

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

Thèse de Doctorat

Présenté par :

DEGHMOUM Mohamed

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

Filière : Energétique

Option : Thermique et Combustion

**ETUDE NUMERIQUE ET ANALYTIQUE DU TRANSFERT
DE CHALEUR D'UN ECOULEMENT PULSE
D'UN GAZ EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE**

Devant le jury composé de :

Mr. BALISTROU	Mourad	Maitre de Conférences A	UMBB	Président
Mr. GHEZAL	Abderrahmane	Professeur	USTHB	Directeur de thèse
Mr. MANSOURI	Kacem	Professeur	UMBB	Examinateur
Mr. HACHEMI	Madjid	Maitre de Conférences A	UMBB	Examinateur
Mme. MATAOUI	Amina	Professeur	USTHB	Examinateur

Année Universitaire 2015/2016

DEDICACE

A la mémoire de mon très cher père qui restera toujours la source de mon inspiration et mon courage. Que Dieu le préserve au fond de son éden.

Je le dédie à ma très chère mère qui m'a toujours entouré de sa confiance, amour et encouragement tout le long de ma vie.

Sans eux, cette thèse n'aurait pu voir le jour.

A mes frères et mes sœurs.

A tous les instituteurs, professeurs et enseignants qui ont contribué un jour à mon éducation et à ma formation et qui m'ont permis, par leurs efforts, d'atteindre ce niveau.

A tous mes amis et mes camarades.

REMERCIEMENTS :

A l'issue de cette thèse, je tiens à remercier le Bon Dieu, de m'avoir doté de volonté et de persévérance pour terminer cette thèse.

Je voudrais témoigner de mes remerciements et mes gratitude à mon directeur de thèse; le Professeur Abderrahmane GHEZAL, pour son temps précieux qui m'a consacré, pour sa confiance qui m'a accordée, son assistance, sa disponibilité et ses conseils qui m'ont beaucoup aidé à réaliser cette thèse.

Je remercie le Professeur Amina MATAOUI pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de prendre part au jury de soutenance de cette thèse.

J'exprime aussi mes remerciements à monsieur le président du jury; le docteur Mourad BALISTROU pour avoir accepté de présider et juger ce travail.

Je tiens à remercier le professeur Kacem MANSOURI et le docteur Madjid HACHEMI pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de prendre part au jury de soutenance de cette thèse.

Je remercie également monsieur *Said ABBOUDI* d'avoir accepté de m'accueillir dans l'Institut de Recherche sur les Transports, l'Energie et la Société IRTES-M3M à l'Université de Technologie de Belfort Montbéliard UTBM- France.

Un grand merci à monsieur le chef du département d'énergétique de la FSI ; le docteur *Belaid BRACHEMI* pour son soutien et pour tout ce qu'il a fait pour notre équipe de doctorants tout au long de notre cursus universitaire en soulignant son sérieux et sa justice remarquable.

Que les professeurs qui ont contribué à ma formation en graduation et en post-graduation trouvent ici ma grande reconnaissance.

ملخص

لقد اجتذب نقل الحرارة والكتلة المقرونة بالانتقال الحراري القسري التي يقدمها التدفق النابض لسائل ناقل للكهرباء في وجود مجال مغناطيسي الكثير من الاهتمام في السنوات الأخيرة. هذا الاهتمام يرجع إلى التطبيقات المختلفة لمثل هذه السوائل في الصناعة، والهندسة مثل الآلات الحرارية والمضخات والصمامات، والهندسة الكيميائية، والهندسة البيولوجية ... الخ

هذه الأطروحة تركز أساساً على دراسة تحليلية مرتبطة بالحل العددي للمعادلات التي تحكم التدفق النابض، ولا سيما تأثير المجال المغناطيسي على آليات انتقال الحرارة والكتلة بين اسطوانة وسائل ناقل للكهرباء في وجود مجال مغناطيسي في الفراغ الحلقي بين القنوات متحدة المحور

الأثار الناتجة عن تدفق النابض هي؛ الظاهرة الحلقية، عكس تدفق، والزيادة في متوسط المعلمات من تدفق بالمقارنة مع حالة ثابتة، وكذلك فرق الطور بين المعلمات الديناميكية والحرارية للتدفق مع النبضات المفروضة

في هذه الدراسة، تم استخدام أسلوب الفروق المحددة التالية مخطط ضمني بحتة لأسباب دقة الحساب. أما بالنسبة للجزء التحليلي والتوضيح من التحقق من النتائج، وقد تم تطوير برنامج حساب باستخدام برنامج MATLAB Ver.7 لتتبع العبارات التحليلية المتقدمة وقدم الجزء الرقمي من خلال استخدام برامج FORTRAN Ver.6.

كلمات البحث: التدفق النابض، القنوات الناقلة المتحدة المركز، أسلوب الفروق المحددة التالية، تدفق الدم

Abstract:

The transfer of heat and mass coupled by forced convection provided by a pulsating flow of an electrically conducting fluid in the presence of a magnetic field has attracted much attention in recent years. This interest is due to different applications of this kind of fluid flow in industry, and in engineering such as: thermal machines, pumps, valves, chemical engineering, biology... etc.

This work mainly emphasizes on the analytical study associated with a numerical solution of the equations that governs pulsatile flows, in particular the influence of the magnetic field on heat transfer mechanisms and mass between a cylinder and an electrically conducting flow of a heated fluid in an annular space between two coaxial cylindrical ducts.

In this study, the finite differences method was used following the purely implicit scheme for calculation accuracy reasons. As for the analytical part and illustration of the validation of results, a calculation program was developed using the MATLAB software Ver.7 to plot analytical expressions developed the numerical part was provided by the use of FORTRAN software Ver.6.

The effects generated by a pulsating flow are; the annular effect of velocity, the reversal of the flow, the increase in average parameters of the flow compared to the stationary case and also the phase difference between the dynamic and thermal parameters of the flow with the imposed pulse.

Key words: Pulsatile flow, MHD, concentric ducts, finite differences method, blood flow

Résumé:

Le transfert de chaleur et de masse couplé par convection forcée assurée par un écoulement pulsé d'un fluide électriquement conducteur en présence d'un champ magnétique a suscité beaucoup d'attention ces dernières années. Cet intérêt est dû aux différentes applications de tels fluides dans l'industrie, et dans l'ingénierie à savoir: machines thermiques, pompes, valves, génie chimique, génie biologique...etc.

Ce travail s'accroît principalement sur l'étude numérique associée à une résolution analytique des équations qui régissent les écoulements pulsés, et en particulier l'influence du champ magnétique sur les mécanismes de transfert de chaleur entre un cylindre chauffé et un fluide électriquement conducteur en écoulement dans un espace annulaire entre deux conduites cylindriques coaxiales.

Les effets engendrés par un écoulement soumis à des pulsations sont; l'effet annulaire, le reversement de l'écoulement, l'augmentation des paramètres moyens de l'écoulement comparés au cas stationnaire et aussi le déphasage entre les paramètres dynamiques et thermiques de l'écoulement avec les pulsations imposées.

Dans cette étude, la méthode des différences finies a été utilisée suivant le schéma purement implicite pour des raisons de précision de calcul. Quant à la partie analytique et illustration de la validation des résultats, un programme de calcul a été développé à l'aide du logiciel MATLAB Ver.7 pour tracer les expressions analytiques développées, la partie numérique a été assurée par l'utilisation du logiciel FORTRAN Ver.6.

Mots clé : Ecoulement pulsé, MHD, tubes coaxiaux, méthode des différences finies, flux sanguin.

AVANT PROPOS

Le transfert de chaleur et de masse couplé par convection forcée assurée par un écoulement pulsé d'un fluide électriquement conducteur en présence d'un champ magnétique a suscité beaucoup d'attention ces dernières années. Cet intérêt est dû aux différentes applications de tels fluides dans l'industrie, et dans l'ingénierie à savoir: machines thermiques, pompes, valves, génie chimique, génie biologique...etc.

Ce travail s'accroît principalement sur l'étude analytique associée à une résolution numérique des équations qui régissent les écoulements pulsés, en particulier l'influence du champ magnétique sur les mécanismes de transfert de chaleur et de masse entre un cylindre chauffé et un fluide électriquement conducteur en écoulement dans un espace annulaire entre deux conduites cylindriques coaxiales.

Les effets engendrés par un écoulement soumis à des pulsations sont; l'effet annulaire, le reversement de l'écoulement, l'augmentation des paramètres moyens de l'écoulement comparés au cas stationnaire et aussi le déphasage entre les paramètres dynamiques et thermiques de l'écoulement avec les pulsations imposées.

Dans cette étude, la méthode des différences finies a été utilisée suivant le schéma purement implicite pour des raisons de précision de calcul. Quant à la partie analytique et illustration de la validation des résultats, un programme de calcul a été développé à l'aide du logiciel MATLAB Ver.7 pour tracer les expressions analytiques développées, la partie numérique a été assurée par l'utilisation du logiciel FORTRAN Ver.6.

Nomenclature

Nomenclature

A	Amplitude du gradient de pression oscillant	--
A_r	Amplitude Adimensionnelle ($=2 \cdot x_{m,max}/L_t$)	--
\mathcal{F}	Fréquence	Hz
Ha	Nombre de Hartmann	--
h, h_f	Coefficient d'échange de chaleur par convection	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
I_0	Fonction de Bessel modifiée de première espèce, d'ordre 0	--
I_1	Fonction de Bessel modifiée de première espèce, d'ordre 1	--
K_0	Fonction de Bessel modifiée de seconde espèce, d'ordre 0	--
K_1	Fonction de Bessel modifiée de seconde espèce, d'ordre 1	--
L_t	Longueur totale du tube	m
Nu	Nombre de Nusselt ($=h \cdot D_t/\lambda$)	--
P	Pression	Pa
Pr	Nombre de Prandtl ($=\mu \cdot C_p/\lambda$)	--
Re_{max}	Nombre de Reynolds maximum ($= \frac{U_{m,max} \cdot D}{\vartheta}$)	--
R_t	Rayon du tube extérieur	m
R_{obs}	Rayon du tube intérieur (obstacle)	m
Re_ω	Fréquence adimensionnelle ($= \frac{\omega \cdot D^2}{4 \cdot \vartheta}$)	--
t	Temps	Sec
t_0	Temps de référence	Sec
T	Température	K
T^*	Température adimensionnelle	--
T_p^*	Température adimensionnelle de la paroi chauffée	--
T_{ad}^*	Température adimensionnelle de la paroi adiabatique	--
U	Composante axiale de la vitesse	$m \cdot Sec^{-1}$

U_m	vitesse débitante instantanée	$m \cdot \text{Sec}^{-1}$
V	Volume	m^3
V_{deb}	Vitesse débitante	$m \cdot \text{Sec}^{-1}$
X	Cordonnée axiale (axe de la conduite)	m

Caractères grecs :

α	Nombre de Womersley ($= \sqrt{Re\omega}$)	--
γ	Gradient de température longitudinal	$K \cdot m^{-1}$
μ_d	Viscosité dynamique	$\text{Pa} \cdot \text{Sec}$
ν	Viscosité cinématique	$m^2 \cdot \text{Sec}^{-1}$
ρ	Masse volumique	$\text{Kg} \cdot m^{-3}$

