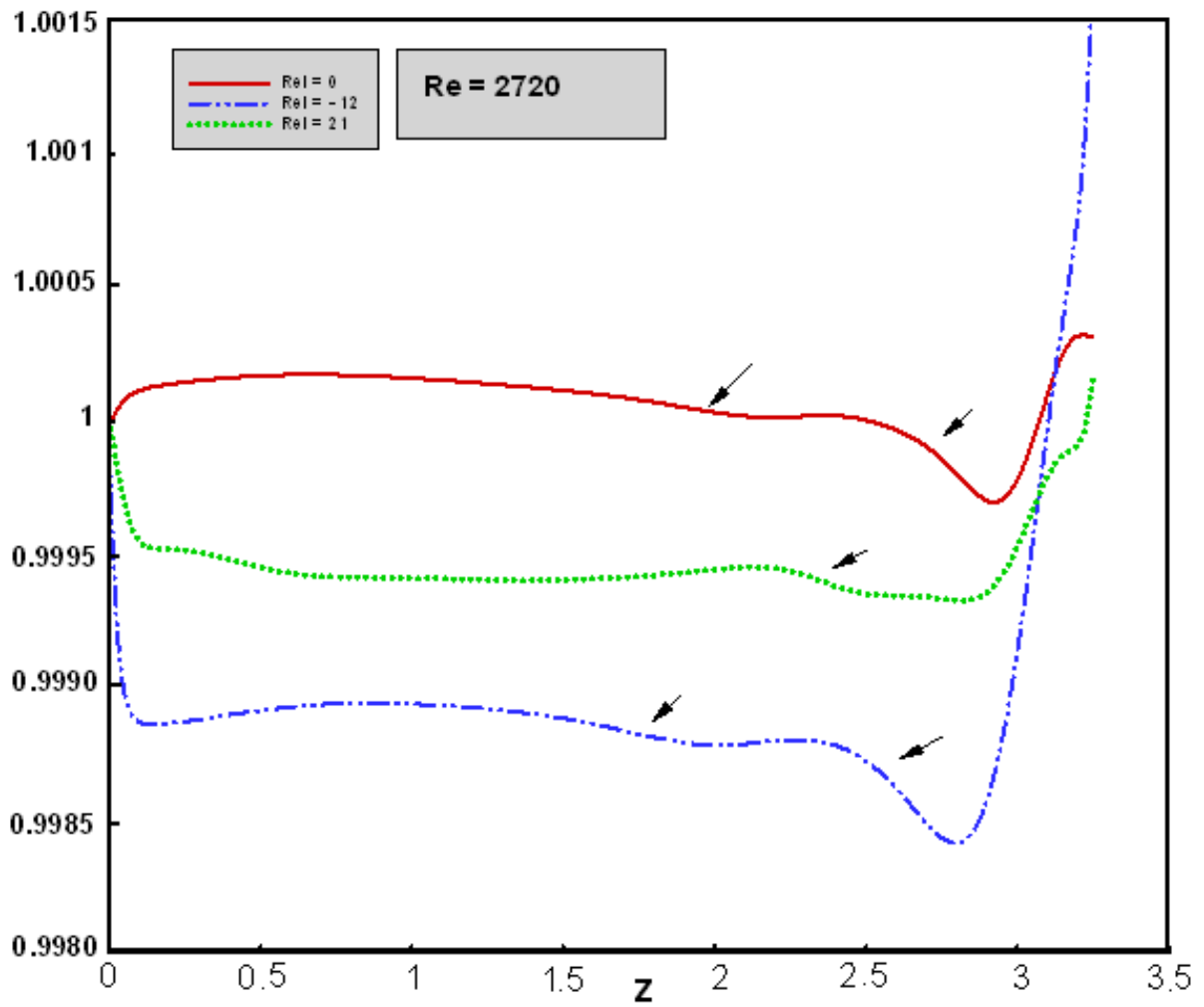


Figure (IV.17) : Distribution axiale de pression le long de la tige, pour: $Re = 2720$, $h = 3.25$;
 $S = 0$; $\delta = 0.04$ et Re_i comme indiqué

IV.8. Critère de formation de bulbe

Dans cette partie nous nous intéressons à la caractéristique géométrique de l'éclatement tourbillonnaire, au moyen de longueurs caractéristiques normalisées par rapport à la hauteur de la cavité fermée. Cette caractérisation est confrontée aux études numériques et expérimentales de la littérature [33], [29]. On tient à rappeler que l'éclatement tourbillonnaire considéré dans cette étude est de type bulbe fermé, axisymétrique et stationnaire, issu d'une modélisation numérique (2D).

Les caractéristiques des différentes solutions stationnaires sont données dans le tableau (IV.1), où ont été insérés certains résultats issus des travaux expérimentaux, d'Escudier [34] et de Fujimura (1997), ainsi que les solutions numériques correspondantes obtenues par Fujimura (1997) ; F. Sotiropoulos et al [33], Eric Serre [29].

Les longueurs caractéristiques de l'éclatement tourbillonnaire axial, normalisées par rapport à la hauteur de la cavité, sont définies sur la figure (IV.18) : sur l'axe de rotation, L désigne la distance entre le premier point d'éclatement et le disque fixe, et, s détermine la longueur axiale de la zone de recirculation; l'extension radiale (rayon) du bulbe est indiquée par e .

On notera également, que ces longueurs caractéristiques ont été mesurées sur des échantillons focalisant les zones de recirculation illustrées dans la figure (IV.19.a.b.c), qui indique la présence d'un seul bulbe pour $h = 1.7$; $Re = 1500$, deux bulbes pour $h = 2$; $Re = 1900$ et trois bulbe pour $h = 3.25$; $Re = 2800$. Si le phénomène d'éclatement tourbillonnaire peut être identifié par la présence d'une onde axiale [35], [36], alors les grandeurs caractéristiques, s et e , peuvent être considérées comme représentatives de longueurs d'ondes axiales, et radiales respectivement, qui se réfèrent au tableau (IV.1).

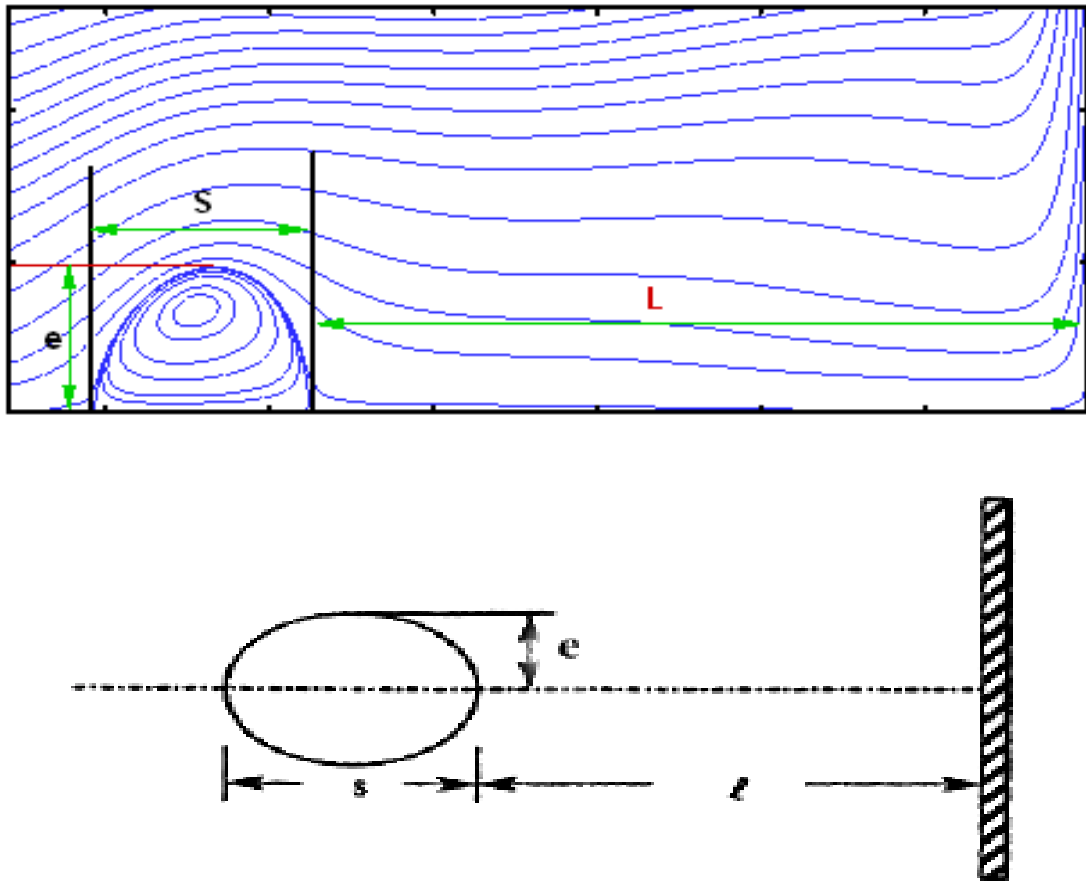
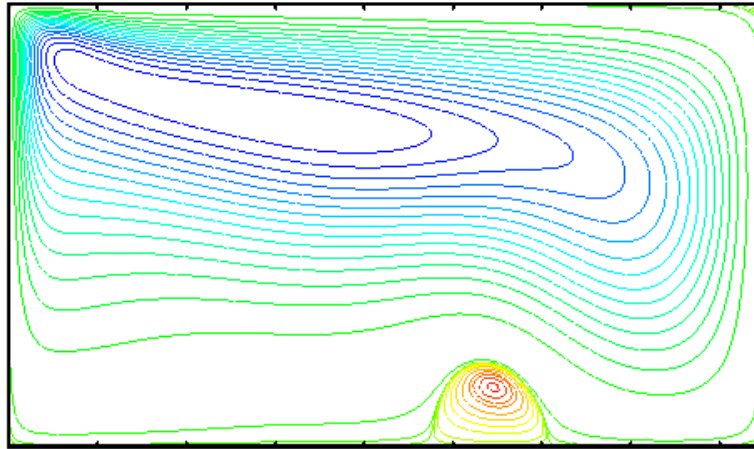
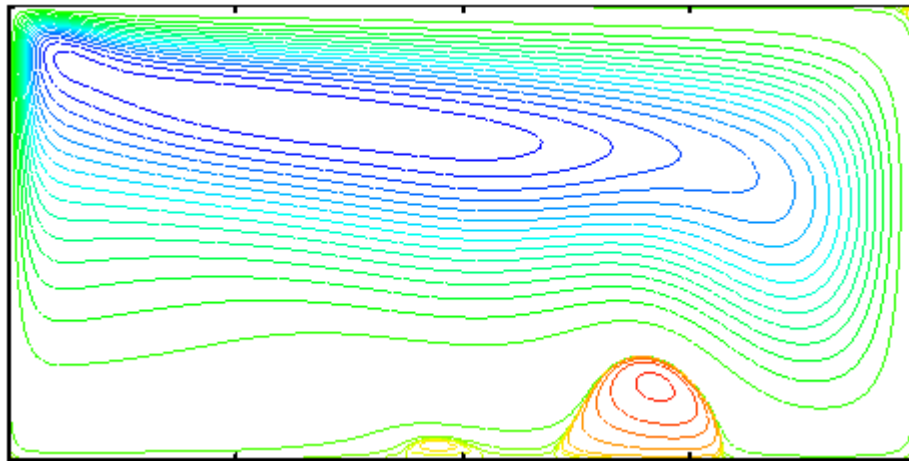


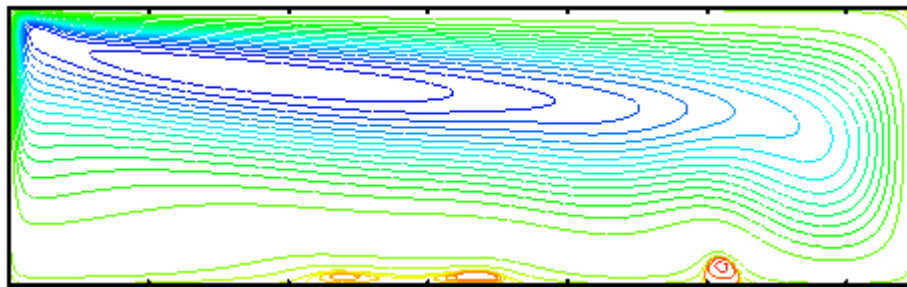
Figure (IV.18) : Représentation schématique de l'éclatement. Longueurs caractéristiques d'un éclatement ; $h = 1.7$; $Re = 1500$;



(a) $h = 1.7$; $Re = 1500$



(b) $h = 2$; $Re = 1850$



(c) $h = 3.25$; $Re = 2800$

Figure (IV.19.a.b.c) : Iso-lignes de la fonction de courant

Re	Nombre de bulbes	L	s	e
h = 1.7				
1000	-	-	-	-
1200	-	-	-	-
1300	Bulbe 1	0.9	0.22	0.1
1500	Bulbe 1	0.95	0.28	0.2
h = 2				
1900	Bulbe 1	1.2	0.4	0.23
	Bulbe 2	0.92	0.12	0.06
h = 3.25				
2800	Bulbe 1	2.5	0.1	0.1
	Bulbe 2	1	0.85	0.07

Tableau IV.1

IV.9. Hypothèse d'incompressibilité

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à analyser les résultats issus de la comparaison entre les simulations numériques utilisant le modèle compressibles et celles considérant le fluide comme incompressible. Ceci vise à quantifier les différences, souvent négligées, et évaluer leurs effets sur la structure de l'écoulement isotherme. Le cas non isotherme est réservé au chapitre suivant.

A cet effet, on considère les écoulements axisymétriques stationnaires, sans forçage thermique externe (le gradient de température axial nul, $\varepsilon = \mathbf{0}$), entraînés par la rotation d'un disque inférieur ($\mathbf{S} = \mathbf{0}$) d'une cavité cylindrique fermée. Les solutions stationnaire sont obtenues et analysées dans le cas : $\mathbf{h} = 1.7$; $\mathbf{S} = \mathbf{0}$; $\varepsilon = \mathbf{0}$; $1000 \leq \mathbf{Re} \leq 2500$. La structuration de cet écoulement est mise en évidence et décrite dans un plan méridien, en raison de la symétrie axial, à l'aide des lignes de courant et par les champs de vitesse associés (u, v, w).