Notations utilisées :

$$\beta = i^{\frac{1}{2}} \cdot \alpha$$

$$\delta = \beta \sqrt{Pr}$$

$$\gamma^* = \frac{Rt}{Lt}$$

Légende des couleurs :

—	0°
—	30°
—	60°
—	90°
—	120°
—	150°
—	180°
—	210°
—	240°
—	270°
—	300°
—	330°

Sommaire

Sommaire :

Nomenclature :

Sommaire :

Introduction Générale :

1. Introduction.	1
2. Description de l'étude.	1
3. Objectifs de l'étude.	2
4. Contenu du mémoire.	2

Chapitre I : Etude Bibliographique

I.1. Etude bibliographique.	4
-----------------------------	---

Chapitre II : Formulation Mathématique du Problème

II. Formulation mathématique du problème.	
II.1 Position du problème.	22
II.2 Equations générales du problème.	23
II.2.a. Équation de continuité.	23
II.2.b. Équation de la quantité de mouvement.	23
II.2.c. Équation de l'énergie.	24
II.3. Hypothèses simplificatrices.	24
II.4. Equations simplifiées.	25
II.4.a. Équation de continuité.	25
II.4.b. Équation de conservation de la quantité de mouvement.	25
II.4.c. Équation de conservation d'énergie.	25

Chapitre III : Etude Analytique

III. Développement des équations régissant l'écoulement pulsé en présence d'un champ magnétique	
III.A. Le cas de l'écoulement cylindrique.	27

III.A.1 Détermination du profil de la vitesse.	27
III.A.2 Détermination du profil de la température.	32
III.B Cas de l'écoulement dans un espace annulaire.	34
III.B.1 Détermination du profil de la vitesse.	34
III.B.2 L'influence de la largeur de l'espace annulaire sur les profils de la vitesse.	36
III.B.3 Calcul de la position du maximum de la vitesse.	37
III.B.4 Détermination du profil de la température.	40

Chapitre IV : Etude Numérique et Validation

IV.1 Introduction.	45
IV.2 Maillage utilisé.	46
IV.3 Schéma de discrétisation.	47
IV.4 Traitement des opérateurs aux frontières.	47
IV.5 Validation du code de calcul.	53
-La variation du profil de la vitesse.	53
-L'influence de la réduction de l'espace annulaire sur le profil de la vitesse.	56
-Les profils de la température.	57
-Le profil radial de la vorticité	58

Chapitre V : Résultats et Discussions

V.1 Introduction.	60
V.2 Le profil radial de la vitesse.	60
V.3 La variation temporelle de la pression.	62

V.4 La variation temporelle de la vitesse.	63
V.5 La variation temporelle de la température.	64
V.6 Etude du déphasage dans le plan de phase.	66
V.6.1 Plan de phase (Gradient de Pression _ Vitesse).	67
V.6.2 Plan de phase (Gradient de Pression _ Température).	69
V.7. Etude de l'influence de l'amplitude sur le transfert de chaleur.	70
V.7. 1 L'évolution temporelle du nombre de Nusselt.	70
V.7. 2 L'influence de la fréquence sur l'évolution temporelle du nombre de Nusselt.	71
V.7. 3 L'influence de l'amplitude sur le profil de la température.	72
V.7. 4 L'influence de l'amplitude sur l'évolution temporelle du nombre de Nusselt.	72
V.8. Etude de l'influence du nombre de Hartmann sur les lignes de courant.	74
V.9 Etude de l'influence de la fréquence sur les lignes isothermes.	78

Conclusion Générale

Conclusion et perspectives	81
Annexe1 : Schéma de discrétisation.	83
Annexe2 : Généralités sur les fonctions de Bessel.	85
Annexe3 : Publication internationale	87

Références Bibliographique.

Introduction Générale

I. INTRODUCTION GENERALE

I.1. Introduction:

Le problème de transfert de chaleur dans les écoulements pulsés intéresse de très nombreux domaines vu son implication dans différents phénomènes naturels et processus industriels on cite les moteurs Stirling, les échangeurs de chaleur, le transport des produits énergétiques, le raffinage du pétrole, ainsi que dans le domaine médical particulièrement le traitement des vaisseaux sanguins.

De nombreux travaux de recherche ont été consacrés à la compréhension et à la modélisation du transfert de chaleur en écoulement pulsé. Ce qui a fait l'objet d'un grand nombre de publications.

Notre étude s'intéresse à l'influence du champ magnétique sur le transfert de chaleur et de masse d'un fluide conducteur d'électricité en écoulement pulsé.

I.2. Description de l'étude:

Vu l'influence importante de l'effet annulaire sur les profils de vitesse et de température, l'amplitude des oscillations de l'écoulement affecte d'une manière directe le coefficient de transfert de chaleur ce qui conduit à l'augmentation artificielle de: 1). la conductivité thermique équivalente, 2). le déphasage entre les flux thermiques échangés et les écarts de température fluide-paroi, 3). le déphasage entre les coefficients de frottements et la vitesse du fluide, 4). la présence d'un maximum de flux près des parois contrairement au cas de l'écoulement, laminaire, stationnaire. (Écoulement de Poiseuille), ou le maximum est au centre.

Il est donc nécessaire de développer des nouvelles solutions analytiques et numériques pour adapter les corrélations existantes relatives aux problèmes oscillatoires, afin de dimensionner d'une manière correcte les moteurs thermiques et les échangeurs de chaleur opérant sous ce type d'écoulement.

I.3. Objectifs de la thèse:

Ce travail a pour but d'étudier l'influence de l'amplitude des oscillations sur le mécanisme de transfert de chaleur entre un cylindre chauffé et un écoulement oscillatoire de fluide réel confiné dans un espace annulaire, le choix d'un cylindre est dû en raison de son importance dans l'industrie.

Une étude analytique a été développée concernant la vitesse et la température du fluide oscillant dans l'espace annulaire, le traçage est assuré par l'utilisation des sub-routines du MATLAB qui calculent les fonctions de Bessel avec une grande précision. Dans la partie numérique un code de calcul basé sur la méthode des différences finies suivant le schéma implicite pure à été développé et validé.

I.4. Contenu de la thèse:

Cette étude est organisée comme suit:

Le premier chapitre présente la contribution des principaux travaux relatifs à l'étude dynamique et thermique des écoulements pulsés en présence d'un champ magnétique.

Une formulation mathématique et des hypothèses simplificatrices adaptées à notre étude sont proposées dans le deuxième chapitre.

Le développement des équations qui régissent le mouvement pulsé du fluide dans un cylindre et dans un espace annulaire avec les résultats des profils de vitesse et de température sont présentés dans le troisième chapitre.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude numérique basée sur la méthode des différences finies suivant le schéma implicite pure, et la validation du code de calcul développé.

En cinquième chapitre, le traitement de l'influence de l'amplitude des pulsations sur le comportement des champs dynamiques et thermiques est illustré. Une approche théorique est effectuée pour décrire le phénomène annulaire à la paroi ainsi que l'évolution temporelle du nombre de Nusselt en fonction de la fréquence et en fonction de l'amplitude.

Enfin, une conclusion générale et des perspectives pour le prolongement de l'étude sont présentées en dernier chapitre.

Chapitre 1

Etude Bibliographique

I.1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Les besoins d'améliorer les performances des machines Stirling et les échangeurs de chaleur ont amené les chercheurs à prendre une attention particulière pour étudier le transfert de chaleur et les caractéristiques des fluides dans les écoulements pulsés. Le dimensionnement des échangeurs de chaleur, en particulier, fait souvent appel aux corrélations de l'écoulement stationnaire, alors que ces dernières ne sont pas applicables dans le cas d'un écoulement pulsé.

La lubrification classique (utilisations des huiles, graisses) présente aux hautes températures ($> 200\text{ °C}$) des inconvénients majeurs, citons parmi eux ; les instabilités thermique, la faible conductibilité thermique, et la tension de vapeur élevée. Sachant que la température peut atteindre $250\text{ à }350\text{ °C}$ dans les pompes mécaniques et les turbines (les paliers doivent atteindre une température de fonctionnement supérieur à 500 °C dans le domaine de l'aéronautique), d'où l'importance d'implémenter des circuits de refroidissement très efficaces et parfois même la nécessité d'alimenter le film sous pression pour qu'il soit à une pression supérieure à la pression de vapeur saturante du lubrifiant ; faute de ces précautions, le lubrifiant sera en moyenne partie vaporisé ou décomposé et la lubrification mauvaise.

La lubrification par conducteurs liquides (K, Ga, HgIn, Na, NaK, Hg...) a connu une attention particulière dans ces trois dernières décennies, en raison de leur plus grande facilité à travailler dans des conditions spécifiques difficiles grâce à leur haute conductivité thermique (plusieurs centaines de fois celle d'une huile). Cet avantage permet d'éliminer les échauffements locaux des pièces lubrifiées et donc éviter les grippages dus à ces échauffements. Ces lubrifiants liquides se spécifient aussi par leur grande stabilité thermique et leur faible tension de vapeur (à l'exception du mercure).

Néanmoins, un métal liquide a, en tant que lubrifiant, deux défauts ; une viscosité dynamique faible (10^{-3} à 2×10^{-3} Pa·s), ce qui correspond à une charge admissible faible. Le deuxième défaut est la viscosité cinématique faible, de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-6} m²/s (par exemple, on trouve $0,5$ à $0,6 \times 10^{-6}$ m²/s pour le sodium à 100 °C

et $20 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ pour une huile). Le régime de transition est donc atteint pour des vitesses modérées (quelques centaines de tr/min) et le couple de frottement sur l'arbre devient important. L'utilisation de systèmes lubrifiés par métal liquide est donc limitée.

Pour remédier à ces inconvénients, on peut créer, dans le film, des forces volumiques, en l'occurrence, puisque le métal liquide est conducteur, des forces électromagnétiques qui aident les forces de viscosité ; on obtient ainsi des paliers lubrifiés par voie magnétohydrodynamique (MHD).

La magnétohydrodynamique est l'étude des mouvements des fluides conducteurs de l'électricité en présence de champs magnétique et électrique. En combinant champ magnétique et champ électrique, il est possible de créer des forces de Lorentz-Laplace. Ces forces sont capables d'agir sur l'eau de mer et ainsi de propulser un navire.

Les premiers travaux sur les écoulements pulsés réfèrent à **Richardson et Tyler (1929) [1]**, ils ont mis en évidence l'existence d'un effet annulaire sur les profils de vitesse et de température par des mesures expérimentales. Cet effet est caractérisé par la présence d'un maximum de vitesse aux alentours des parois et non pas au centre de l'écoulement.

Les travaux de **Womersley (1955) [2]** et **Uchida (1956) [3]** ont validé les résultats de **Richardson et al [1]** par l'analyse du mouvement sinusoïdal et non-sinusoïdal d'un écoulement oscillatoire d'un fluide incompressible dans une conduite horizontale.

Atabek et Chang (1961) [4] ont développé une solution analytique pour les profils de vitesse en écoulement laminaire pulsé dans un tube cylindrique. Ils ont considéré que l'écoulement est établi avec une vitesse débitante sous forme d'une somme algébrique des pulsations en sinus et en cosinus. Ils ont obtenu une expression de la vitesse, écrite sous forme d'une série de fonction de Bessel de première espèce d'ordres 0 et 2.

Siegl et Perlmutter (1962) [5] ont démontré par la suite que le transfert de chaleur total dépend explicitement de la fréquence des pulsations, et que le nombre de Nusselt local résultant présente un comportement périodique et axial dans le cas où la température des parois est considérée constante.

Les travaux précurseurs qui sont consacrés à l'étude des systèmes de lubrification par voie Magnétohydrodynamique (MHD) ont été publiés en **1962**. Depuis, on compte de très nombreux travaux de recherche consacrés à ce thème, dont la plupart présentant un caractère strictement théorique.

Au vu de ces études, il apparaît que, par rapport à la lubrification hydrodynamique, on peut obtenir toute une série d'avantages dont, en premier lieu une force portante supérieure. C'est ainsi que, sous l'action des forces électromagnétiques, on peut assurer la circulation du métal liquide à travers le système afin d'améliorer les conditions de refroidissement des pièces et de prévenir les échauffements locaux excessifs; la nécessité de réaliser un système spécial d'alimentation disparaît alors. De même, un fonctionnement hydrostatique est possible, sous l'action des seules forces électromagnétiques. Les insuffisances principales de la lubrification M.H.D, s'opposant à son utilisation pratique, sont liées à la structure de l'inducteur, responsable du champ magnétique; en effet, il convient de créer des champs magnétiques importants garantissant dans la veine des nombres de Hartmann élevés, avec de faibles dimensions du dispositif engendrant le champ.

Sparrow et al (1962) [6] sont les premiers qui ont conduit une investigation portant sur l'interaction entre la convection naturelle d'un fluide et un champ magnétique externe. Ils ont considéré le cas d'un écoulement, en régime de type couche limite laminaire, sur une plaque verticale isotherme. Ils ont conclu que, pour des métaux liquides, le transfert de chaleur par convection naturelle pouvait être notablement affecté par la présence d'un champ magnétique; alors qu'avec d'autres fluides ces effets étaient très petits.

Le même problème a été repris par **Emery et al (1963) [7]** afin de déterminer l'effet d'un champ magnétique sur la convection naturelle d'un fluide conducteur (mercure) confiné dans une cavité verticale. La plaque verticale est placée dans un canal rectangulaire vertical et étroit. Les résultats de l'expérimentation ont montré que la réduction du taux de transfert de chaleur à travers le mercure, due à l'application d'un champ magnétique transversal B'_0 , est fonction du paramètre $B_0'^2/\sqrt{\Delta T_c}$, dans lequel ΔT_c est la différence de température entre les parois verticales de la cavité.

L'écoulement oscillatoire d'un fluide visqueux, incompressible, dans une conduite verticale rectangulaire a été étudié par **Soundalgekar (1973) [8]** en utilisant la méthode de **Stuart (1955)** qui a étudié l'écoulement oscillatoire dans une conduite rectangulaire poreuse et verticale. Le même auteur **Soundalgekar (1975) [9]** a repris le même problème précédent mais cette fois en présence d'un champ magnétique transversal.

Barral et al (1978) [10] ont effectué une étude théorique sur le comportement d'un palier lisse à film porteur complet dont le lubrifiant, électro conducteur, est soumis à un champ magnétique tournant bipolaire. L'étude, limitée à de faibles valeurs du nombre de Reynolds modifié et des fluctuations de la vitesse, permet de mettre en évidence les caractéristiques principales du système. Ils ont montré notamment que la force portante croît avec le nombre de Hartmann. Ils ont validé par la suite leurs résultats théorique par une autre étude expérimentale, du moins tant que le régime d'écoulement est laminaire non tourbillonnaire.

Les résultats analytiques de **Faghri et al. (1979) [11]** montrent que les pulsations augmentent le nombre de Nusselt pour le cas d'un fluide newtonien en écoulement pulsé, cette augmentation dépend de l'amplitude des pulsations et le nombre de Prandtl, ce qui montre également que pour des faibles fréquences le nombre de Nusselt ne dépend pas de la fréquence. Ils ont conclu que l'influence des pulsations sur le transfert thermique est due à l'interaction du profil de la température avec celui de la vitesse. Ils ont introduit un terme supplémentaire dans l'équation d'énergie pour décrire l'augmentation considérable des taux de transfert de chaleur.

La convection libre magnétohydrodynamique à une très grande importance vue ses applications technologiques et industrielles, citons parmi eux ; la production de l'acier.

Raptis et al. (1982)[12] ont étudié la stabilité de l'écoulement d'un fluide en milieu poreux bordé par deux plaques horizontales infinies, en présence d'un champ magnétique constant vertical. Les effets du nombre de Grashof, et de la perméabilité ont été observés sur le champ de vitesse. Les résultats montrent que lorsque le nombre de Grashof augmente, la vitesse diminue alors que cette dernière augmente quand la perméabilité augmente.

Iwabuchi et Kanzaka (1982) [13] ont examiné expérimentalement le transfert de chaleur pour un écoulement oscillatoire dans une installation conçue d'une façon à avoir des résultats pour les prototypes de moteurs thermiques bien spécifiques; ils ont présenté leurs résultats en terme de rpm, a vrais dire la différence de pression en fonction de phase entre les pistons opposés, mais ils n'ont pas essayer de corrélér leurs résultats de transfert de chaleur oscillatoire en terme de paramètres adimensionnelles, c'est pour cette raison que leurs résultats étaient inexploitable.

Hwang et Dybbs (1983) [14] ont présenter leurs résultats de transfert de chaleur oscillatoire en terme de nombre de Nusselt en opposition du nombre de Reynolds à des amplitudes d'oscillations différentes, c'est en (1986) que **Simon et Seume [15]** ont donné un aperçu excellent sur les différences importantes entre l'écoulement stationnaire et l'écoulement oscillatoire relatif au transfert de chaleur.

Wu et al. (1990)[16] ont examiné la résistance de l'écoulement oscillatoire et le transfert de chaleur dans les échangeurs de type cryocooler. Ils ont trouvé que la valeur moyenne du nombre de Nusselt dans un cycle est constante et qu'elle est indépendante de la fréquence pour un large domaine des nombres de Reynolds moyens sur le cycle.

En ce qui concerne les écoulements laminaires alternatifs dans les tubes, peu de travaux relativement qui ont étaient publier, en (1991) **Peacock et Stairmand[17]** ont négliger le changement des profils de vitesse d'un flux alternatif dans la région

d'entrée, car les profils de vitesse d'un débit oscillant ont tendance à être plus plats que ceux d'un fluide régulier.

Quant à l'écoulement stationnaire, **Chayrreyon [18]** a basé son étude sur les observations faites par **Golaberg [19]**, il a suggéré que l'amplitude d'entrée peut varier au cours d'un cycle et il a proposé une variation d'amplitude d'entrée au cours du temps, qui est similaire à la variation d'amplitude d'entrée au cours du temps d'un écoulement pulsé.

Gnerrard et Hughes [20] ont déduit, à partir de l'observation de l'écoulement stationnaire, le développement des profils de vitesse d'un débit alternatif à l'entrée d'une conduite circulaire. A l'entrée de l'écoulement stationnaire, le tourbillon généré par la paroi se diffuse sur toute la section transversale du tube. Dans un écoulement alternatif le tourbillon se diffuse à l'entrée du tube seulement, en traversant la région oscillant limité par l'épaisseur de la couche limite. Sur la base de cette observation, ces deux chercheurs ont trouvé que le développement des profils de vitesse d'un écoulement alternatif à l'entrée d'un tuyau circulaire est le même que pour un écoulement stationnaire si la distance axiale x à partir de l'entrée et les caractéristiques de longueur et de vitesse pour un écoulement stationnaire sont remplacées par l'épaisseur de la couche limite et la vitesse moyenne $\langle U_t \rangle$ pour un écoulement alternatif.

Gedeon [21] a utilisé une résolution analytique de l'équation de conservation de la quantité de mouvement et celle du transfert de chaleur en se basant sur la solution exacte donnée par **U.H.Kurzweg [22]**. De cette manière, il a déterminé un coefficient de transfert de chaleur moyen sur la section droite du canal, qui puisse être utilisé dans des modèles monodimensionnels. Il a généralisé la définition du coefficient de transfert de chaleur.

Il a également montré qu'il existe un déphasage entre la différence de température et le flux de chaleur dans le cas où l'écoulement du fluide est soumis à des pulsations rapides entre les plans parallèles d'un canal. Pour fréquences élevées, ce déphasage tend vers 90° .

Al Haddad et Al Binally (1989) [23] ont étudié, expérimentalement, l'effet des pulsations introduites sur le transfert de chaleur dans un écoulement d'un fluide dans une conduite circulaire. Ils ont développé une corrélation empirique pour prédire le coefficient du transfert de chaleur en régime stationnaire et pulsé. La fréquence des pulsations a une forme sinusoïdale qui varie de 4 à 60 Hz. Ils ont utilisé une combinaison, de nombres adimensionnels, composée de nombre de Reynolds et de la fréquence adimensionnelle de l'écoulement pour corréler le comportement thermique avec ces paramètres. Ils ont montré que pour les systèmes à basses fréquences, l'amplitude des fluctuations a un effet négligeable sur le coefficient du transfert de chaleur.

Ozoe et Okada (1989)[24] ont conduit une investigation sur l'effet de champs magnétiques externes, exercés dans les trois directions, sur la convection naturelle tridimensionnelle dans une cavité cubique. Ils ont observé que le champ magnétique externe perpendiculaire à la couche verticale est le plus efficace pour supprimer la convection. Par contre, celui qui est parallèle aux parois verticales chauffées et refroidies est le moins efficace, bien qu'il soit perpendiculaire à la circulation de l'écoulement principal le long des frontières verticales et horizontales.

Keltner et al (1990) [25] ont effectué une analyse sur l'effet du changement de la pression sur l'écoulement du sang sous l'action d'un champ magnétique très puissant. Leurs études ont montré que les solutions du Chlorure de Sodium ont été retardées de 15%, pour des valeurs de champ magnétique qui varient entre 2.3 et 4.7 Tesla.

Zhao et Cheng [26] ont obtenu une solution numérique pour le développement d'un écoulement alternatif laminaire dans une conduite de longueur finie. Les résultats numériques de profils de vitesse sont typiquement transitoires au cours d'un cycle complet à différents endroits le long de la conduite pour une amplitude = 10 et $Re_{\omega} = 100$. Lorsque $x=0$, le fluide rentre dans la conduite comme un bouchon de circulation au cours de la première moitié du cycle ($0^{\circ} < f < 180^{\circ}$), et une couche limite visqueuse causée par les frottements avec la paroi du canal à l'entrée.

Kim et al (1993) [27] ont étudié le transfert de chaleur par une résolution numérique des équations de la mécanique des fluides. Ils ont pris une géométrie et des conditions aux limites comme suit : écoulement pulsé et hydrodynamiquement développé dans la partie chauffée de la canalisation. Leurs résultats sont légèrement différents de ceux obtenus par les analyses. Ils ont remarqué que le nombre de Nusselt varie beaucoup avec l'amplitude A_0 de la partie oscillante de la vitesse et très peu avec la fréquence adimensionnelle.

Cooper et al (1994) [28] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection dans une conduite rectangulaire chauffée par le bas et un écoulement oscillatoire périodique. Leurs résultats montrent que pour des fréquences adimensionnelles où Re_ω varie de 43 à 684 et des amplitudes adimensionnelles A_0 varie de 23 à 600, le taux du transfert de chaleur croit lorsque la fréquence des oscillations et le déplacement relatif augmentent.