La figure (IV.20), représente les différentes solutions stationnaires obtenues, mettant en évidence le phénomène d'éclatement tourbillonnaire, dans le cas incompressible et le cas compressible. Celui-ci étant caractérisé par une zone de recirculation suivant la valeur nombre de Reynolds (\mathbf{Re}).

Les figures (IV.20.a₁) et (IV.20.b₁), indiquent que quelque soit la nature considérée du fluide, l'écoulement résultant ne fait pas apparaître d'éclatement explicite pour $Re=1000$. Bien que sous l'hypothèse d'incompressibilité (figure IV.20.b₁), les lignes de courants présentent un léger évasement proche du disque tournant, en comparaison à la figure (IV.20.a₁). Cet évasement se développe et devient prononcé lorsque Re croît. En effet, la figure (IV.20.b₂), pour $Re=1200$, montre clairement la présence d'une zone d'écoulement inverse axiale, caractérisée par deux points de stagnation (vitesse axiale nulle) ; contrairement à son homologue de la figure (IV.20.a₂), qui ne fait apparaître aucun point de stagnation pour ce paramètre Re .

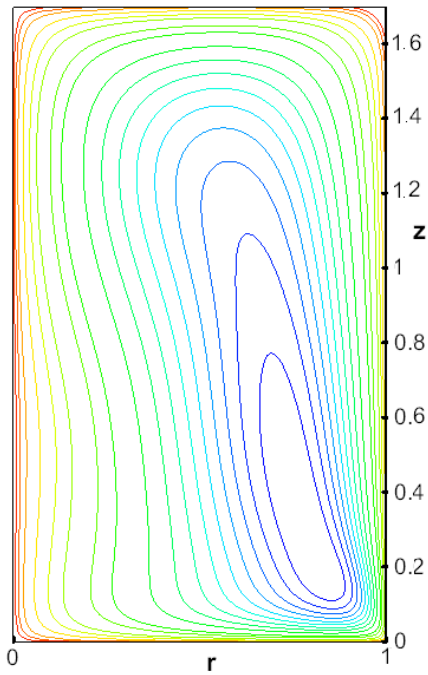
Ce résultat résume bien que les effets d'incompressibilité, même à des vitesses modérées de l'écoulement isotherme, peuvent induire d'effets non négligeables sur les conditions initiales et de critiques d'apparition de zones éclatées.

Lorsque taux de rotation du disque inférieur est augmenté, $Re = 1300$, une première zone de recirculation apparaît dans le modèle compressible figure (IV.20.a₃), par contre dans le modèle incompressible on assiste à une extension radiale et axiale du bulbe plus prononcée.

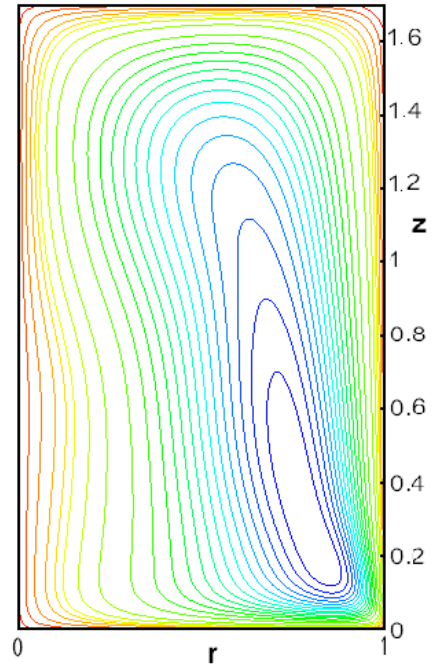
En continuant d'augmenter le nombre de Reynolds, on remarque dans cette même figure, la disparition progressive du bulbe dans le cas des deux modèles. Cependant, les points de stagnations dans le cas incompressible disparaissent pour un taux de rotation inférieur à celui correspondant au cas compressible.

Pour confirmer l'existence d'effets non négligeables de compressibilité, sur les conditions d'apparition ou de disparition des points de stagnation, on se réfère aux distributions des vitesses de la figure (IV.21). En effet, la distribution axiale de la composante de vitesse axiale, pour $Re = 1000$, indique un même profile, mais l'ordre de grandeur de $|w|$ est plus faible dans le cas du modèle incompressible. Dans ce cas, pour $Re = 1200$, les lignes de courant indiquent la formation de points de stagnations sur l'axe et d'une zone d'écoulement inverse : $w < 0$; ce qui n'est pas le cas du modèle compressible.

Re = 1000

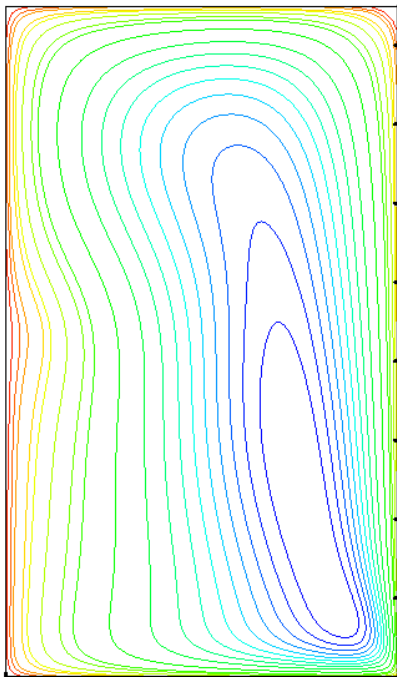


(a₁)

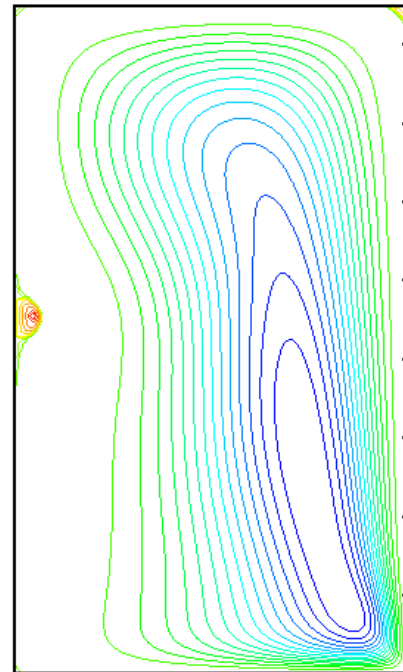


(b₁)

Re = 1200

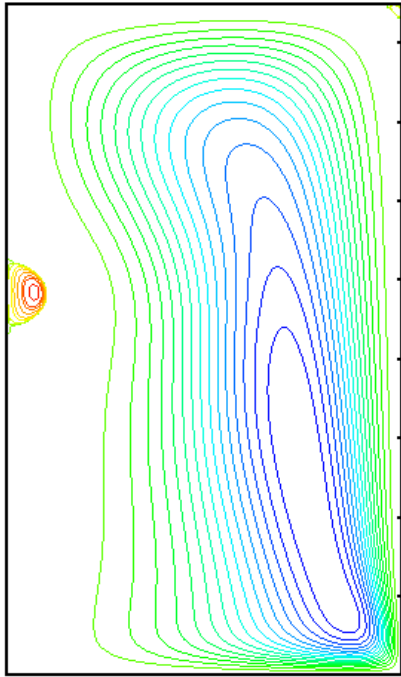


(a₂)

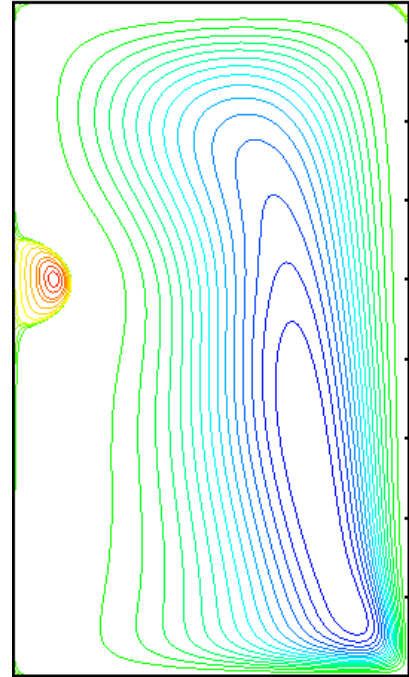


(b₂)

Re = 1300

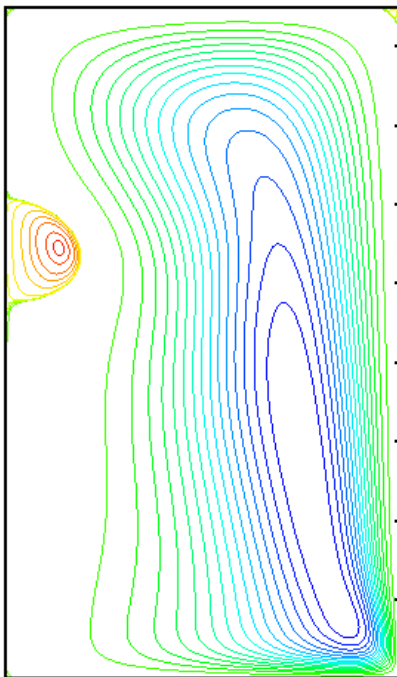


(a₃)

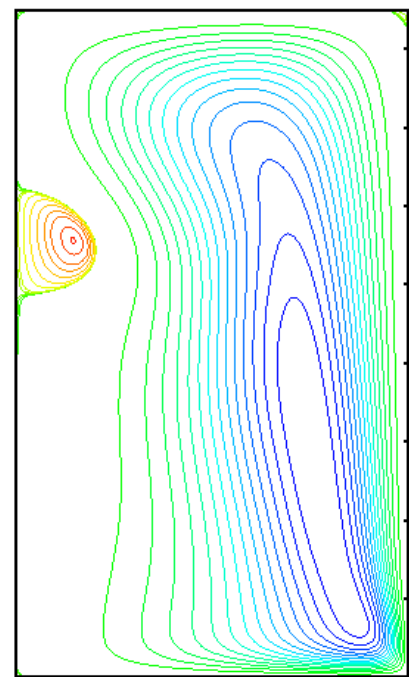


(b₃)

Re = 1500

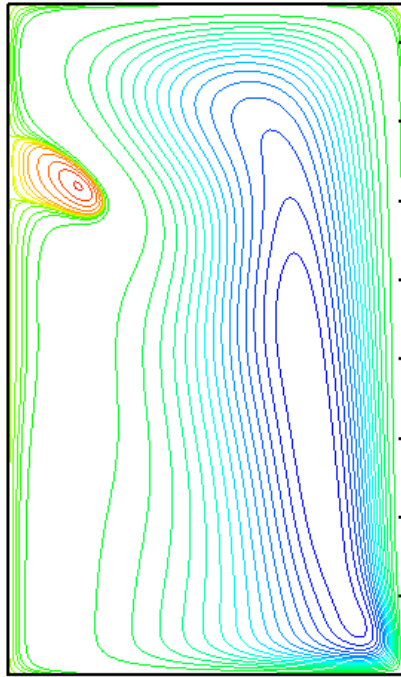


(a₄)

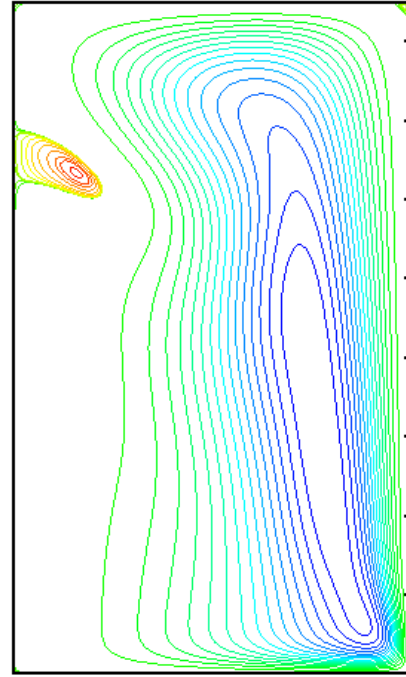


(b₄)

Re = 2000

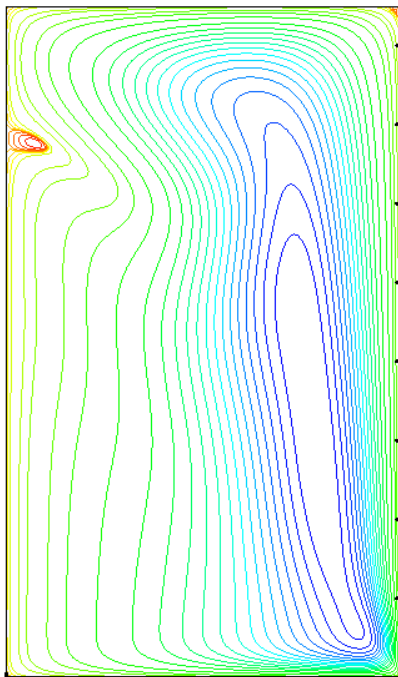


(a₅)

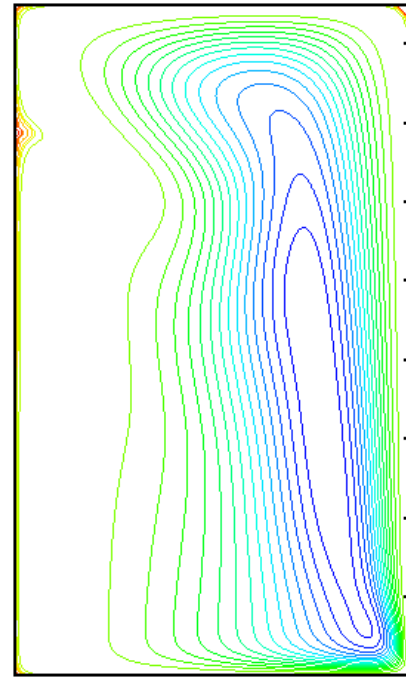


(b₅)

Re = 2300



(a₆)



(b₆)