Zhao et Cheng (1995) [29] ont effectué, en parallèle des études expérimentales et numériques sur un écoulement laminaire d'air oscillant à l'intérieur d'un tube cylindrique et chauffé par un flux de chaleur uniforme. A partir des mesures de températures, au centre du tube à plusieurs positions axiales et au niveau de la paroi intérieure du réchauffeur, ils ont déterminé une corrélation du nombre de Nusselt moyen à partir de la définition classique suivante:

$$\overline{Nu} = 8,95 \cdot 10^{-3} \cdot A_0^{0,85} Re_\omega^{0,58}$$

Cette corrélation indique que le taux du transfert de chaleur augmente avec l'amplitude adimensionnelle A_0 et le nombre de Reynolds cinétique. En raison des exposants. L'erreur relative maximale observée entre cette corrélation et celle obtenue par la méthode expérimentale est d'environ 12.8%. En **1996** les deux auteurs **Zhao et Cheng** ont remplacé la condition du flux imposé par la condition de température imposée, Ils ont utilisé une nouvelle définition du nombre de Nusselt local instantané adapté à l'écoulement oscillatoire. Ils ont développé la corrélation suivante:

$$\overline{Nu} = 1,99 \cdot 10^{-3} \cdot A_0^{0,9} Re_\omega^{0,658} \cdot \left[43,74 \left(\frac{D}{L} \right)^{1,18} + 0,06 \right]$$

Les travaux de **Moshandrou et Zamir (1997) [30]**, sont fondés sur l'expression classique du profil de vitesse donnée par **Uchida (1956)** pour déterminer la variation de la température et le nombre de Nusselt en écoulement pulsé dans un tube à flux de chaleur constant à la paroi. Les résultats obtenus montrent qu'autour de la fréquence adimensionnelle $\omega=15$, le taux de transfert augmente pour atteindre son maximum. Par contre, pour les fréquences approximativement inférieures à 5 et supérieure 25, l'effet de la pulsation s'inverse. Les auteurs, ont expliqué cette variation par la présence de l'effet de Richardson dans les basses et les hautes fréquences.

Guo et Sung (1997) [31] ont étudié l'influence de l'amplitude sur quatre versions du nombre de Nusselt suivant la température moyenne du fluide. Ils ont opté pour une température calculée à partir de la moyenne de l'énergie massique. Pour les faibles amplitudes ($0 < A_0 < 1$), la variation du nombre de Nusselt dépend de la fréquence de pulsation. Cependant pour les grandes amplitudes ($A_0 > 1$), le transfert de chaleur augmente quelque soit la fréquence de pulsation.

Dongning et al. (1997) [32] ont étudié l'influence du champ magnétique variable sur l'écoulement pulsé. Ils ont proposé une solution analytique de l'équation dynamique de conservation de quantité de mouvement pour un écoulement pulsé dans un tube cylindrique, ils ont obtenu les profils de vitesse radiale qui avaient un rôle très important dans la compréhension de l'influence des basses fréquences d'un champ magnétique variable sur la hémodynamique et dans les applications médicale.

Naotaka et Minoru (2000) [33] ont analysé numériquement le transfert de chaleur pour l'écoulement du Lithium dans une cavité rectangulaire avec la présence d'un champ magnétique transversal. Ils ont utilisé la méthode des différences finis afin de résoudre les équations de Navier-Stokes avec le terme qui représente la force de Lorentz. Les résultats ont montré que le nombre de Nusselt augmente de 42- 50 % par rapport au transfert de chaleur dans l'hydrodynamique, et cela pour un nombre de Hartmann égale à 1900.

Habib et al. (2002) [34] ont réalisé une étude expérimentale sur les caractéristiques du transfert de chaleur pour un écoulement laminaire pulsé dans une

conduite à différentes conditions du nombre de Reynolds ($780 < Re < 1987$) et de la fréquence de pulsations ($1 < f < 29.5\text{Hz}$). Les auteurs ont constaté l'existence d'une bande de fréquences qui favorise le transfert de chaleur et varie avec le nombre de Reynolds. Une réduction du nombre de Nusselt moyen relatif est enregistrée en dehors de cette bande. Cette réduction est proportionnelle à la fréquence. Elle est de 40% pour les fréquences qui varient de 4.1 à 17Hz, et elle est de 20% pour les fréquences qui varient de 17 à 29 Hz. Une équation adimensionnelle empirique a été développée pour le nombre de Nusselt reliant le nombre de Reynolds ($750 < Re < 2000$) et la fréquence adimensionnelle ($3 < \omega < 18$).

En utilisant la méthode de différences finies, **Chamkha et Al-Naser(2002)** [35] ont résolu numériquement le problème de la convection hydromagnétique doublement diffusive d'un mélange binaire de gaz dans une cavité rectangulaire où les parois supérieure et inférieure sont adiabatiques. Des températures et concentrations constantes sont imposées le long des deux parois verticales. Les forces de poussée thermique et solutale sont opposées l'une de l'autre et la possibilité d'une génération de chaleur interne est prise en considération. Un champ magnétique uniforme est appliqué dans la direction horizontale. Ils ont montré que l'effet du champ magnétique était d'augmenter l'intensité du transfert thermique et l'intensité de l'écoulement du fluide dans la cavité. En outre, à mesure que le nombre de Lewis augmente, les nombres moyens de Nusselt et de Sherwood augmentent aussi pour la plupart des valeurs du rapport de force de volume considérées dans leur étude.

Pour un écoulement pulsé dans une conduite à travers un orifice, **Yakhot et Leopold (2003)** [36], ont utilisé le plan de phase pour représenter la trajectoire de vitesse et le gradient de pression imposé pendant un cycle. La représentation des trajectoires à chaque cycle dans le plan de phase pour différentes oscillations a une forme elliptique. Les résultats montrent que l'axe de révolution et l'aplatissement de cette trajectoire elliptique dépendent de la fréquence et du rapport des amplitudes de la vitesse et du gradient de la pression. Ils ont montré aussi que la forme de déphasage au niveau des hautes fréquences (proche ou égal 90°) est circulaire dans le plan de phase. Sous les mêmes conditions et avec la méthode numérique Immersed-Boundar, ils ont montré en (2004) que la longueur de la recirculation de l'écoulement

possède une forme périodique, de même période que l'écoulement imposé et qui présente un déphasage de 180° pour le nombre de Womersley supérieur à 7 ($\lambda > 7$).

Yu et al. (2004)[37] ont présenté une étude sur le transfert de chaleur par convection d'un écoulement laminaire pulsé dans un tube circulaire avec un flux de chaleur pariétal constant. Une solution analytique des équations de l'énergie et de la quantité de mouvement est obtenue en supposant que la solution est donnée sous forme d'un champ moyen plus une fluctuation. Les résultats indiquent que la température et le nombre de Nusselt fluctuent périodiquement autour des solutions stationnaires de la convection laminaire avec des amplitudes qui dépendent de la fréquence et l'amplitude de l'écoulement pulsé. Les auteurs ont montré aussi que les pulsations n'ont aucun effet sur le nombre de Nusselt moyen.

U. H. Kurzweg et al.(2004) [38] ont mené une expérience dans un appareil qui contient deux fluides dans deux réservoirs distants, reliés par des tubes capillaires (d'une longueur L). Un réservoir est soumis à une haute température, tandis que l'autre à une basse température. Les deux réservoirs ont été équipés d'une membrane en caoutchouc souple afin que le fluide incompressible (eau), qui remplit tout l'espace dans le raccordement des tubes et les réservoirs, puisse être oscillé par l'application d'un agitateur externe. Si on considère dans ce système que le fluide est de papeterie, alors dans ce cas, le taux de transfert de chaleur entre les deux réservoirs, est due à la conduction, comme s'il n'existe pas de convection libre, et elle peut être évaluée ensuite par la formule suivante:

$$Q = A_c \frac{T_H - T_L}{L} \cdot \lambda_f$$

Où:

A_c : est la section transversale de l'appareil raccordée aux tubes.

λ_f : est la conductivité thermique du fluide.

Ils ont montré que si un fluide incompressible oscille dans les tubes avec une vitesse moyenne nulle, le taux de transfert de chaleur peut être aussi évalué de manière similaire comme suit:

$$Q = A_c \rho_f C \alpha_{eff} \frac{T_H - T_L}{L}$$

Où:

α_{eff} est la diffusivité thermique effective.

Ils ont mesuré un flux de chaleur Q/A_c jusqu'à 2920 KW/m², ce qui représente environ 27 fois plus à celui obtenu pour le cas du cuivre sous le même gradient de température qui vaut 2,8 ° C, et il est comparable à celui obtenue avec les caloducs. Ils ont aussi trouvé que les grandes oscillations de température dans la direction normale à la paroi des tubes sont produites lorsque le liquide oscille à la présence d'un mouvement axial du gradient de température. L'effet global de ce mécanisme est de transférer la chaleur de la partie la plus chaude vers la partie froide du fluide sans accompagnement de transfert de masse. C'est pour cette raison que ce mécanisme semble parfaitement adapté pour diminuer la chaleur à partir des substances dangereuses (liquides radioactifs).

Korichi, Cherifi et al. [39] (2005) ont mené une étude numérique de la convection forcée laminaire transitoire dans un canal en présence d'un cylindre de section carrée placé transversalement au sens de l'écoulement, dont la surface est chauffée à une température maintenue constante T_0 . Ils ont pris en considération le cas où l'écart de température, $(T_0 - T_\infty)$ est faible dans la limite à permettre de négliger l'effet gravitationnel et supposer que le régime est en mode convection forcée (nombre de Richardson $Ri \approx 0$). Le but de cette étude est de comprendre et d'explorer la structure des champs dynamiques et thermiques de l'écoulement ainsi que la quantification des transferts de chaleur convective fluide-cylindre.

Hof et al. (2005)[40] ont obtenu des résultats expérimentaux concernant l'effet d'un champ magnétique sur la stabilité de la convection dans un métal liquide. Ils ont utilisé un récipient rectangulaire contenant du gallium soumis à un gradient de température horizontal. Un champ magnétique uniforme est appliqué séparément dans les trois directions. Ils ont montré alors que l'efficacité du champ magnétique dépend fortement de son orientation par rapport au gradient de la température. En effet, les champs magnétiques verticaux et transversaux suppriment fortement les oscillations se produisant au début de la convection.

Henry et al. (2005)[41] ont étudié les effets d'un champ magnétique vertical et de la tension de surface sur la stabilité de la convection thermogravitationnelle dans une couche fluide horizontale infinie sujette à un gradient de température horizontal. La solution analytique est obtenue sur la base de la théorie de la stabilité linéaire. Ils ont montré qu'un champ magnétique et une force de surface stabilisent fortement l'écoulement en ce qui concerne les modes oscillants bidimensionnels d'origine dynamique. L'évolution de ces modes est caractérisée par de plus longues cellules et des fréquences plus fortes.

Mehmood et Ali (2006) [42] ont prolongé l'étude de **Makinde et Mhone (2005) [43]** concernant l'effet de ne pas utiliser la condition d'adhérence à la paroi pour l'écoulement oscillatoire d'un fluide incompressible, conducteur d'électricité, soumis à un champ magnétique dans un milieu poreux. Ils ont proposé une solution analytique exacte qui traduit le champ de vitesse. Leurs résultats montrent que l'augmentation du nombre de Hartmann et du nombre de Grashoff causent la diminution de la glissade au niveau des parois, contrairement au nombre de Peclet.

Bég et al. (2006)[44] ont simulé l'écoulement pulsé du sang soumis à un champ magnétique dans une conduite poreuse. Ils ont utilisé la méthode des éléments finis pour déterminer la distribution de la vitesse radiale, et l'évolution temporelle de la concentration. Leurs résultats montrent que la vitesse diminue avec l'augmentation du champ magnétique.

Kaneda et al. (2006)[45] ont étudié expérimentalement et numériquement la convection naturelle d'un métal liquide dans une cavité cubique, sous un champ magnétique uniforme et un courant électrique externe. En appliquant uniquement le champ magnétique, la convection naturelle est amortie par la force de Lorentz qui est l'interaction entre le courant électrique induit et le champ magnétique externe. Par contre, l'écoulement et le taux de transfert thermique de la paroi chaude à la paroi froide sont très affectés, quand le champ magnétique et le courant électrique externe sont appliqués en même temps.

Hadj Ali, Ghezal et al. [46](2006) ont étudié analytiquement et numériquement l'influence d'un débit pulsé sur le comportement dynamique d'un

écoulement de fluide autour d'un cylindre horizontal se trouvant dans une conduite cylindrique. L'étude analytique a permis d'établir une expression théorique qui détermine le maximum de la vitesse en fonction de la fréquence et du temps. Le résultat a été validé et confirmé numériquement, il montre, d'une part, que l'effet annulaire s'accroît avec la fréquence et diminue avec la phase, et d'autre part, l'influence des oscillations commence à partir d'une fréquence située au delà de $Re_0 = 150$. Ces résultats ont été aussi comparés au cas d'un écoulement plan dans une conduite rectangulaire où l'effet annulaire n'est présent que pour certaines phases, contrairement au cas cylindrique.

Bhargava et al. (2007)[47] ont présenté une étude numérique du transfert de masse et de chaleur dans une conduite poreuse d'un bio-fluide conducteur de l'électricité, en écoulement pulsé. Ils ont utilisé la méthode des différences finies pour résoudre les équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie, en utilisant le nombre adimensionnelle de l'hydromagnétique N_m qui est définie par le rapport entre la force créée par le champ magnétique (force de Lorentz) et la force de viscosité hydrodynamique. Ils ont introduit une impédance linéaire pour les faibles nombres de Reynolds dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Ils ont tracé les profils de vitesse et de concentration pour plusieurs valeurs de nombre de Reynolds (Re), paramètre de Darcy (λ), et le nombre de la magnétohydrodynamique N_m qu'ils l'ont fait varier entre 1 à 15 et ils ont trouvé que l'augmentation de ce nombre accélère l'écoulement, ce qui permet d'utiliser le magnétisme comme un mécanisme de contrôle d'écoulement, par exemple, pour les applications médicales. Le modèle proposé a beaucoup d'autres applications dans la filtration des fluides biologiques (sang) et dans l'industrie pharmaceutique.

L'étude de **Y.Bennakcha [48] (2008)** est consacrée à la résolution numérique des équations de Navier-Stokes et à la connaissance globale du développement des régimes dynamiques et thermiques d'un écoulement pulsé d'un fluide réel, de propriétés physiques constantes, dans une cavité cylindrique chauffée. Il a utilisé la méthode des différences finies où les dérivées partielles sont remplacées par des opérateurs élémentaires de différences. La discrétisation permet de résoudre le

problème sur un nombre fini de points du milieu de fluide, qui forme le domaine d'étude.

Deghmoum et Ghezal [49] (2009) ont traité analytiquement et numériquement l'influence de l'amplitude sur le transfert de chaleur d'un écoulement oscillatoire. L'étude analytique a permis d'établir l'expression qui traduit le champ de vitesse radial dans un espace annulaire entre deux conduites cylindriques, ainsi que l'expression de la température radial dans le fluide qui est entre une conduite extérieure adiabatique et une conduite maintenue à une température constante. Les résultats analytiques ont été très proches aux résultats numériques obtenus à l'aide de la méthode des différences finis (Crank-Nickolson).

Akdag et Ozguc [50] (2009) ont traité expérimentalement le transfert thermique dans un espace annulaire pour un écoulement oscillatoire. Ils ont obtenus de bons résultats de température et de vitesse pour une large gamme de nombre de Reynolds cinétique en faisant varier la valeur de l'amplitude. Ils ont tiré par la suite, en se basant sur les résultats de l'expérience, une relation empirique qui relie le nombre de Nusselt moyen et l'amplitude adimensionnelle ainsi que le nombre de Reynolds cinétique.

Ahmed et al [51] (2010) ont étudié la convection MHD libre et forcée pour un écoulement oscillatoire d'un fluide incompressible, conducteur de l'électricité, dans une plaque poreuse posé verticalement. Ils ont trouvés que l'augmentation de la force magnétique cause la diminution de la vitesse du fluide et donc la diminution de l'échange thermique entre le fluide et la plaque.

Li de Donggang (2011) [52] a étudié l'interaction de diffusion entre l'aluminium et le magnésium contrôlée par un champ magnétique intense de 11.5T sur le comportement de croissance des couches pendant la diffusion réactive dans les couples de diffusion des solides. La zone dièdre se composait toujours de deux couches stables, mais les épaisseurs des couches ont été augmentées par le champ magnétique. Les résultats montrent que la constante de diffusion augmente avec le champ magnétique, augmentant ainsi le gradient potentiel chimique. Il en résulte une augmentation du coefficient d'inter diffusion.

S. Bandyopadhyay (2011) [53] a étudié l'écoulement stationnaire et pulse d'un fluide électriquement conducteur dans une conduite rétrécie localement en présence d'un champ magnétique uniforme transversal externe. Les équations magnétohydrodynamiques non-linéaires régissant simplifiées pour des fluides de faible conduction sont résolues numériquement par la méthode des différences finis en utilisant la formulation de fonction ligne de courant-vorticité. L'analyse indique que la région de séparation d'écoulement est diminuée avec l'augmentation des valeurs du paramètre magnétique. On note que l'augmentation de la force du champ magnétique a comme conséquence l'aplatissement progressif de la vitesse axiale. Les variations de la contrainte de cisaillement à la paroi avec l'augmentation des valeurs du paramètre magnétique sont montrées pour des régimes stationnaires et pulses de l'écoulement. Les résultats montrent que la contrainte à la paroi augmente en fonction du nombre de Hartmann Ha , et que les lignes de courants deviennent plus serrées.

S. Ghaffari et al (2012) [54] ont étudié la distribution de la température dans les parois d'une artère coronaire et l'effet du champ magnétique multidirectionnel sur l'écoulement pulsé du sang. L'étude a été basée sur la méthode des éléments finis couplée avec la méthode des volumes finis, ce qui a permis d'obtenir des résultats numériques, de la distribution de température, détaillés et réalistes. Ils ont constaté, en supposant que la composante horizontale du champ magnétique est nulle, que lorsque la composante verticale du champ magnétique augmente jusqu'à $Ha=10$, l'hétérogénéité de la température augmente. De même, lorsque la composante horizontale du champ magnétique augmente jusqu'à $Ha=20$, avec l'annulation de la composante verticale, l'hétérogénéité de la température augmente aussi. Il est également observé que, l'application de la composante horizontale dans le sens négative par rapport à la composante verticale avec des valeurs égales, permet de réduire l'hétérogénéité de la température au niveau des parois de l'artère.

P. Akbarzadeh (2015) [55] a examiné numériquement l'écoulement pulsé dans des vaisseaux sanguins poreux en présence d'un champ magnétique. L'écoulement du sang a été modélisé en considérant un gradient de pression périodique et la méthode de perturbation analytique a été utilisée pour résoudre les équations non linéaires qui gouvernent ce type d'écoulement. Les résultats numériques sont obtenus pour des petits nombres de Womersley (comme le cas de l'écoulement du

sang dans les artères et capillaires) ainsi qu'une expression analytique pour le profil de vitesse a été développée. Les résultats numériques ont montrés une bonne concordance avec les résultats analytique.

G.C. Shit et al (2015) [56] ont analysé l'écoulement instationnaire du sang et le transfert de chaleur dans le voisinage d'une artère rétrécie en présence du champ magnétique. Ils ont considéré une viscosité du sang variable en fonction de la température afin de s'approcher à la situation réelle du mécanisme d'écoulement d'un fluide physiologique. L'étude numérique a été réalisée en utilisant la méthode des différences finies suivant le schéma de Crank-Nicolson. Les résultats montrent que le débit volumétrique d'écoulement et le transfert de chaleur sont très influencés, au voisinage de la région rétrécie, par le changement de viscosité du sang.

J.C. Misra et al (2016)[57] ont proposé un nouveau modèle mathématique pour étudier l'influence des réactions chimiques, ainsi que le transfert de chaleur et de masse sur l'écoulement oscillatoire du sang en présence d'un champ magnétique. Ils ont trouvé que la viscoélasticité du sang diminue de manière significative la vitesse d'écoulement, et que la contrainte de cisaillement à la paroi est fortement influencée par le régime d'écoulement. L'étude a montré aussi que la réaction chimique fait réduire le transfert de masse et de concentration, par contre, elle a une influence négligeable sur la distribution de la vitesse.

A l'issue de cette vision sur les travaux de recherche qui ont contribués à l'évolution de la mécanique des fluides et le transfert thermique ainsi de leurs applications industrielles, il paraît clairement l'importance de caractériser ce dernier dans le cas des écoulements pulsés en présence d'un champ magnétique.

La majorité des travaux référentiels de ce chapitre portent sur le transfert thermique soit par convection libre en présence d'un champ magnétique, ou par convection forcée à l'aide d'un écoulement pulsé. On a constaté qu'il existe peu de travaux qui s'intéressent aux écoulements oscillatoires ou pulsés en présence d'un champ magnétique. Notre contribution portera sur l'étude analytique et numérique du transfert de masse et de chaleur d'un fluide conducteur de l'électricité, en présence d'un champ magnétique transversal.

Chapitre 2

Formulation du Problème

II. FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

II.1 Position du problème:

On considère un champ magnétique radiale, uniforme et constant qui est imposé à un écoulement pulsé d'un fluide visqueux, incompressible et électriquement conducteur dans une conduite cylindrique à paroi adiabatique de rayon R_t et de longueur L , dans laquelle se trouve une autre conduite cylindrique de rayon R_{obs} et de longueur L , disposé horizontalement à l'axe de symétrie et chauffé à une température constante T_{pr} , le fluide qui circule dans l'espace annulaire entre les deux conduites est initialement au repos et se trouve à la température ambiante T_{amb} (voir la figure II.1).

A l'instant $t=0$, le fluide est pulsé à l'entrée de la conduite suivant l'axe de cette dernière avec un gradient de pression axiale périodique $\frac{\partial P}{\partial x} = -A_0 \cdot \cos(\omega \cdot t)$, de pulsation ω et d'amplitude A_0 .