Re = 2500

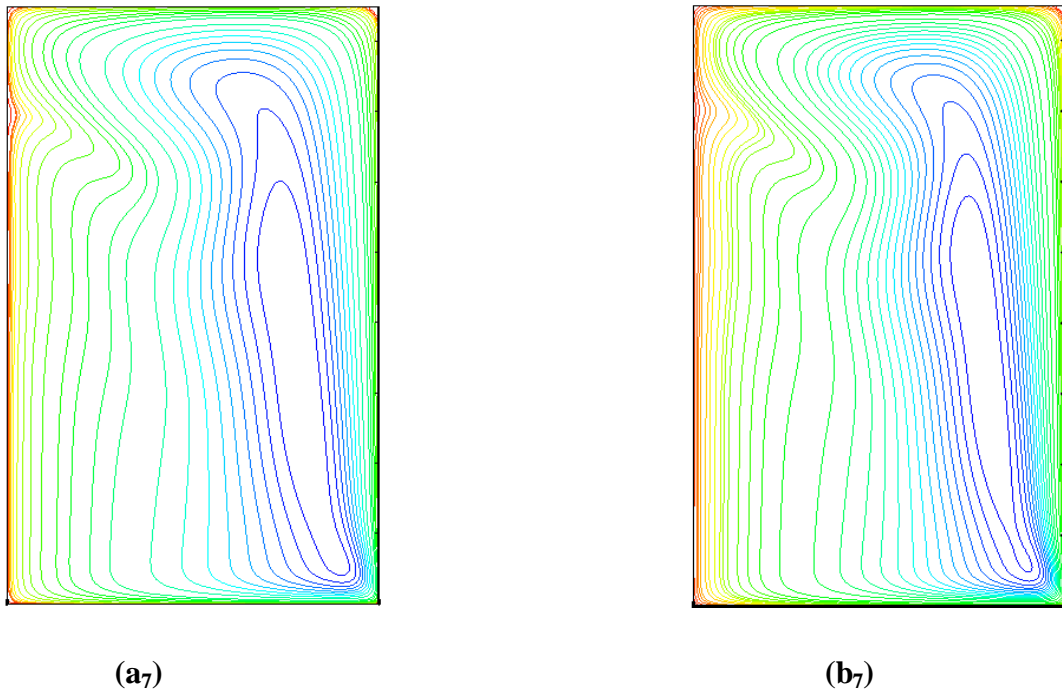


Figure (IV.20) : Iso-lignes de la fonction de courant ; (a₁ – a₇) Fluide compressible ; (b₁ – b₇) Fluides incompressible; Pour $h = 1.7$; $S = 0$, Re comme indique.

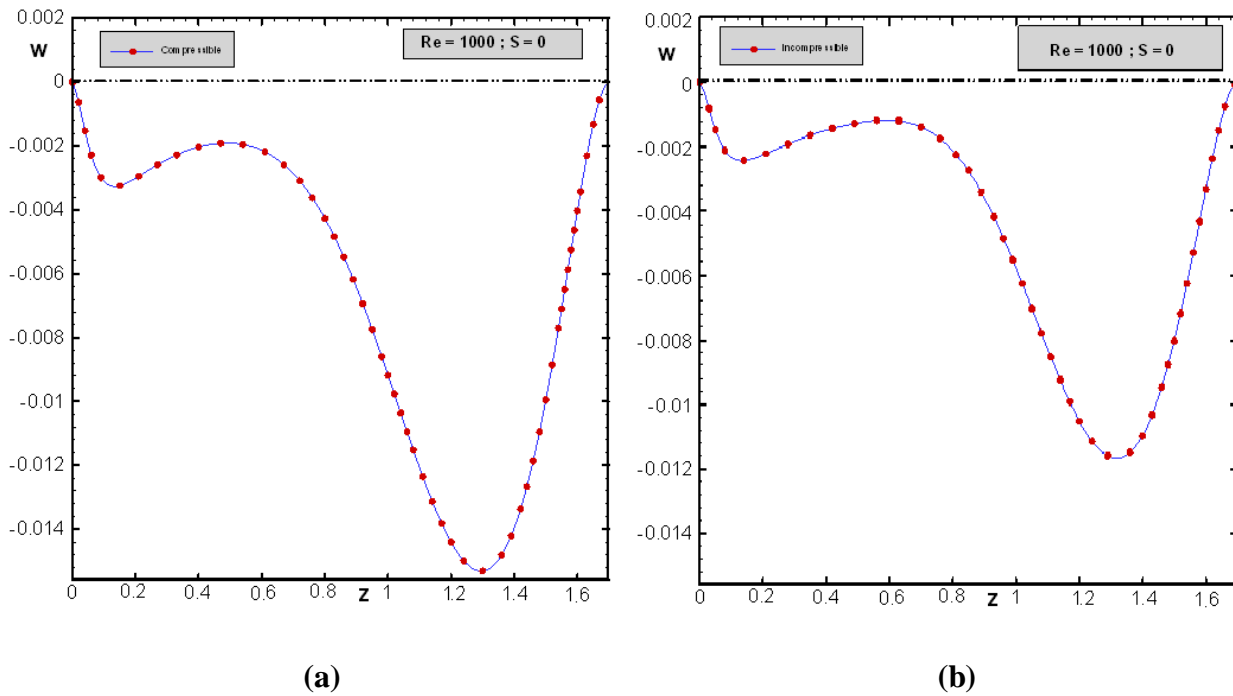
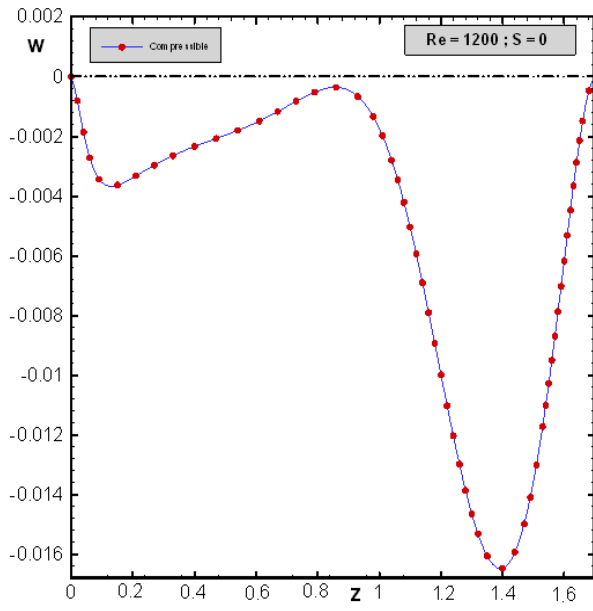
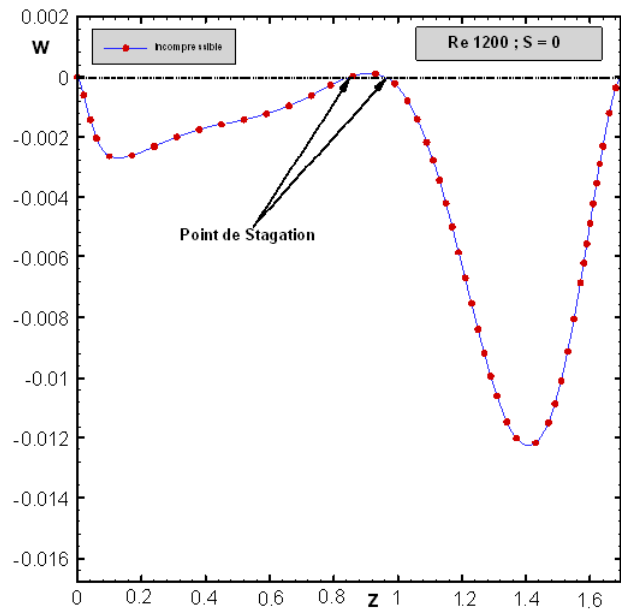


Figure (IV.21.a.b) : Distribution axiale da la vitesse $w(z)$;(a) fluide compressible ; (b) fluide incompressible ; pour $h = 1.7$.

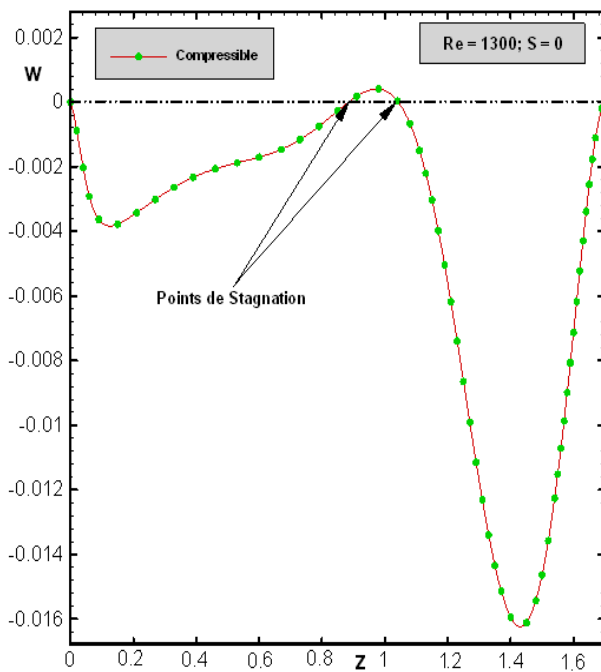


(a')

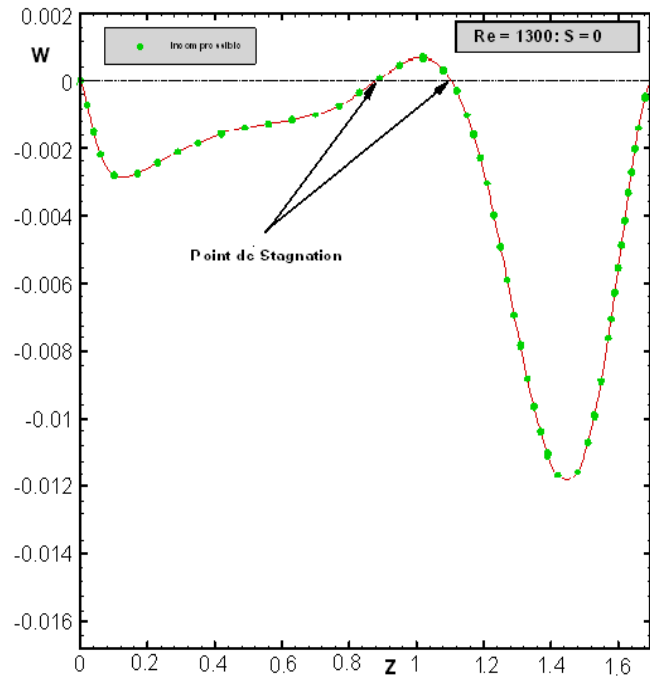


(b')

Figure (IV.21.a'.b') : Distribution axiale de la vitesse $w(z)$;(a') fluide compressible ;
(b') fluide incompressible ; pour $h = 1.7$.



(a'')



(b'')

Figure (IV.21.a''.b'') : Distribution axiale de la vitesse $w(z)$;(a'') fluide compressible ;
(b'') fluide incompressible ; pour $h = 1.7$.

Conclusion :

Dans ce chapitre, certaines structures d'écoulement isothermes ($\varepsilon = 0$), engendrées par la rotation différentielle des parois d'une cavité cylindrique ($S = 0$), remplie d'un fluide considéré compressible, ont été étudiées. On a d'abord décrit l'écoulement méridien, précédant l'éclatement dans une configuration ($S = 0$) ; celui-ci est constitué de couches limites sur chacune des parois et d'un noyau central en rotation quasi-solide.

Une attention particulière a été réservée au phénomène d'éclatement tourbillonnaire; de type bulbe, axisymétrique, stationnaire et stable qui se superpose à l'écoulement de base. L'effet d'une tige en rotation différentielle a été analysé. Dans ce cas, les calculs montrent que le rayon de la tige a un effet considérable sur les seuils d'apparition des points de stagnation. En outre, la Co-rotation de la tige empêche le fluide de stagner sur l'axe ; alors que la contra-rotation tend à favoriser leur apparition. Ces résultats numériques confirment les résultats expérimentaux et les conclusions, rapportés dans la littérature.

Enfin, l'investigation a été étendue pour analyser l'hypothèse d'incompressibilité, souvent considérée dans les travaux antérieurs. Les calculs, basés sur une comparaison des modèles compressibles et incompressibles, ont révélé que même en écoulement isotherme, la différence de nature des fluides engendre des différences sur les seuils critiques d'apparition et de disparition des zones de recirculation.

CHAPITRE V

EFFETS D'UN FORCAGE THERMIQUE EXTERNE SUR L'ECLATEMENT TOURBILLONNAIRE

CHAPITRE V**EFFETS D'UN FORCAGE THERMIQUE EXTERNE SUR L'ECLATEMENT
TOURBILLONNAIRE****V.1. Introduction**

Dans ce chapitre, l'étude au moyen d'une simulation numérique, met en évidence des configurations où l'hypothèse d'incompressibilité n'est pas validée en écoulement non-isotherme. La variation de densité est, dans ce cas, d'origine thermique. Son effet sur la structure de l'écoulement est décrit et analysé. Les résultats montrent des changements considérables dans la structure des écoulements sous l'effet de stratifications thermiques.

La simulation compare en particulier, le modèle compressible au modèle configurations où l'hypothèse de variation linéaire de la masse volumique en fonction de la température est introduite dans les termes de gravité et/ou de centrifugation (traitant ainsi l'écoulement incompressible) communément appelée model de Boussinesq modifié.

Certains travaux antérieurs et récents [37], ayant traits aux écoulements tournants confinés sous l'influence de la température ont rapporté des conclusions basées sur l'hypothèse de fluides de Boussinesq alors que les plages de paramètres de contrôle thermiques utilisés semblent indiquer des variations de températures dépassant les limites de la validité de cette hypothèse.

Le forçage thermique est appliqué, au moyen d'un gradient de température externe, sur les parois délimitant la géométrie considérée. Les écoulements considérés sont non isothermes, axisymétriques et stationnaires. La géométrie est celle adoptée au chapitre précédent : cylindre avec moyeu central fin.