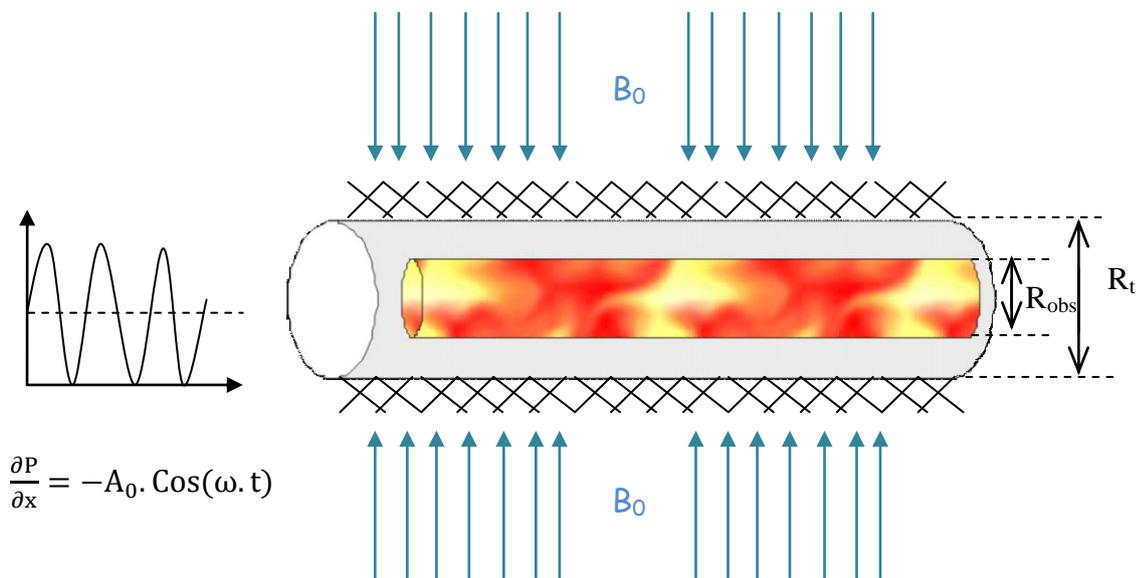


Fig.II.1. La géométrie du problème.

On impose des conditions aux limites en vitesse et température sur les parois latérales des deux conduites ainsi qu'à l'entrée et à la sortie.

II.2 Équations générales du problème:

Le comportement dynamique et thermique du fluide est régi par les équations de Navier-Stokes et l'équation de la chaleur qui sont issues des lois de conservation de masse, d'énergie et de la quantité de mouvement. Elles s'écrivent comme suit:

II.2.a. Équation de continuité:

L'équation de la conservation de la masse est donnée par:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \cdot \vec{V}) = 0 \quad (\text{II.2.1.a})$$

Où V (u, v, w) et le champ de vitesse de l'écoulement et ρ , la masse volumique du fluide.

II.2.b. Équation de la quantité de mouvement:

$$\frac{D(\rho \vec{V})}{Dt} = \vec{\nabla}P - \vec{\nabla} \bar{\tau} + \vec{f} \quad (\text{II.2.1.b})$$

Où : $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \text{grad}$ est la dérivée particulaire, P est la pression et $\bar{\tau}$ le tenseur des contraintes, qui s'exprime en fonction des variations du volume et des vitesses de déformation de la façon suivantes :

$$\bar{\tau} = \mu \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} V_k \delta_{ij} \right] \quad (\text{II.2.2.b})$$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker et μ la viscosité dynamique.

\vec{f} représente les forces extérieures, de gravité plus la force électromagnétique dite de Lorentz due à la présence du champ magnétique qui s'exprime après avoir négligé les forces de gravité pour des raisons de symétrie axiale du problème de la façon suivante:

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} \quad (\text{II.2.3.b})$$

\vec{j} Représente la densité du courant due au mouvement du fluide en présence du champ magnétique, $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$ représente le champ magnétique total et \vec{B}_1 est le champ magnétique induit qui sera négligé par rapport au champ magnétique externe.

Or, d'après la loi d'ohm on a :

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} + \vec{B}) \quad (\text{II.2.4.b})$$

Donc
$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} = -\sigma \times B^2 \times V \quad (\text{II.2.5.b})$$

Où \vec{E} est le champ électrique considéré comme négligeable et σ représente la conductivité électrique.

II.2.c.Équation de l'énergie:

$$\rho \cdot C_p \frac{DT}{Dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right) \nabla \cdot \vec{V} + \varphi \quad (\text{II.2.1.c})$$

Avec $q_j = -\lambda \delta T / \delta x$ est le flux de chaleur par conduction, λ est la conductivité thermique et φ , est la dissipation de l'énergie sous forme de chaleur.

II.3. Hypothèses simplificatrices:

On suppose que:

- l'écoulement est laminaire, incompressible, complètement développé;
- le fluide est newtonien et ses propriétés physique supposées constantes;
- la dissipation visqueuse est négligée;
- les parois de la conduite extérieure sont adiabatiques ;
- le champ magnétique induit est négligeable ;
- les forces de gravités sont négligeables, ce qui impose la symétrie axiale du problème.

II.4. Equations simplifiées:

En tenant compte des hypothèses énoncées précédemment et vu la symétrie axiale du problème, les équations régissant l'écoulement étudié se réduisent en coordonnées cylindriques comme suit :

II.4.a. Equations de continuité:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial t} + \frac{\partial W}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.4.1.a})$$

II.4.b. Equations de conservation de quantité de mouvement:

- Suivant la coordonnée radiale :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{w}{r^2} \right] \quad (\text{II.4.1.b})$$

- Suivant la coordonnée axiale :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] - \frac{\sigma B^2 u}{\rho} \quad (\text{II.4.2.b})$$

II.4.c. Equations de conservation d'énergie:

$$\frac{\partial T(r,x,t)}{\partial t} + u(r,x,t) \frac{\partial T(r,x,t)}{\partial x} = k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r,x,t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T(r,x,t)}{\partial x^2} \right] \quad (\text{II.4.1.c})$$

L'équation de conservation de l'énergie dans le fluide n'admet pas de solution analytique exacte à cause du terme non linéaire $u(r,t) \frac{\partial T_f}{\partial x}$. Pour obtenir le profil de température en écoulement oscillant, il faut donc discrétiser l'équation et la résoudre numériquement ou bien se placer dans des cas particuliers qui permettent de la linéariser.

Chapitre 3

Etude Analytique

III. DÉVELOPPEMENT ANALYTIQUE DES ÉQUATIONS RÉGISSANT L'ÉCOULEMENT PULSE EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

III.A Le cas de l'écoulement cylindrique:

III.A.1 Détermination du profil de la vitesse:

Avec les hypothèses précitées, on a trouvé que:

$$\frac{\partial u(r,t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P(x,t)}{\partial x} + \vartheta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u(r,t)}{\partial r} \right) \right] - \frac{\sigma H^2}{\rho C^2} u(r,t) \quad (\text{III.A.1.1})$$

Avec $u(R_t, t) = 0$

Tel que H : est l'intensité du champ magnétique.

C : est la vitesse de la lumière.

Avec : σ : est la conductivité électrique

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes:

- $r^* = r/R_t$, le rayon adimensionnel;
- $x^* = x/R_t$, l'abscisse adimensionnelle;
- $t^* = \omega t$, le temps adimensionnel;
- $u^* = u/(R_t \omega)$, la vitesse adimensionnelle;
- $p^* = p/(\rho R_t^2 \omega^2)$, la pression adimensionnelle.

On obtient l'équation suivante:

$$R_t \cdot \omega^2 \frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial x^*} \cdot \frac{\rho R_t^2 \omega^2}{R_t} + \vartheta \left[\frac{R_t \omega}{R_t^2} \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + \frac{R_t \omega}{R_t^2} \frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} \right] - \frac{\sigma H^2}{\rho C^2} u^* \cdot R_t \cdot \omega \quad (\text{III.A.1.2})$$

On obtient l'équation adimensionnelle suivante:

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\alpha^2} \left[\frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right] - \frac{\sigma H^2}{\rho C^2 \omega} u^* \quad (\text{III.A.1.3})$$

Sachant que le nombre de Hartmann est: $Ha = R_t \frac{H}{C} \sqrt{\frac{\sigma}{\nu \cdot \rho}}$ (III.A.1.4)

Et que le nombre de Womersley est: $Re_\omega = \alpha^2 = \frac{R_t^2 \cdot \omega}{\nu}$ (III.A.1.5)

On aura donc l'équation adimensionnelle suivante:

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\alpha^2} \left[\frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right] - \frac{Ha^2}{\alpha^2} u^* \quad (III.A.1.6)$$

C'est l'équation adimensionnelle de conservation de quantité de mouvement en présence d'un champ magnétique.

Puisque le gradient de pression varie sinusoidalement avec le temps, le profil de vitesse

adimensionnel peut se mettre sous la forme suivante [59]: $u^*(r^*, t^*) = Re(f(r^*) \cdot e^{i \cdot t^*})$

$$\Rightarrow i \cdot \bar{f} \cdot e^{i \cdot t^*} = \tilde{A} \cdot e^{i \cdot t^*} + \frac{1}{\alpha^2} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \bar{f} \cdot e^{i \cdot t^*} + \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2}{\partial r^{*2}} \bar{f} \cdot e^{i \cdot t^*} - \frac{Ha^2}{\alpha^2} \bar{f} \cdot e^{i \cdot t^*} \quad (III.A.1.7)$$

Qui permet d'écrire l'équation précédente comme suit:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^{*2}} \bar{f} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \bar{f} - [Ha^2 + i \cdot \alpha^2] \bar{f} = -\tilde{A} \cdot \alpha^2 \quad (III.A.1.8)$$

C'est une équation différentielle du second ordre avec second membre, la solution est de type:

$$f_g(r^*) = f_{sans\ second\ membre} + f_{permanente} \quad (III.A.1.9)$$

La solution permanente: $\bar{f}(r^*) = cste \Rightarrow \frac{\partial \bar{f}^*}{\partial r^*} = 0$ et $\frac{\partial^2 \bar{f}^*}{\partial r^{*2}} = 0$ (III.A.1.10)

D'où: $\bar{f}_{permanente}^* = \frac{\tilde{A} \cdot \alpha^2}{[Ha^2 + i \cdot \alpha^2]}$ (III.A.1.11)

La solution de l'équation sans second membre est:

$$\bar{f}_{sans\ second\ membre}(r^*) = C_1 I_0 \left[(Ha^2 + i \cdot \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r^* \right] + C_2 K_0 \left[(Ha^2 + i \cdot \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r^* \right]$$

Où : I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre 0, et K_0 est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre 0.