Ces écoulements sont décrits par des solutions convergentes stationnaires, obtenues par modélisation numérique et gouvernées par les paramètres de contrôle suivants : le gradient de température axiale et radial ($\varepsilon_a = T_i - T_s / T_i + T_s$; $\varepsilon_r = T_i - T_L / T_i + T_L$), $Re = \rho_0 \Omega R^2 / \mu$ (le nombre de Reynolds), $Ma = \Omega R \sqrt{\gamma R_g T_0}$ (le nombre de Mach : $0 < Ma < 0.3$). $Fr = \Omega^2 R / g$ (Le nombre de Froude), $Pr = \mu c_p / \lambda$ (le nombre de Prandtl) et $\gamma = C_p / C_v$ (le rapport spécifique de la chaleur). Par ailleurs, $\alpha = S = \Omega_i / \Omega_p$ (le rapport de rotation), ainsi que le paramètre géométrique $h = H / R$ (le rapport d'aspect axial) sont inchangés.

En premier lieu, on explore les effets d'un gradient axial de température ($\varepsilon_a = \frac{T_b - T_d}{T_b + T_d}$), appliqué entre les disques terminaux de la cavité, tout en maintenant adiabatique la tige et la paroi cylindrique latérale. Ensuite, on explore les effets d'un gradient radial positif ou négatif de température (horizontal), appliqué cette fois entre la tige centrale et la paroi latérale ; les disques inférieur et supérieur sont maintenus adiabatique. La combinaison de ce gradient avec la rotation du disque inférieur, induit une « poussée d'Archimède » centrifuge.

Dans ce qui suit, on note T_i et T_L ; respectivement les températures de la tige centrale et de la paroi cylindrique latéral. Les effets thermiques introduisent un nouveau paramètre de contrôle ; $\varepsilon_r = \frac{T_i - T_L}{T_i + T_L}$ (la différence de température adimensionnelle) ; qui constitue un paramètre déterminant qui permet de rendre compte et estimer l'importance relative des effets thermiques par rapport à ceux dus à la rotation

V.2 Effets d'un gradient axial de température :

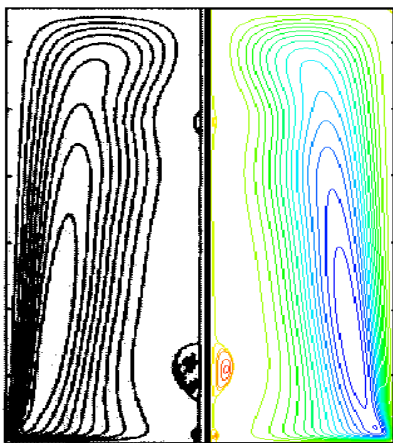
D'abord, on explore l'influence d'un gradient axial positif ou négatif de température appliqué entre les deux disques terminaux de la cavité cylindrique, sur la topologie de l'écoulement tourbillonnaire confiné dans les configurations cylindriques $S = 0$ et $S_i < 0$ ($h = 3.25$; $Re = 2720$, $Re_i = -12$ et $\delta = 0.04$) ; tout en maintenant la paroi latérale et le moyeu centrale adiabatique.

On notera $\varepsilon_a > 0$ le cas où la température du disque inférieur est supérieure à celle du disque supérieur. Dans ce cas, la direction de l'écoulement de contrôle thermique est opposée à celle de l'écoulement de base hors zone d'éclatement. Un tel écoulement de contrôle réduit l'intensité du mouvement méridien, donc le transport du moment angulaire à partir du disque inférieur tournant vers le disque supérieur. La figure (V.1) montre les modèles des lignes de courant, pour différentes valeurs de $\varepsilon_a \geq 0$. On remarque que les lignes de courants indiquent la suppression du bulbe supérieur à mesure que le gradient axial de température croit, alors que les points de stagnation inférieurs restent pratiquement inchangés. Toutefois, au dessus d'un certain seuil de gradient, la figure montre un régime instable, caractérisé par une multiplication de cellules au voisinage de la tige tournante. Cette instabilité est probablement due aux effets de centrifugation (vortex de Taylor). On notera que les résultats issus de la présente étude sont qualitativement comparables à ceux rapportés par **M.A.Herrada** et **V. Shtern** [24], comme le montre cette même figure.

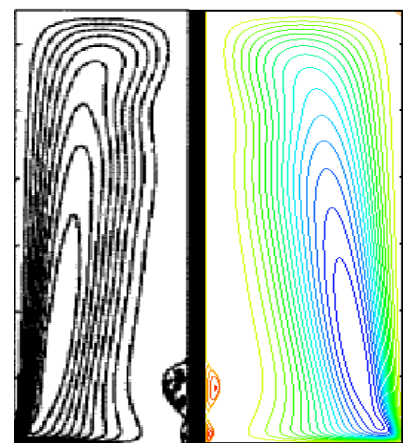
Dans le cas $\varepsilon_a < 0$, la température du disque du bas est inférieure à celle du disque supérieur, ce qui traduit un gradient axial négatif de température. L'écoulement méridien résultant de ce

gradient est dans ce cas dans la même direction que celui de l'écoulement de base. Ce Co-écoulement intensifie le transport du moment angulaire à partir du disque inférieur vers le disque supérieur et vers la tige et renforce la concentration de la vorticité axiale dans le noyau de tourbillon. Par conséquent, ceci induit deux effets : (i) agrandissement des bulles de l'éclatement tourbillonnaire et (ii) oscillation dans l'écoulement.

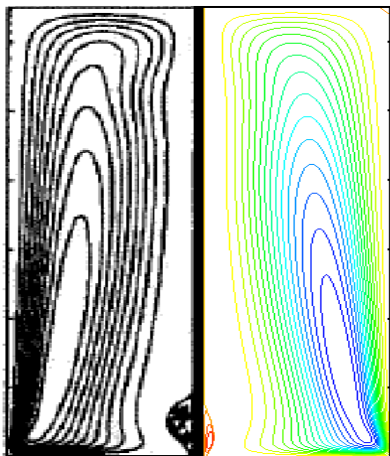
La figure (V.2) illustre les modèles des lignes de courant et représente nos résultat numérique avec ceux rapportés par **M.A.Herrada** et **V. Shtern** [24], pour la tige en Contra-rotation $Re_i = -12$, et pour quelques valeurs d'un gradient axial négatif de température ϵ_a . On observe que dans l'intervalle $-0.2 \leq \epsilon_a \leq 0$, l'écoulement est stable alors que pour $\epsilon_a \leq -0.3$, celui-ci change de régime. La transition vers l'instabilité se manifeste par l'apparition puis la disparition d'un éclatement donné à mesure que les calculs se prolongent (itérations). On remarque aussi que la taille des bulles augmente lorsque le gradient axial négatif de température diminue.



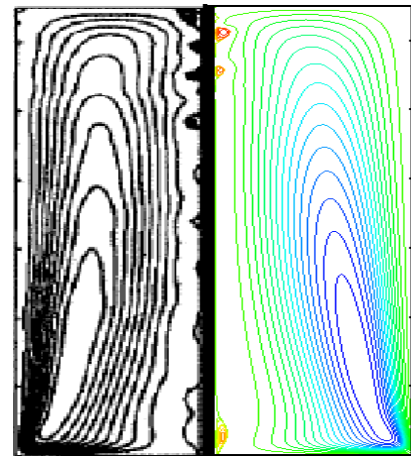
(a)



(b)

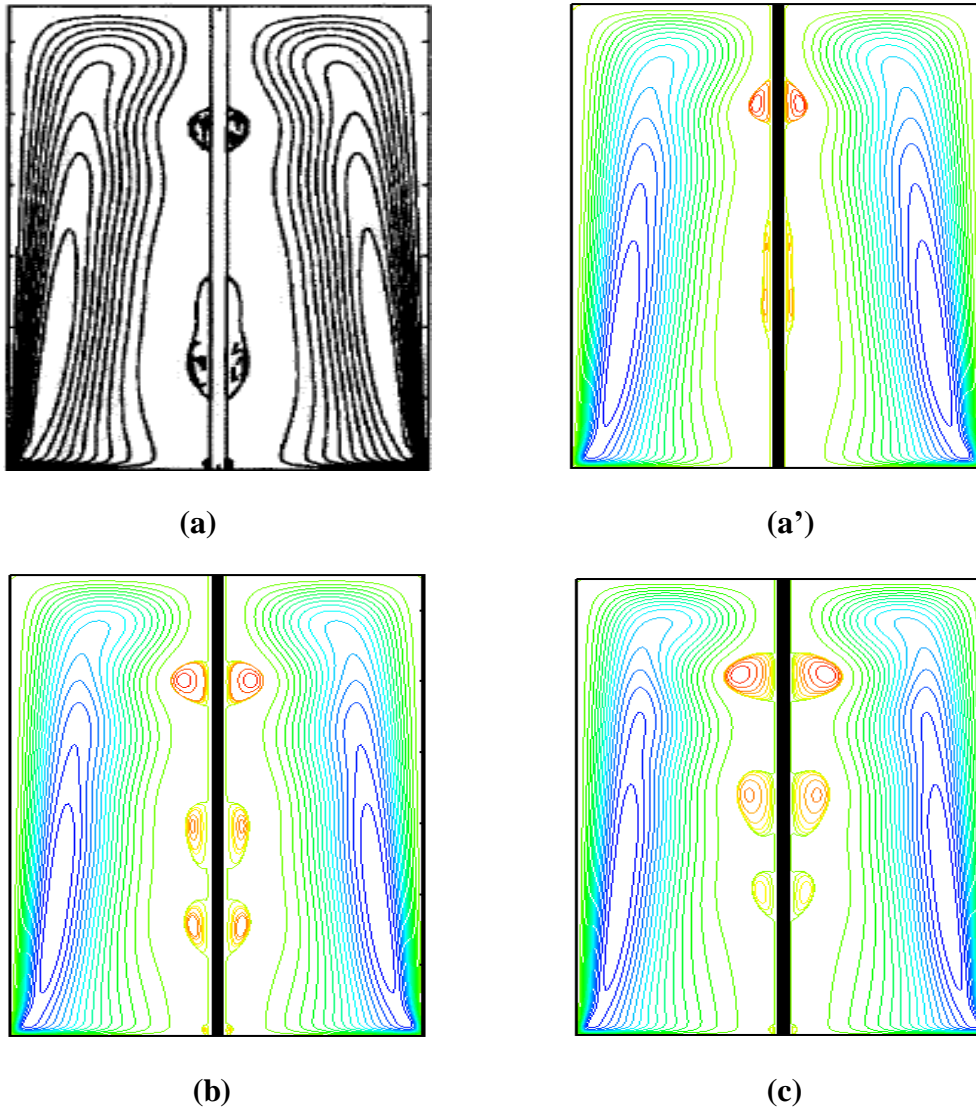


(c)



(d)

Fig. V.1 : lignes de courant indiquant l'effet du gradient de température positif ($\varepsilon \geq 0$), dans une configuration de base $Re_i = -12$. **Demi-plan droit** : présente étude ; **Demi-plan gauche** [24]. $h = 3.25$; $Re = 2720$, $\delta = 0.04$. (a) $\varepsilon_a = 0$; (b) $\varepsilon_a = 0.3$; (c) $\varepsilon_a = 0.7$ et (d) $\varepsilon_a = 0.9$ (instable).



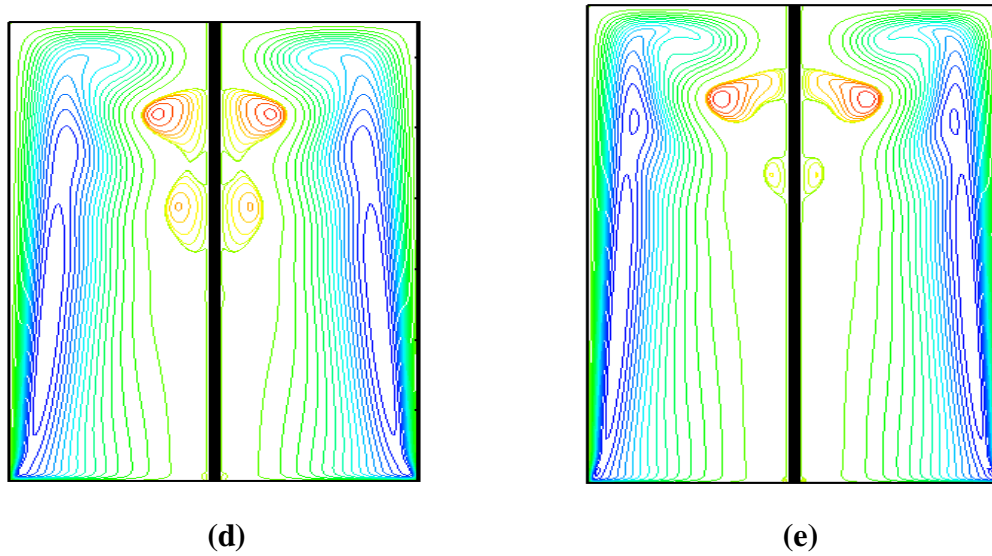


Fig. V.2 : Iso-lignes de la fonction de courant dans le cas d'un gradient de température négatif ($\varepsilon < 0$). Configuration $Re_i = -12$, $h = 3.25$, $Re = 2720$, $\delta = 0.04$.

Demi-plan droit : présente étude ; **Demi-plan gauche [24].**

(a, a') $\varepsilon_a = -0.2$; (b) $\varepsilon_a = -0.3$; (c) $\varepsilon_a = -0.5$; (d) $\varepsilon_a = -0.7$ et (e) $\varepsilon_a = -0.9$ (instable).

V.3. Effets d'un gradient radial de température :

Ce paragraphe focalise sur l'influence de la force de flottabilité induite par le forçage thermique externe radial (gradient de température radial) appliqué entre la tige axiale et la paroi latérale cylindrique. La structuration de l'écoulement est analysée dans le cas : d'un fluide visqueux et compressible, entraîné par la rotation d'un disque inférieur ($S = 0$) ; en présence de la tige en rotation ($Re_i \neq 0$) ; tout maintenant les disques terminaux sont considérés adiabatique. Selon que le

gradient de température radiale ($\varepsilon_r = \frac{T_i - T_L}{T_i + T_L}$), soit positif ($\varepsilon_r \geq 0$), négatif ($\varepsilon_r < 0$) ou nul ($\varepsilon_r = 0$), il

engendre une stratification stable ou instable respectivement.

Dans ce qui suit on notera : $\varepsilon_r = 0$, un modèle d'écoulement de base isotherme, la température de la tige et paroi latérale sont isotherme ($T_i = T_L$).

$\varepsilon_r > 0$, se réfère au cas où la température de la tige est supérieure à celle de la paroi latérale du cylindre ($T_i > T_L$). Par contre $\varepsilon_r < 0$, correspond au cas où la température du moyeu central est inférieure à celle du cylindre ($T_i < T_L$).

V.3.1. Modèle d'écoulement de base isotherme : ($\varepsilon = 0$, $Re_i \neq 0$)

Dans le chapitre précédent, on a décrit et analysé l'écoulement isotherme induit par la rotation du disque inférieur, combinée à la rotation différentielle de la tige. Dans la figure (V.3.a), nous résumons l'essentiel des résultats déjà présentés, qui serviront dans ce chapitre d'écoulement de base. En particulier, la Co-rotation élimine les zones axiale d'écoulement inverse, alors que la contra-rotation favorise leur apparition et développement, comme le rappelle les lignes de courant de cette figure.

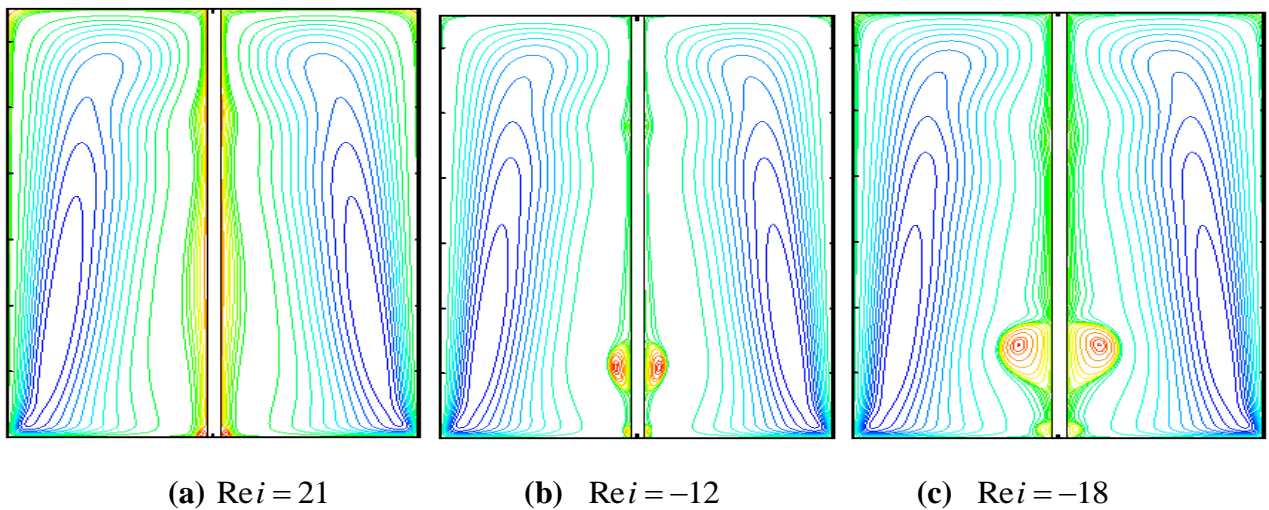


Figure (V.3) : Iso-ligne de la fonction de courant ; (a) Effet de Co-rotation, (b,c) Effet de contra-rotation ; pour $h = 3.25$; $Re = 2720$; $ri = 0.04$; Re_i comme indique.

V.3.2. Effets d'un gradient radial positif de température ($\varepsilon_r > 0 \Leftrightarrow T_i > T_L$; $Re_i = 0$)

L'effet d'un gradient radial positif de température est analysé, en premier lieu, dans le cas où le moyeu central est fixe ($Re_i = 0$). Les effets du gradient positif sont décrits, en écoulement stationnaire dans la gamme des paramètres de contrôle géométriques, $h = 3.25$; $ri = 0.04$, est dynamique $S = 0$, $Re_i = 0$, $Re = 2720$, $Si = 0$ et $0 < \varepsilon_r < 0.9$.

La figure (V.4) illustre les lignes de courant dans le plan méridien, issus de l'application d'un gradient radial positif de température $\varepsilon_r > 0$. On observe qu'une tige chauffée stimule la formation de points de stagnations, multiplie le nombre de bulbes et agrandit leur taille. De plus, au-delà d'un seuil donné, le régime change et devient instationnaire. Dans cette configuration, la stratification thermique engendre un mouvement méridien opposé à l'écoulement de base (contre-courant) au

voisinage de la tige ; favorisant la décélération du flux axial et la stagnation du fluide. De ce fait, la structure axiale apparaît et l'écoulement approche une transition vers l'instationnarité.

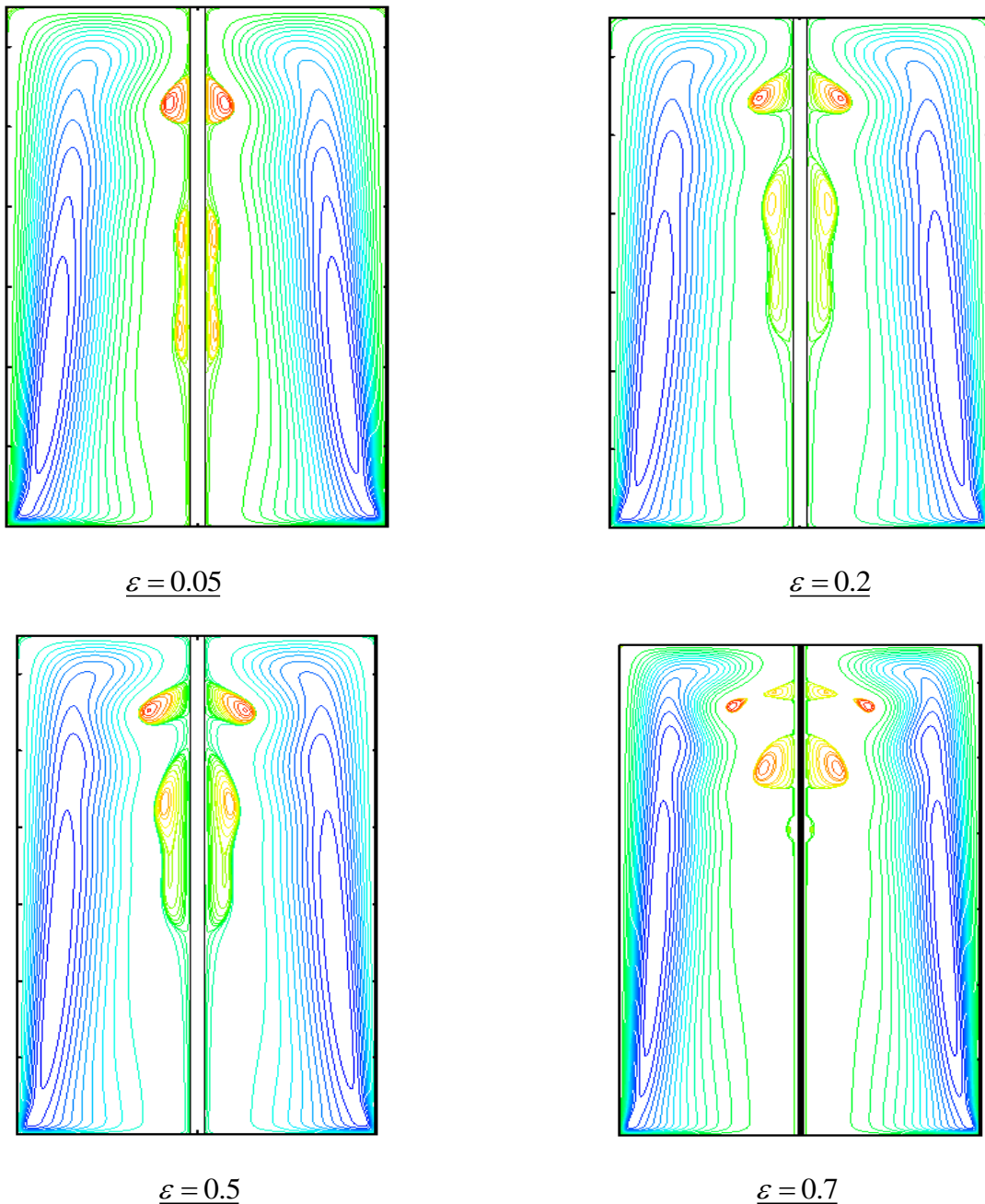


Figure (V.4) : lignes de courant indiquant les effets d'un gradient radial positif de température ($\varepsilon_r > 0 \Leftrightarrow T_i > T_L$). $h = 3.25$; $S = 0$, $Re_i = 0$, $Re = 2720$; $Si = 0$ et ε_r indiqué.

La distribution de la composante de vitesse axiale au voisinage de la tige ($r = 0.042$) explicite clairement la formation de deux zones de stagnation pour $\varepsilon_r = 0.2$, figure (V.5). La figure (V.6a),

montre le champ de température correspondant à cette configuration, au voisinage de la tige, dans le cas où celle-ci est plus chauffée que la paroi cylindrique. La stratification thermique est essentiellement radiale comme illustrée au voisinage de la tige ; et les variations axiales de température sont localisées à l'endroit de la formation des bulbes ; ce qui contribue à leur formation. De même, on notera que les isochores (iso-densités), d'origine thermique, correspondantes à cette configuration sont illustrées dans la figure (V.6b). On observe bien la stratification radiale de la masse volumique, induite par le gradient thermique. La distribution axiale de la densité au voisinage de la tige est présentée dans la figure (V.6c), qui indique une stratification instable provoquant un mouvement axial ascendant.

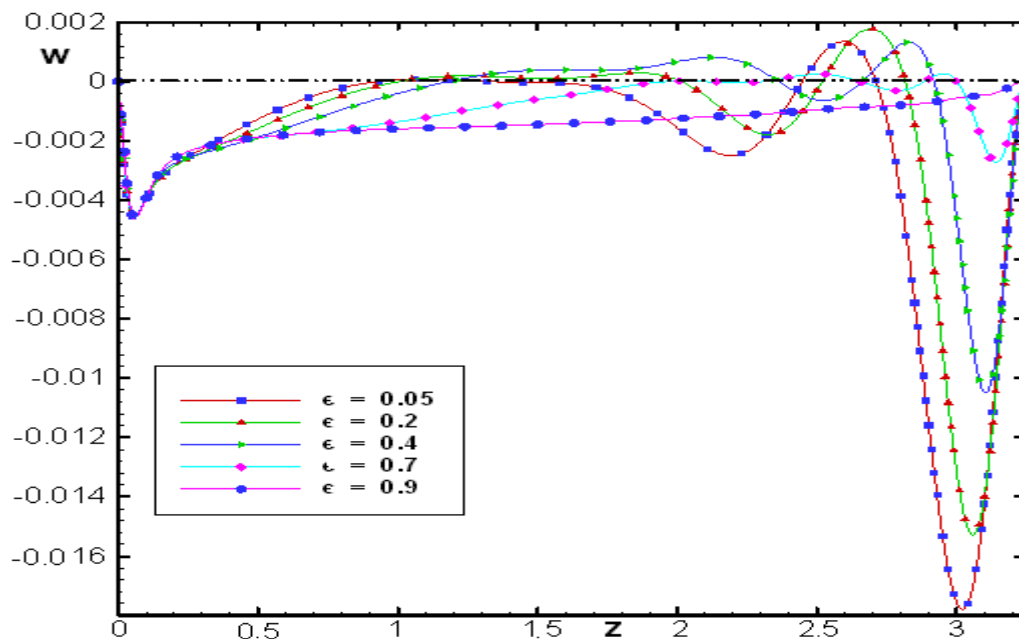


Figure (V.5) : Distribution de la vitesse axiale au voisinage de la tige en fonction de l'effet de gradient radial positif de température pour ; $h = 3.25$; $r_i = 0.04$; $r = 0.042$; $Re = 2720$;

$$\varepsilon_r > 0 \Leftrightarrow T_i > T_L ; Re_i = 0 ; \varepsilon_r \text{ comme indique.}$$

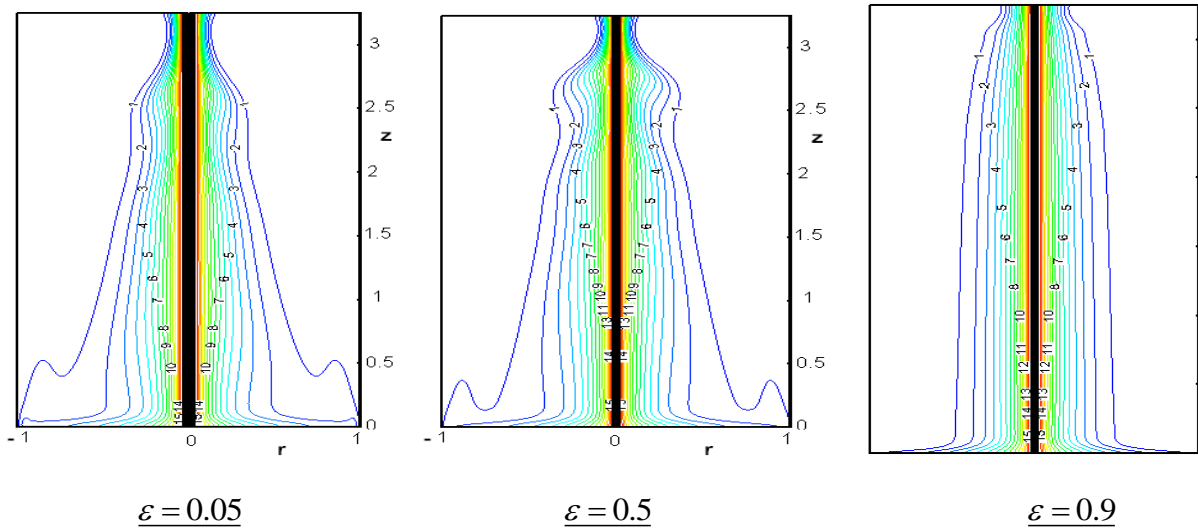
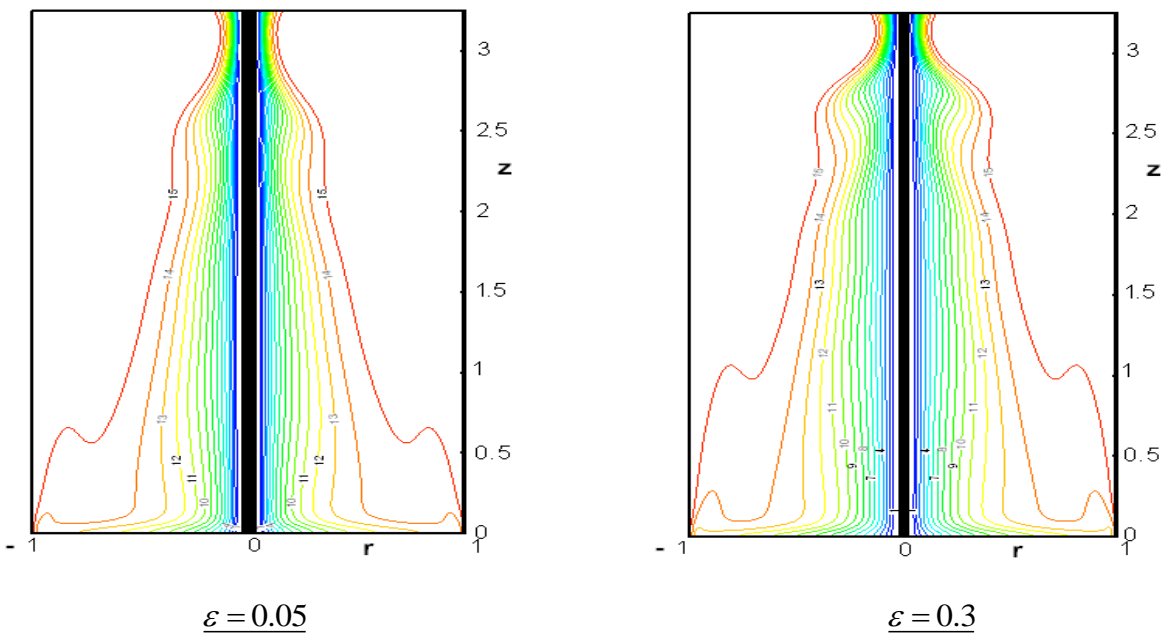