La constante C_2 est obligatoirement nulle car la vitesse ne peut pas être infinie en $r^*=0$.

$$\text{D'où la solution générale: } \bar{f}(r^*) = \frac{\tilde{A}^* \cdot \alpha^2}{[Ha^2 + i \cdot \alpha^2]} + C_1 I_0 \left[(Ha^2 + i \cdot \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r^* \right] \quad (\text{III.A.1.12})$$

La constante C_1 est déterminée par la condition d'adhérence à la paroi, exprimée par:

$$r^* = 1 \Rightarrow u^*(r^* = 1) = 0 \Rightarrow C_1 = \frac{-\tilde{A}^* \cdot \alpha^2}{[Ha^2 + i \cdot \alpha^2] \cdot I_0 \left[(Ha^2 + i \cdot \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \right]} \quad (\text{III.A.1.13})$$

$$\text{On pose: } \eta = [Ha^2 + i \cdot \alpha^2]^{1/2} \quad (\text{III.A.1.14})$$

$$\text{Finalement, on a: } \bar{f}(r^*) = \frac{\tilde{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(1 - \frac{I_0(\eta \cdot r^*)}{I_0(\eta)} \right) \quad (\text{III.A.1.15})$$

$$\text{Et donc: } \frac{\bar{u}}{R_t \omega} = u(r^*, t^*) = \frac{\tilde{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(1 - \frac{I_0(\eta \cdot r^*)}{I_0(\eta)} \right) e^{it^*} \quad (\text{III.A.1.16})$$

En général, on ne connaît pas la valeur de A^* avec précision, on utilise la vitesse débitante instantanée: $u_m = u_{m,max} \text{Cos}(t^*) = \text{Re}(u_{m,max} e^{i \cdot t^*})$ (III.A.1.17)

$$u_{m,max} e^{it^*} = 2 \int_0^1 \bar{f}(r^*) r^* e^{it^*} \omega \cdot R_t dr^* \quad (\text{III.A.1.18})$$

$$\text{Soit: } u_{m,max} = \frac{\tilde{A}^* \alpha^2 \omega R_t}{\eta^2} \left(1 - \frac{2I_1(\eta)}{\eta I_0(\eta)} \right) \quad (\text{III.A.1.19})$$

$$\Rightarrow \frac{\tilde{A}^* \alpha^2}{\eta^2} = \frac{u_{m,max}}{\omega R_t} \cdot \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{2I_1(\eta)}{\eta I_0(\eta)} \right)} \right] \quad (\text{III.A.1.20})$$

$$\text{Sachant que: } \frac{u_{m,max}}{\omega R_t} = \frac{Re_{max}}{2 \cdot \alpha^2} \quad (\text{III.A.1.21})$$

Le profil de vitesse est donc donné par la formule suivante:

$$\tilde{u}^*(r^*, t^*) = \frac{Re_{max}}{2 \cdot \alpha^2} \left[\frac{1 - \frac{I_0(\eta \cdot r^*)}{I_0(\eta)}}{1 - \frac{2I_1(\eta)}{\eta I_0(\eta)}} \right] e^{it^*} \quad (\text{III.A.1.22})$$

C'est le profil de vitesse adimensionnel d'un écoulement pulsé dans une conduite cylindrique en présence d'un champ magnétique. La solution est tracée à l'aide de logiciel MATLAB. Les résultats sont présentés, en comparant nos résultats avec des travaux antérieurs de **P. Bouvier et al, (2001) [59]**.

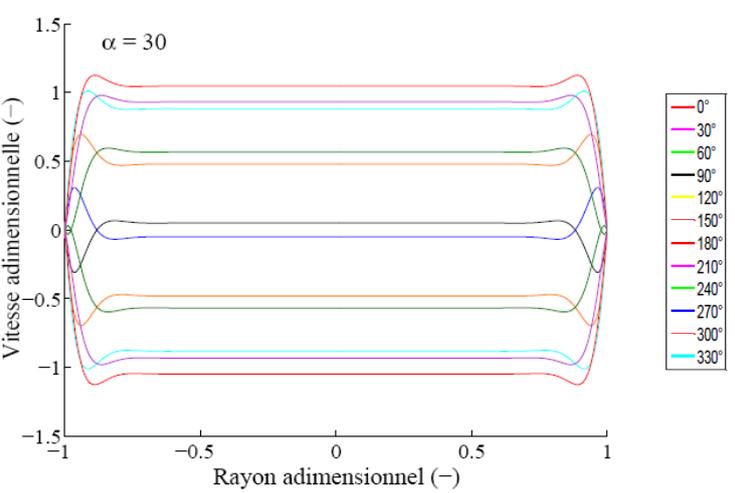
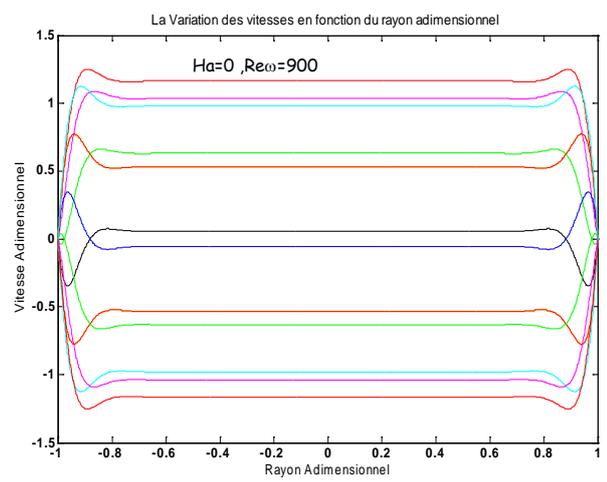
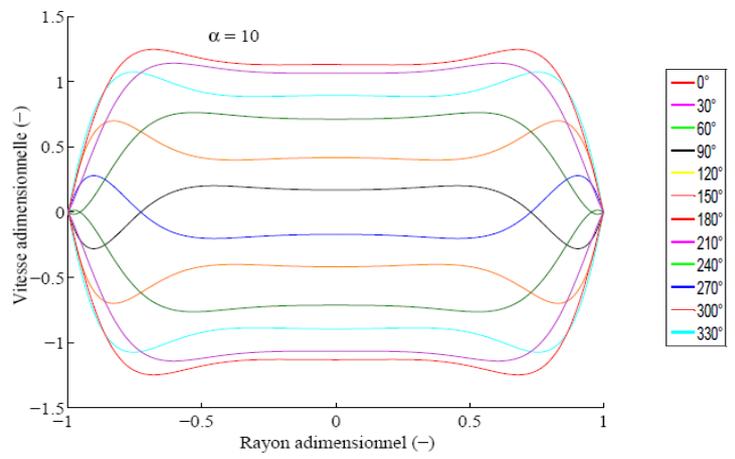
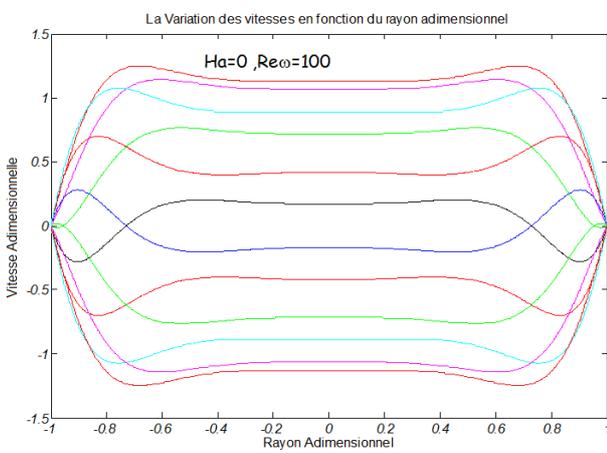
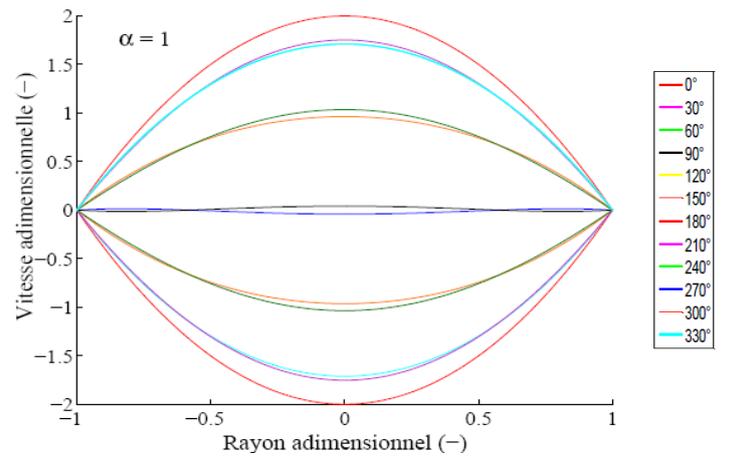
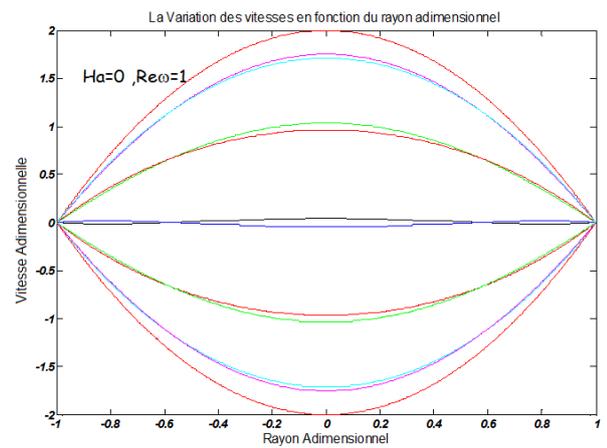


Fig.III.A.1 Résultats de l'étude

Fig.III.A.2 Résultats de Bouvier et al. [2001]

On remarque une bonne concordance entre les résultats obtenus dans cette étude et les résultats obtenus par **Bouvier et al [59] (2001)** qui ont travaillé sur les écoulements pulsés dans une conduite cylindrique mais sans champs magnétique.

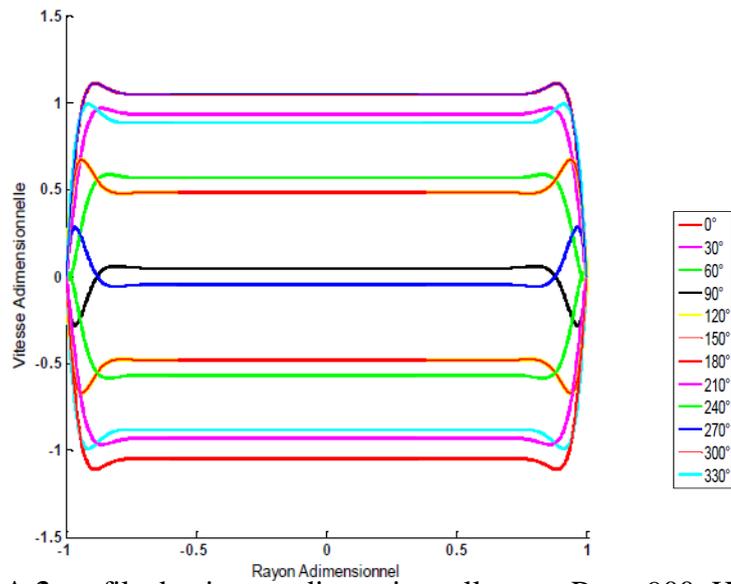


Fig.III.A.3 profils de vitesse adimensionnelle pour $Re\omega=900$, $Ha=10$.

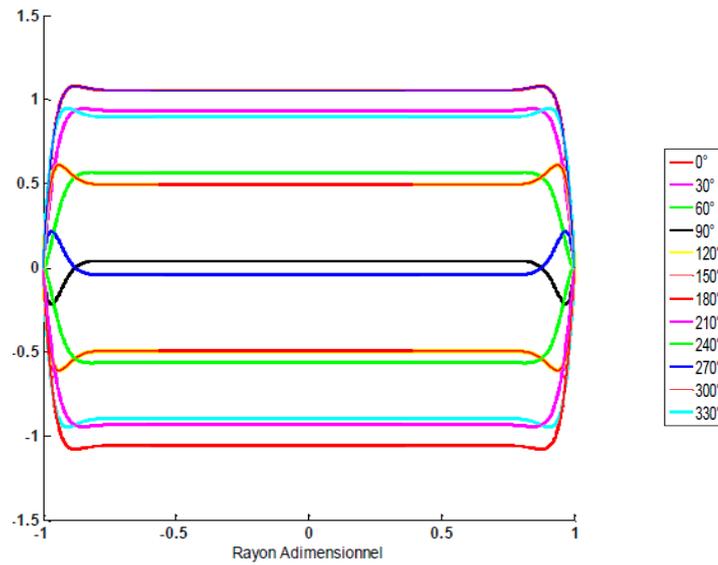


Fig.III.A.4 profils de vitesse adimensionnelle pour $Re\omega=900$, $Ha=20$.