Figure (V.6a): Isothermes, effet de gradient radial positif de température ($\varepsilon_r > 0 \Leftrightarrow T_i > T_L$),

Pour ; $h = 3.25$; $S = 0$; $Re_i = 0$; $Re = 2720$; $Si = 0$ et ε_r comme indique.



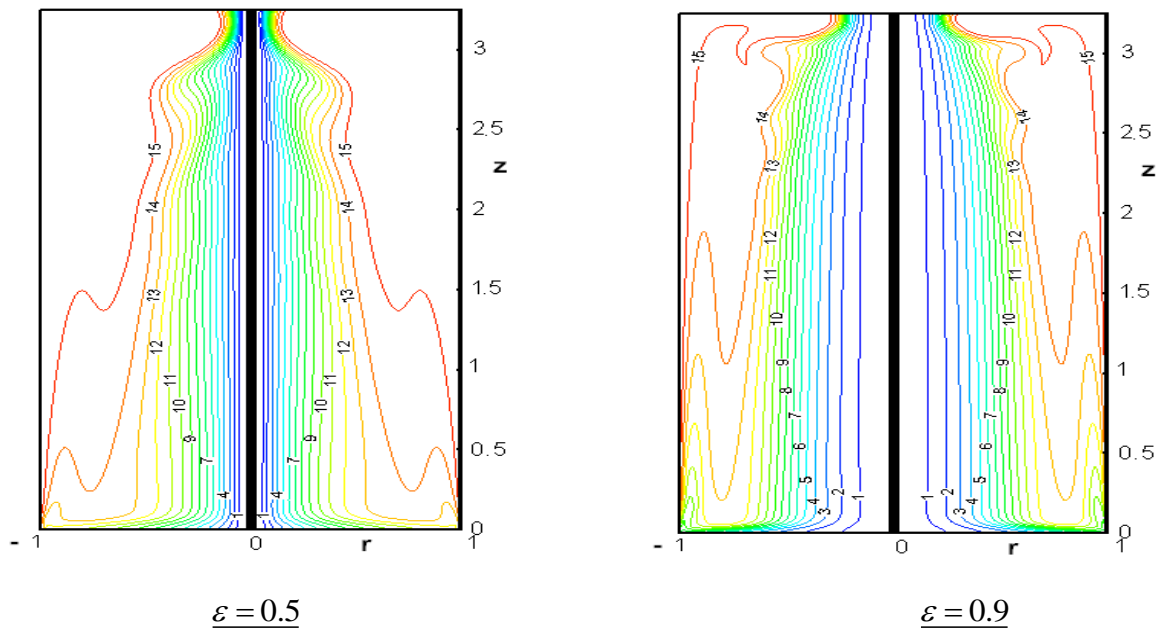


Figure (V. 6b): Iso-densités du fluide compressible sous l'effet de gradient radial positif de température ($\epsilon_r > 0 \Leftrightarrow T_i > T_L$), Pour ; $h = 3.25$; $S = 0$, $Re_i = 0$; $Re = 2720$; $Si = 0$.

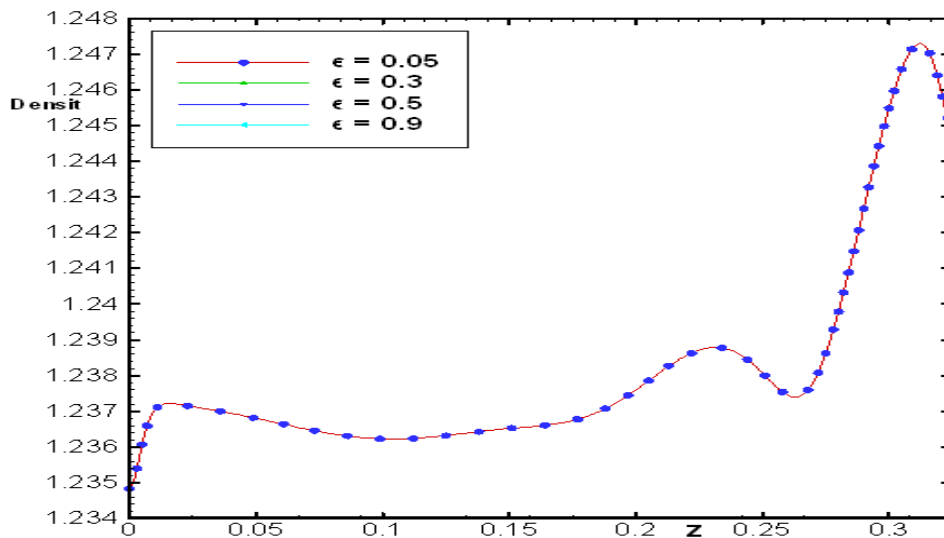


Figure (V.6c) : Distribution de la densité au voisinage de la tige en fonction de l'effet de gradient radial positif de température ($\epsilon_r > 0 \Leftrightarrow T_i > T_L$). Pour ; $h = 3.25$; $r_i = 0.04$; $r = 0.042$; $Re = 2720$; $Re_i = 0$; $\epsilon_r > 0$; ϵ_r comme indique.

V.3.3. Effets d'un gradient radial négatif de température : ($\epsilon_r < 0 \Leftrightarrow T_i < T_L$; $Re_i = 0$)

Dans le cas de l'application d'un gradient radial négatif de température, figure (V.7), on remarque qu'une diminution progressive de ϵ_r , jusqu'à $\epsilon_r = - 0.05$ suffit pour supprimer les zones

d'écoulement inverse (en éliminant le bulbe inférieur puis diminuer la taille du bulbe supérieur jusqu'à sa suppression complète). A mesure que le gradient négatif s'intensifie, le champ de température au voisinage de la tige, figure (V.8), indique une disparition de l'inflexion des isothermes (variation axiale) localisée au lieu de la formation des bulbes. Les isothermes deviennent pratiquement verticales avec un gradient qui intensifie le transport convectif dans cette région. L'écoulement méridien issu de la variation des paramètres thermiques $\varepsilon_r < 0$, ($\varepsilon_r = -0.01$ à -0.2), géométrique $h = 3.25$ et dynamiques $Re = 2720$, $Re_i = 0$ est quantitativement et explicitement illustré par la distribution radiale des vitesses (u , v , w) au voisinage des zones éclatées, avant et après contrôle thermique, comme l'illustre la figure (V.9). La distribution de la composante de vitesse axiale au voisinage de la tige ($r = 0.042$) explicite clairement la disparition de la zone de stagnation pour $\varepsilon_r = -0.1$, indiquant que w ne change plus de signe, figure (V.10).

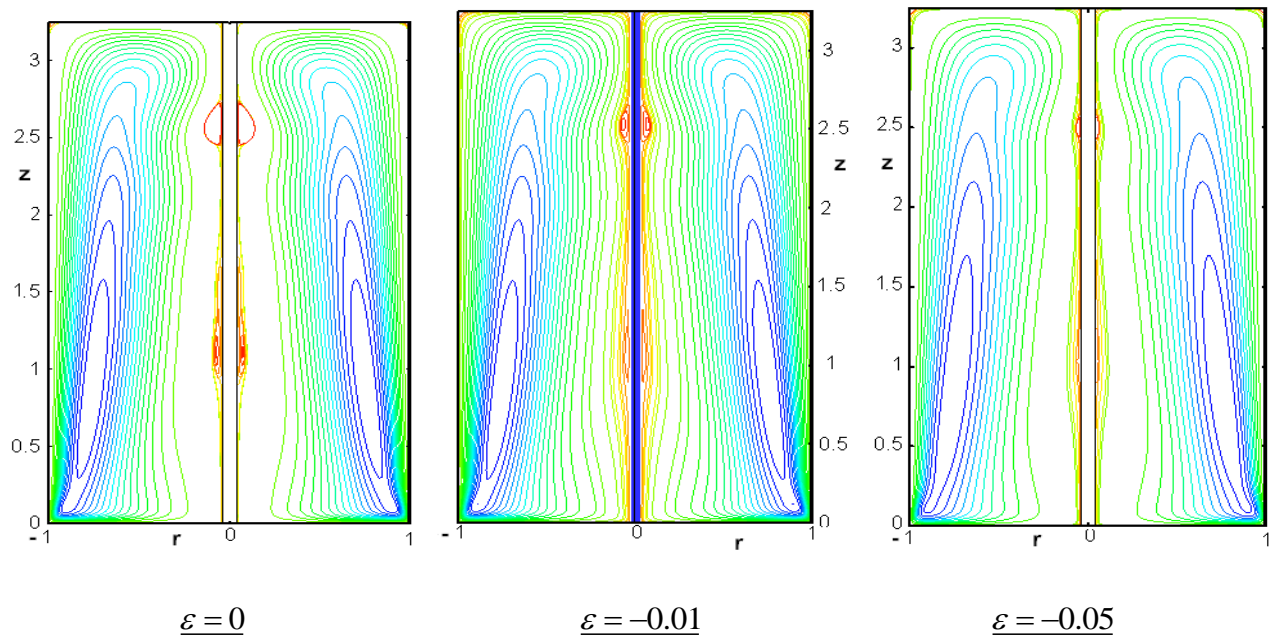


Figure (V.7) : Iso-ligne de la fonction de courant ; effets d'un gradient radial négatif de température ($\varepsilon_r < 0 \Leftrightarrow T_i < T_L$), pour ; $h = 3.25$; $S = 0$, $Re_i = 0$; $Re = 2720$; $Si = 0$ et ε_r comme indique.

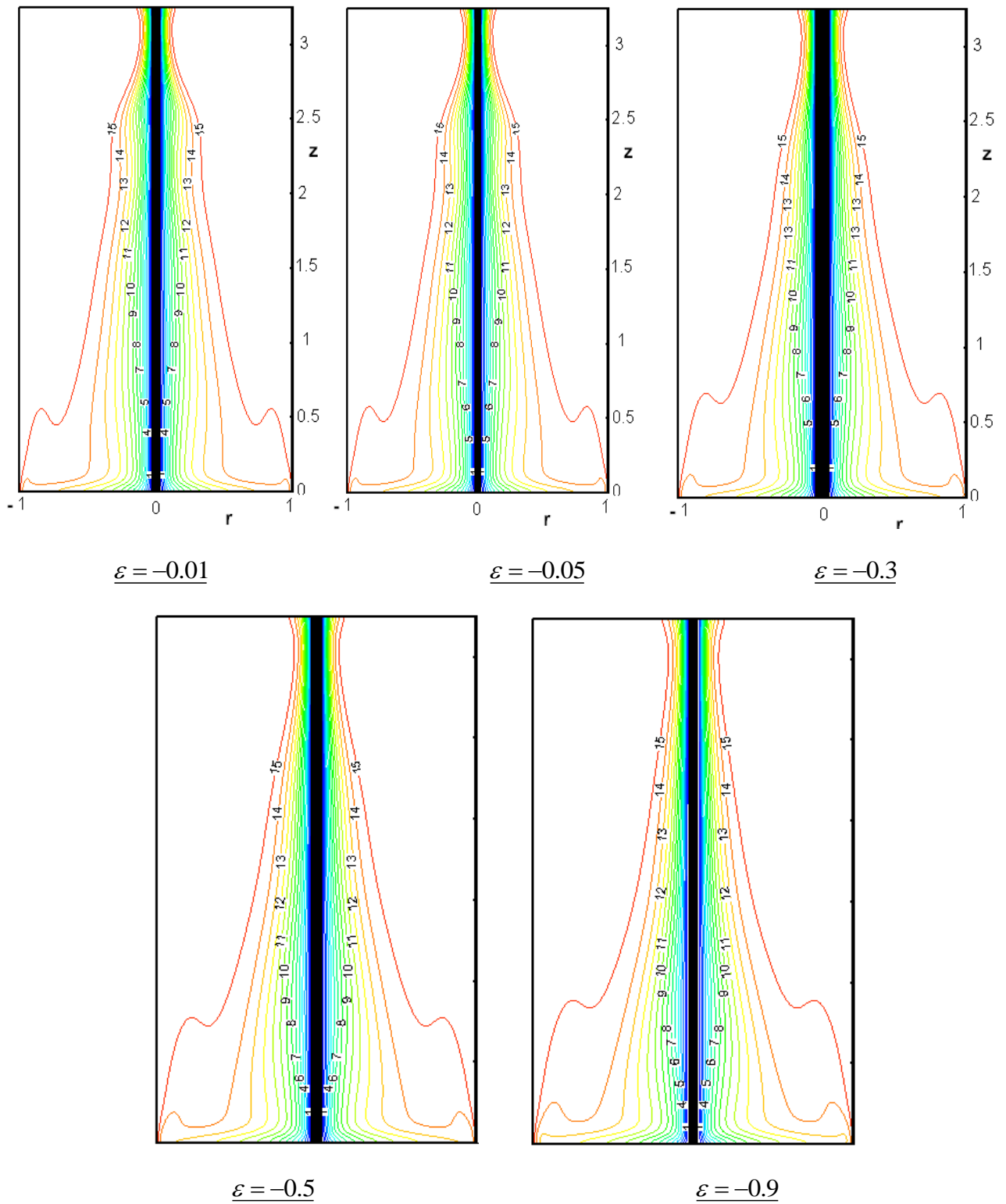


Figure (V.8): Isothermes correspondant aux effets du gradient radial négatif de température ($\varepsilon_r < 0 \Leftrightarrow T_i < T_L$). $h = 3.25$, $S = 0$, $Re_i = 0$, $Re = 2720$, $Si = 0$.

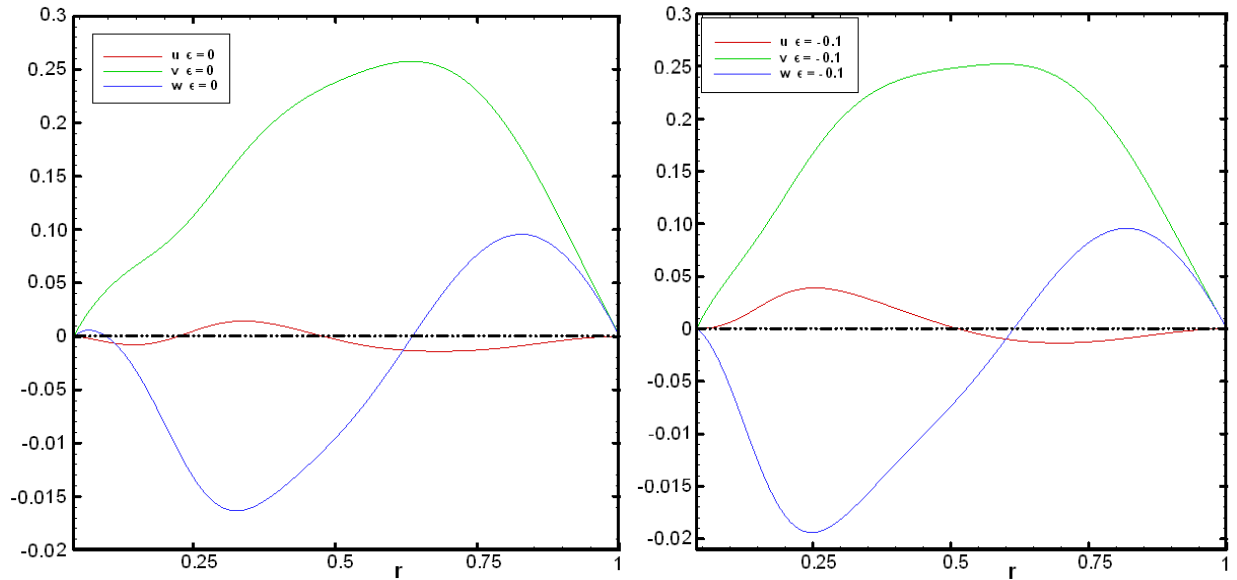


Figure (V.9) : Distribution radiale des vitesses (u, v, w) avant et après contrôle dans le plan $z = 2.5$, pour : $S = 0, Re_i = 0 ; Re = 2720 ; Si = 0$ et ϵ_r comme indique.

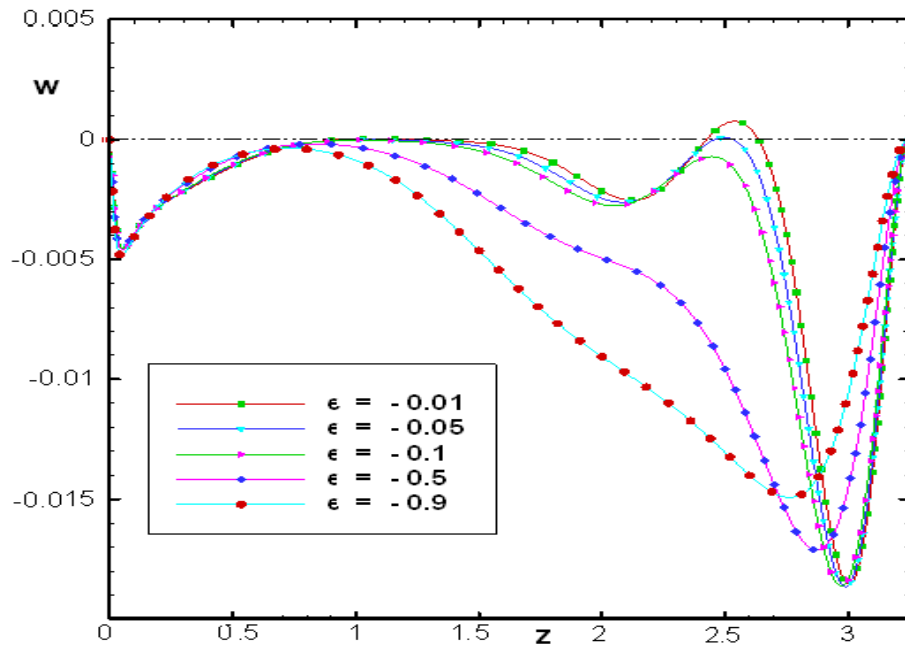


Figure (V.10) : Distribution de la vitesse axiale au voisinage de la tige en fonction de l'effet de gradient radial négatif de température pour ; $h = 3.25 ; r_i = 0.04 ; r = 0.042 ; Re = 2720 ; Re_i = 0 ;$

$$\epsilon_r < 0 \Leftrightarrow T_i < T_L ; \epsilon_r \text{ comme indique.}$$

V.4. Effets non-Boussinesq (effets non linéaires)

Comme il a été déjà mentionné précédemment, certains travaux antérieurs et récents [85], ayant investi les modèles d'écoulements tournants confinés sous l'influence de la température, ont

basé leurs approches sur le modèle de Boussinesq (parfois modifié), qui considère les écoulements incompressibles, autorisant variations linéaires de densité dans les termes de centrifugation et ceux relatifs à l'accélération gravifique. En analysant ces travaux, on a constaté que les conclusions titrées de ces études sont basées sur des hypothèses Boussinesq alors que les plages de paramètres de contrôle thermiques utilisés semblent indiquer des variations de températures dépassant les limites de la validité de cette hypothèse.

L'approche de Boussinesq, a eu de profondes répercussions sur de nombreux domaines de la dynamique des fluides, il permet de traiter un problème compressible comme l'un essentiellement incompressible, ce qui permet des progrès significatifs à la fois analytiques et numériques, en éliminant certaines ondes et modes acoustiques qui sont plus difficiles à traiter. La formulation initiale de l'approximation (basée sur le terme de gravité) n'a pas eu à l'esprit les flux soumis à des rotations rapides ou tourbillons forte (effets de centrifugation). Mais il ya eu un besoin et un désir de rendre compte de la rotation rapide des flux avec les variations de densité légère, tout en restant dans le cadre d'une formulation incompressible.

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à identifier et quantifier les différences d'influence de la variation de densité, d'origine thermique, sur la structure tourbillonnaire des écoulements non-isothermes décrits et analysés ci-dessus, issues de la comparaison d'une simulation basée sur un modèle compressible avec celle qui repose sur une modélisation incompressible.

Il est utile de rappeler que la simulation basée sur les équations compressibles a déjà été explorée et analysée ci-dessus, dans le cas non-isotherme, indiquant l'influence considérable du forçage thermique externe, appliqué sur les parois délimitant l'espace cylindrique considéré. En particulier, il a été mis clairement en évidence la suppression ou la stimulation de la formation de zones d'écoulements secondaires sous l'influence de gradients de température.

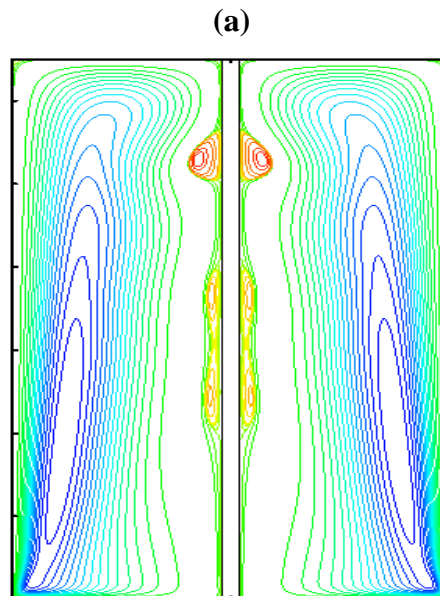
V.4.1. Etude comparative

La configuration adoptée pour affronter les deux modélisations consiste en la cavité cylindrique, remplie d'air, dont la base tourne et le moyeu central reste fixe. Le forçage thermique est radial, appliqué sur les parois verticales.

Cette configuration est régie par les paramètres de contrôle géométrique, dynamique et thermique : rapport de forme $h = 3.25$, rayon de la tige $r_i = 0.04$, $Re = 2720$ (disque inférieur tournant), $Re_i \neq 0$ (tige fixe); $\varepsilon_r > 0$ (tige plus chaude que la paroi cylindrique).

Les résultats qualitatifs sont présentés dans la figure (V.11), qui illustre les lignes de courants dans le plan méridien, pour une sélection de valeur du gradient thermique.

Dans le cas d'un gradient de température relativement faible, la figure (V.11a) montre que les résultats issus des deux simulations indiquent qualitativement les mêmes effets thermiques induits sur la zone d'écoulement inverse. Ceci est attribué à la validité de la linéarité de la densité en fonction de la température, lorsque celle-ci est faible. A mesure que l'intensité du gradient augmente, les effets non-linéaires deviennent importants et ne peuvent être négligés. Ceci est confirmé par les figures (V.11c, d), qui illustrent une différence considérable, entre les deux modélisations, sur la topologie de l'éclatement. Des résultats complémentaires, non présentés pour des raisons de brièveté, montrent que la structure issue du modèle de Boussinesq reste pratiquement inchangée en augmentant d'avantage l'intensité du gradient (les variations linéaires ne suffisent pas pour décrire les effets non linéaires). Par contre, le modèle compressible correspondant indique une transition vers un nouveau régime (instationnaire).



$\varepsilon = 0.05$ (Résultat issu des deux modèles)

(b)

(c)

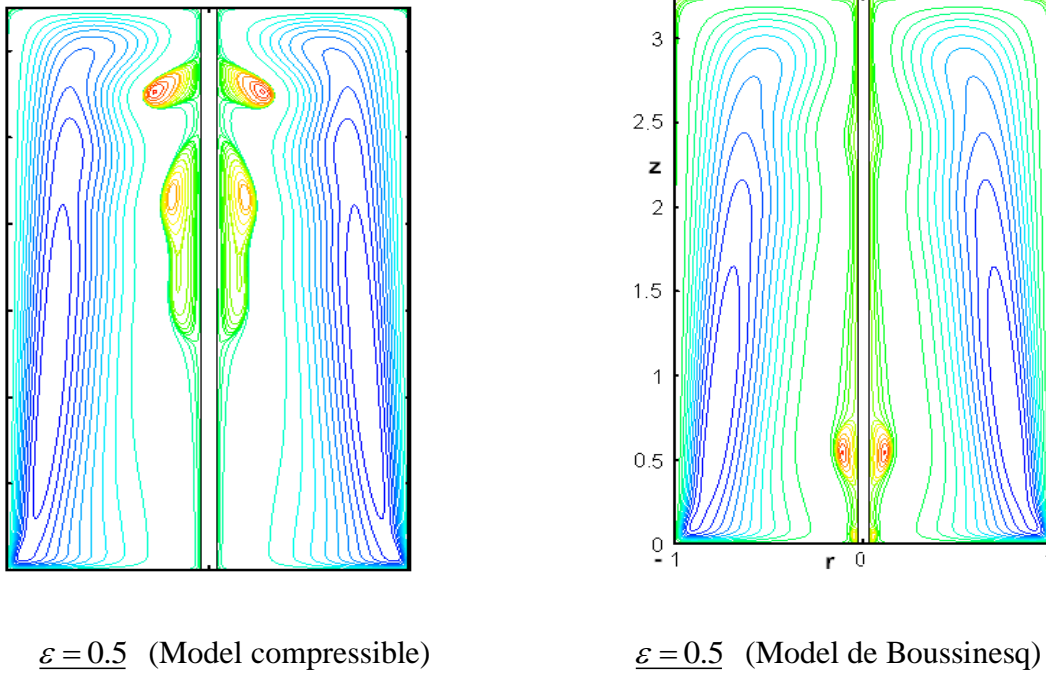


Figure (V.11). Etude comparative des modèles compressible et incompressible. Lignes de courants issues de la configuration $h = 3.25$, $Re_i = 0$ (tige fixe) et $Re = 2720$ (disque tournant). Le gradient de température indiqué est positif (tige plus chaude que la paroi latérale du cylindre).

Conclusion

Les effets thermiques issus de l'application de gradients de températures pariétaux, sur les zones d'écoulement inverse d'une configuration cylindrique munie d'un moyeu central fin, sont mis en évidence, décrits et analysés. Par ailleurs, l'influence de la rotation différentielle de la tige a été également discutée et comparée aux expériences disponibles dans la littérature.

Dans la première partie, on a étudié les effets d'une stratification stable ou instable à l'aide d'un gradient de température vertical (axial). De même, un forçage thermique radial a été exploré. Les calculs révèlent que le forçage thermique s'avère effectif pour stimuler la formation de points de stagnations ou au contraire pour supprimer les zones d'écoulement inverses ; ce qui dépend du signe du gradient.

Une attention particulière a été réservée à la confrontation des résultats, issus de la simulation du modèle de Boussinesq (incompressible) et du modèle compressible. Les résultats indiquent une concordance lorsque le forçage thermique est faible. Cependant, à mesure que les

gradients s'intensifient, les divergences entre ces modèles apparaissent et s'accroissent ; ce qui montre dans ce cas, que l'hypothèse de linéarité de la masse volumique n'est plus validée.

CONCLUSIONS GENERALE & PERSPECTIVES

Conclusion et perspectives

Dans ce travail, on apporte une contribution à l'étude numérique des écoulements secondaires, issus de la rotation indépendante des parois d'une enceinte cylindrique munie d'un moyeu central fin en rotation différentielle. Les écoulements étudiés sont considérés axisymétriques en espace, mais les champs vectoriels correspondants sont tridimensionnels. Le fluide utilisé est considéré compressible, même en l'absence de forçage thermique externe.

En premier lieu, en écoulement isotherme, l'étude a mis en évidence la formation de zones de recirculation inverses localisées sur l'axe de la cavité. En outre, l'influence de la rotation différentielle de la tige, par rapport au disque inférieur, a été analysée et discutée. En particulier, la disparition des points de stagnation, sous l'influence de la Co-rotation de la tige axiale, a été illustrée. Ce résultat est qualitativement comparable aux conclusions rapportées dans la littérature expérimentale récente, dans le cas d'écoulement incompressibles.

Ensuite, l'étude s'est focalisée sur les effets de compressibilité, très souvent négligés dans les travaux antérieurs, en l'absence de forçage thermique externe. Pour des couples de paramètres donnés de contrôle cinématique et géométrique, les calculs menés sur la base d'un modèle considéré compressible, ont montré que les effets de compressibilité liés à la nature et à l'écoulement du fluide utilisé ont une influence sur les seuils d'apparition ou de disparition des points de stagnations. Toutefois, dans ces cas, l'évolution des éclatements est qualitativement analogue.

Enfin, l'investigation est étendue pour explorer l'influence d'un forçage thermique externe, basé sur l'application d'un gradient de température entre les parois verticales ou horizontales. De cette investigation, il découle que la stratification thermique engendre des variations de masse volumique, qui par conséquent entraîne la formation de mouvements convectifs méridiens lents, mais assez intenses, capables de modifier considérablement la structure de l'écoulement. En particulier, pour des couples donnés de paramètres thermiques, les calculs indiquent que les effets non linéaires de densité, d'origine thermique, ne sont pas négligeables ; contrairement au cas des écoulements basés sur l'approche de Boussinesq (même modifiée) qui considère les propriétés physiques du fluide constantes et tolère une variation linéaire de la densité avec la température. Cette dernière apparaît explicitement dans les termes de centrifugation et de gravité. Il ya lieu de noter qu'une étude comparative des résultats issus d'une

Conclusions générale et perspectives

simulation, basée sur le modèle compressible, avec ceux déduits d'une modélisation de Boussinesq (incompressible) a permis de montrer explicitement que les effets « non-Boussinesq » sont effectivement négligeables pour des valeurs du paramètre thermique faibles ; ce qui est bien établi dans la littérature. Cependant, à mesure que les gradients augmentent et au-delà d'un certain seuil des paramètres thermiques donnés, les résultats issus du modèle compressible montrent clairement une structure tourbillonnaire évolutive alors que l'approche incompressible n'illustre pratiquement aucun changement ; ce qui entraîne la non-validité du modèle.

En conclusion, la présente contribution a permis d'explicitement les effets non négligeables de compressibilité d'origine thermique, fréquemment rencontrés dans les applications mais parfois négligés dans les travaux antérieurs, sur les seuils d'apparition ou de suppression de zones de recirculations inverses qui se superposent à l'écoulement de base confiné dans une enceinte cylindrique. Les résultats sont réalisés au moyen d'une simulation numérique. Il serait sans doute bénéfique de valider ces conclusions et mieux élucider les phénomènes tridimensionnels mis en jeu, en menant en perspective des expériences étalons.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques :

Référence Bibliographique :

- [1] Sarpkaya T. “On stationary and travelling vortex breakdowns. J Fluid Mech”1971; 45(3):545-59.
- [2] Sarpkaya T. “Vortex breakdown in swirling conical flows”. AIAA.J 1971.9 (9): 1792-9.
- [3] Leibovich S. “The structure of vortex breakdown”. Annu Rev Fluid Mech. 1978; 10:221-46.
- [4] Vogel, H. U. Experimentelle Ergebnisse über die laminare Strömung in einem zylindrischen Gehäuse mit darin rotierender Scheibe. Technical report, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen, 1968. Bericht 6.
- [5] Anthony M. Mitchell « Caractérisation et contrôle de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta aux hautes incidences », ONERA NT 2000-6.
- [6] O.Lucca-Negro, T.O'Doherty « Vortex breakdown: a review », Progress in Energy and Combustion Science 27, pp. 431-481, (2001).
- [7] P.Jochmann, A. Sinigersky, M. Hehle, O. Schâfer, R. Koch, H.-J. Bauer « Numerical simulation of a processing vortex breakdown », International Journal of Heat and Fluid Flow 27, pp.192–203 (2006).
- [8] N, Syred and JM BeeÂr « Combustion in swirling flows: a review. Combustion and Flame; 23, pp143-201 (1974).
- [9] J. M. Lopez, “axisymmetric vortex breakdown. Part 1. Confined swirling flows,” J. Fluid Mech. 221, 533 (1990).

Références Bibliographiques :

[10] **M. P. Escudier**, “Observation of the flow produced in a cylindrical container by a rotating end wall,” *Exp. Fluids* **2**, 189 (1984).

[11] **Blackburn, H. M. & Lopez, J. M.** Symmetry breaking of the flow in a cylinder driven by a rotating end wall. *Phys. Fluids*, 12, 2698{2701, 2000}.

[12] **H. J. Lugt and H. J. Haussling**, « Axisymmetric vortex breakdown in rotating fluid with a container » *J. Appl. Mech.* **49**, 921 (1982).

[13] **H. J. Lugt and M. Abboud**, « Axisymmetric vortex breakdown with and without temperature effects in a container with a rotating lid » *J. Fluid Mech.* **179**, 179 (1987).

[14] **G.L. Brown and J.M. Lopez**, « Axisymmetric vortex breakdown ». Part 2. Physical mechanisms, *Journal of Fluid Mechanics* 221 553–576 (1990).

[15] **C. H. Lee and al.** « Flow of a stratified fluid in a cylinder with a rotating lid » *International Journal of Heat and Fluid Flow* vol 20. pp. 26-33 (1999).

[16] **E. Serre. & P.Bontoux**, « Vortex breakdown in a three-dimensional swirling flow », *J. Fluid Mech.* 459, pp. 347-370 (2002).

[17] **J. M. Lopez**, “Unsteady swirling flow in an enclosed cylinder with reflectional symmetry,” *Phys. Fluids* **7**, 2700 (1995).

[18] **A.Yu, Gelfgat and al.** « Steady states instability of swirling flow in a cylinder with rotation top and bottom » *Computational Méchanics Laboratory. Faculty of Mechanical Engineering, Haïfa 32000*, (1996).

Références Bibliographiques :

- [19] **R.Iwatsu, S. H.Koyama**, Numerical study of steady axisymmetric vortex breakdown (1st Report: limiting Reynolds number of the occurrence of vortex breakdown and the location of stagnation point).transJSME B66 (643):107-114 (2000).
- [20] **Hyder S. Husain, Vladimir Shtern, and Fazle Hussain**: “Control of vortex breakdown by addition of near-axis swirl”, American Institute of Physics 2003. [DOI: 10.1063/1.1530161].
- [21] **T.Mullin, J. J.Kobine, S. J.Tavener, and K. A.Cliffe**, “on the creation of stagnation points near straight and sloped walls,” Phys. Fluids **12**, 425 (2000).
- [22] **R. Iwatsu**,« Flow pattern and heat transfer of swirling flows in cylindrical container with rotating top and stable temperature gradient », Int. J. Heat Mass Trans. 47-2755–2765 (2004).
- [23] **Miguel Angel Herrada ET Vladimir Shtern** “Control of vortex breakdown by temperature gradients”. American Institute of Physics 2003. [DOI: 10.1063/1.1613646].
- [24] **Miguel Angel Herrada* ET Vladimir Shtern**: “Vortex breakdown control by adding near-axis swirl and temperature gradients”: PHYSICAL REVIEW E **68**, 041202 (2003) DOI:10.1103/PhysRevE.68.041202.
- [25] **H.J. Lugt, M. Abboud**, « Axisymmetric vortex breakdown with and without temperature effects in a container with a rotating lid » Journal of Fluid Mech, vol 179, pp179–200 (1987).
- [26] **W.N. Kim, J.M. Hyun**, « Convective heat transfer in a cylinder with a rotating lid under stable stratification », (Int. J. Heat Fluid Flow **18** 384–388) (1997).
- [27] **R. Iwatsu**, « Thermally stratified swirling flows in cylindrical container with co-rotating disks and differentially rotating sidewall», Int. J. Heat and Mass Transfer **49**- 4258–4263(2006).

Références Bibliographiques :

[28] Sarpkaya T. “On stationary and travelling vortex breakdowns. J Fluid Mech”1971; 45(3):545-59.

[29] E. Serre. & P.Bontoux, « Vortex breakdown in a three-dimensional swirling flow », J. Fluid Mech.459, pp. 347-370 (2002).

[30] T.T.Lim « On the generation of a spiral-type vortex break-down in an enclosed cylindrique container » Physics of Fluids 17, 044105 (2005).

[31] Sidney Leibovich, « Vortex Stability and breakdown: Survey and Extension », AIAA JOURNAL.22, N°.9, pp.1192-1206 (1984).

[32] Mohd-Zulhilmi Paiz Ismadi, Patrice Meunier, Andreas Fouras, et Kerry Hourigan, “Experimental control of vortex breakdown by density effects”, PHYSICS OF FLUIDS 23, 034104(2011).

[33] Sotiropoulos, F. & Ventikos, Y. The three-dimensional structure of confined swirling flows with vortex breakdown. J. Fluid Mech., 426, 155{175, 2001.

[34] Hyder S. Husain, Vladimir Shtern, and Fazle Hussain. “Control of vortex breakdown by addition of near-axis swirl”. 2003 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1530161].

[35] Pereira, J. C. F. & Sousa, J. M. M. Confined vortex breakdown generated by a rotating cone. J. Fluid Mech., 385, 287{323, 1999.

[36] Blackburn, H. M. & Lopez, J. M. Modulated rotating waves in an enclosed swirling flow. J. Fluid Mech., 465, 33{58, 2002}.

[37] Francisco Marques and Juan M. Lopez “The Boussinesq approximation for flows with fast rotation or strong swirl”, AZ 85287, USA; (January 7, 2010).

Références Bibliographiques :

[38] **Sébastien Poncet**, Ecoulements de type rotor-stator soumis à un flux axial : de Batchelor à Stewartson, thèse de doctorat, Univ. De Provence Aix-Marseille I, October (2005).

[39] **F. Moisy, et al**, Experimental and numerical study of the shear layer instability between two counter-rotating disks (J. Fluid Mech., vol. 507, pp. 175–202.) (2004).

[40] **D.K. Zaitsev and E.M. Smirnov**: “Effect of compressibility on vortex breakdown in a gas flow in a circular tube,” Fluid Dynamics, Vol.31.No, 5, 1996.

[41] **Hermann Schlichting**, Boundary layer theory. McGraw Hill Book Co, (1968).

[42] **D. Dijkstra AND G.J.F Van Heijst**, The flow between two rotating disks enclosed by a cylinder (J.Fluid Mech, vol 128 pp123-154) (1983).

[43] **Gauthier et al**, “Axisymmetric propagating vortices in the flow between a stationary and a rotating disk enclosed by a cylinder (J.Fluid.Mech, vol386, pp.105-126) (1999).

[44] **P. J. Zandbergen and D. Dijkstra**, von Karman swirling flows (Ann. Rev. Fluid Mech. 191- 465-91) (1987).

[45] **C. Nore, L. S. Tuckerman, O. Daube AND S. Xin**,The 1:2 mode interaction in exactly counter-rotating von Karman swirling flow (J. Fluid Mech., vol. 477, pp. 51-88.) (2003).

[46] **Kreiss H. O., & Parte S. V**, "On the swirling flow between rotating coaxial disks: existence and no uniqueness", Commun. Pure Appl; Math., Vol. 36, p.55-84. (1983).

[47] **Mahmoud AL Radi**, Contribution à l'analyse des phénomènes de transfert et d'instabilité à une interface liquide/liquide. These de doctorates Grenoble (2004).

Références Bibliographiques :

[48] **J.M. Owen and R.H. Rogers**, Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems: Rotor-Stator Systems, volume 1. Ed. Morris, W.D. John Wiley and Sons Inc., (1989).

[50] **SAVAS Ö**, "Stability of Bödewadt flow", J. Fluid Mech., Vol. 183, p.77-94 , (1987).

[51] **J.M Lopez**, Flow between a stationary and a rotating disk shrouded by a co-rotating cylinder (Phys. Fluids 8, 2605-2613)). (1996).

[52] **J.M.Lopez & P.D.Weidman**, "Stability of stationary endwall boundary layers during spin-down", J. Fluid Mech., Vol. 326, p.373-398. (1996).

[53] **A. Spohn, N. Mory, et E. J. Hopfinger**, "Observations of vortex breakdown in an open cylindrical container with a rotating bottom" Exp. Fluids **14**, 70 (1993).

[54] **D. L. Young, H. J. Sheen, and T. Y. Hwu**, "Period-doubling route to chaos for a swirling flow in an open cylindrical container with a rotating disk," Exp. Fluids **18**, 389 (1995).

[55] **K. G. Roesner**, "Recirculation zones in a cylinder with rotating lid," in *Topological Fluid Mechanics*, edited by **H. K. Moffatt and A. Tsinober** (University of Cambridge, Cambridge, 1990), p. 699.

[56] **D. T. Valentine and C. C. Jahnke**, "Flow induced in a cylinder with both endwalls rotating," Phys. Fluids **6**, 2702 (1994).