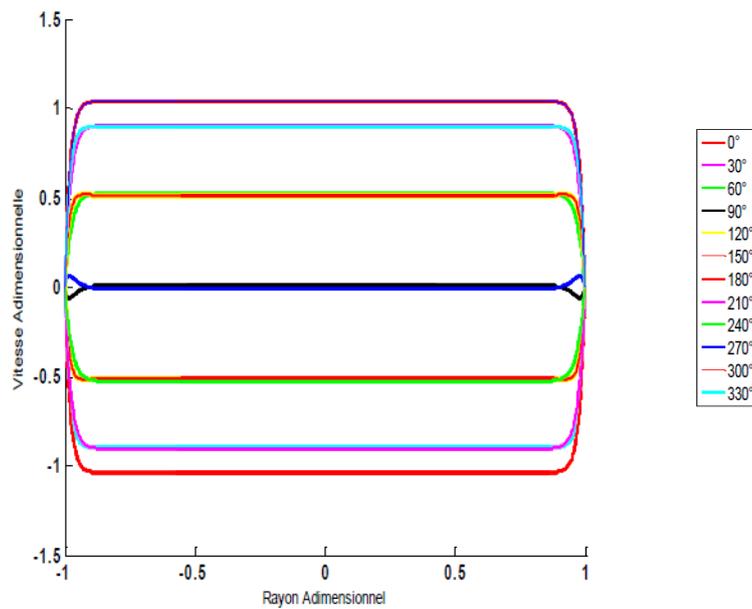


Fig.III.A.5 profils de vitesse adimensionnelle pour $Re\omega=900$, $Ha=50$

III.A.2 Détermination du profil de la température :

Puisque la paroi latérale du tube est adiabatique, on peut supposer que le gradient de température longitudinal est constant. Cette hypothèse permet la résolution analytique exacte de l'équation de l'énergie.

L'équation à résoudre est la suivante:

$$\frac{\partial T_f(r,x,t)}{\partial t} + u(r,t) \frac{\partial T_f(r,x,t)}{\partial x} = k_f \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_f(r,x,t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_f(r,x,t)}{\partial x^2} \right] \quad (\text{III.A.2.1})$$

$$\text{Avec: } \frac{\partial}{\partial r} T(r,x,t) (r = Rad) = 0 \quad (\text{III.A.2.2})$$

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes:

- $T^* = (T - T_f) / (T_{\text{paroi}} - T_f)$, la température adimensionnelles;

- $r^* = r/R_t$, le rayon adimensionnel;

- $x^* = x/R_t$, l'abscisse adimensionnel;

- $t^* = \omega t$, le temps adimensionnel;

- $u^* = u / R_t \omega$, la vitesse adimensionnelle;

On obtient l'équation adimensionnelle suivante:

$$\frac{\partial T_f^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T_f^*}{\partial x^*} = \frac{1}{\alpha^2 \cdot Pr} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T_f^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial^2 T_f^*}{\partial x^{*2}} \right] \quad (\text{III.A.2.3})$$

$$\text{Avec } \frac{\partial T_f^*}{\partial r^*} [r^* = 1] = 0 \quad (\text{III.A.2.4})$$

Supposant que le profil de température peut s'écrire sous la forme [59]:

$$T_f^*(r^*, x^*, t^*) = Re(-\gamma^* \cdot x^* + \gamma^* g_f(r^*) e^{it^*} + 1) \quad (\text{III.A.2.5})$$

$$\text{Avec: } \gamma^* = \frac{R_t}{L_t}$$

$$\text{il vient que: } \frac{\partial^2}{\partial r^{*2}} \bar{g}_f + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \bar{g}_f - i \cdot \alpha^2 Pr \cdot \bar{g}_f = -\alpha^2 \cdot Pr \cdot \bar{f} \quad (\text{III.A.2.6})$$

Avec :
$$\bar{f} = i. \tilde{A}^* \left(\frac{I_0(\beta r^*)}{I_0(\beta)} - 1 \right) \tag{III.A.2.7}$$

En posant $\delta = \beta\sqrt{Pr}$ la solution général de ce type d'équation s'écrit comme:

$$\bar{g}_f(r^*) = -\frac{\tilde{A}^*}{1-Pr} - \frac{Pr.\tilde{A}^*}{1-Pr} \left(\frac{I_0(\beta r^*)}{I_0(\beta)} - 1 \right) + C_1 I_0(\delta.r^*) \tag{III.A.2.8}$$

La constante d'intégration C_1 est déterminée à l'aide de la condition d'adiabaticité définie par:

$$\frac{\partial \bar{g}_f}{\partial r^*} [r^* = 1] = 0 \tag{III.A.2.9}$$

L'expression de la solution est la suivante:

$$\bar{g}_f(r^*) = -\frac{\tilde{A}^*}{1-Pr} \left[1 + Pr \left(\frac{I_0(\beta r^*)}{I_0(\beta)} - \frac{\beta.I_1(\beta)I_0(\delta.r^*)}{\beta.I_0(\beta)I_0(\delta)} - 1 \right) \right] \tag{III.A.2.10}$$

Qui conduit à l'expression de la température adiabatique T_{ad}^* qui suit:

$$T_{ad}^* = Re \left\{ -\gamma^* x^* + \gamma^* \left[-\frac{\tilde{A}^*}{1-Pr} \left[1 + Pr \left(\frac{I_0(\beta r^*)}{I_0(\beta)} - \frac{\beta.I_1(\beta)I_0(\delta.r^*)}{\beta.I_0(\beta)I_0(\delta)} - 1 \right) \right] e^{it^*} + 1 \right] \right\}$$

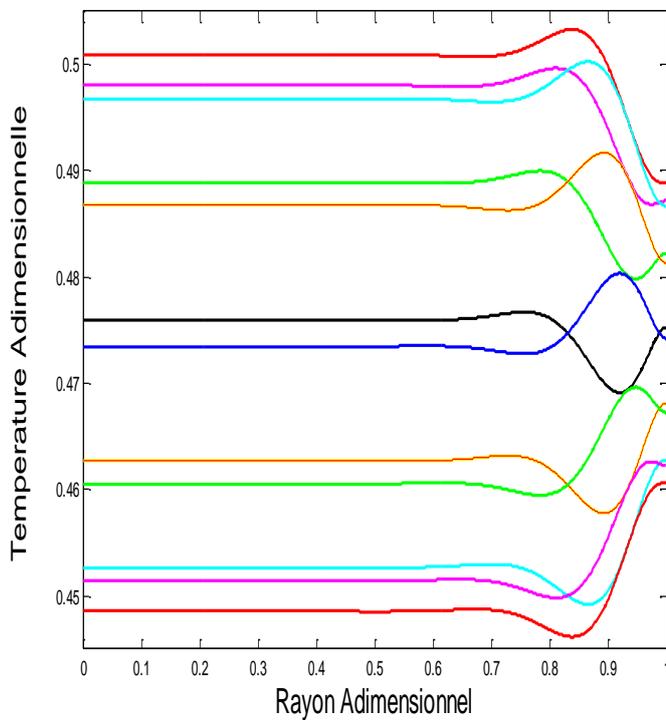


Fig III.A.6 Résultat de l'étude

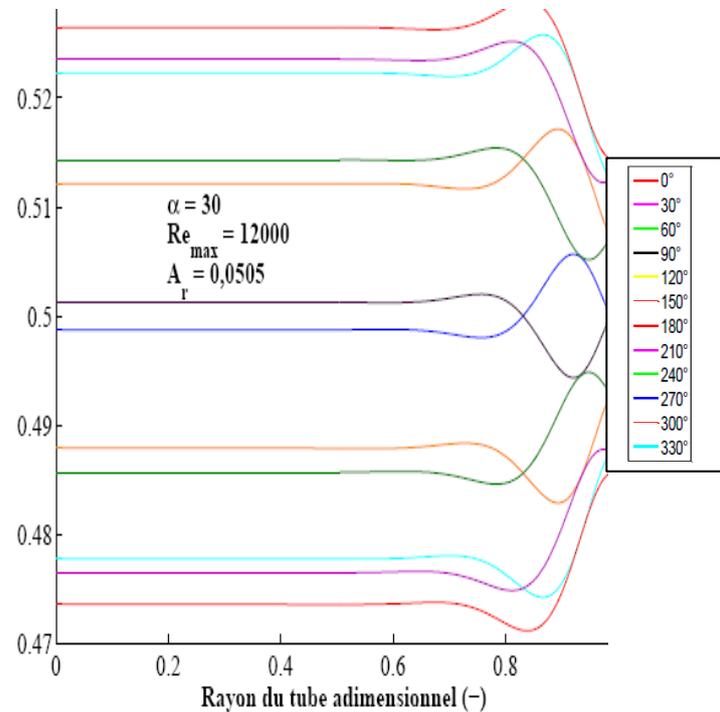


Fig III.A.7 Résultat de Bouvier et al[59] (2001)

Profils de la température dans un tube circulaire pour $\alpha=30$.

III.B Le cas de l'écoulement dans un espace annulaire:

III.B.1 Détermination du profil de la vitesse:

On a trouvé précédemment que la solution générale de l'équation de conservation de quantité de mouvement s'écrit sous la forme:

$$\bar{f}(r^*) = C_1 I_0 \left[(Ha^2 + i \cdot \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r^* \right] + C_2 K_0 \left[(Ha^2 + i \cdot \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r^* \right] + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{[Ha^2 + i \cdot \alpha^2]} \quad (\text{III.B.1.1})$$

On appliquant la condition d'adhérence à la paroi des deux tubes, on aura:

$$r^* = \frac{R_{obs}}{R_t} \Rightarrow u^* = 0 \quad \text{Et} \quad r^* = 1 \Rightarrow u^* = 0$$

D'où:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 I_0 \left[\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t} \right] + C_2 K_0 \left[\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t} \right] + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} = 0 \\ C_1 I_0[\eta] + C_2 K_0[\eta] + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.B.1.2})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 I_0 \left[\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t} \right] + C_2 K_0 \left[\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t} \right] + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} = 0 \\ C_1 I_0[\eta] + C_2 K_0[\eta] + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.B.1.4})$$

C'est un système d'équations algébrique, composé de deux équations avec deux inconnues qui sont C_1 et C_2 . Après le calcul du déterminant on trouve que:

$$C_1 = \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(K_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) - K_0(\eta) \right)}{I_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot K_0(\eta) - K_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot I_0(\eta)} \right] \quad (\text{III.B.1.5})$$

$$C_2 = \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(I_0(\eta) - I_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \right)}{I_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot K_0(\eta) - K_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot I_0(\eta)} \right] \quad (\text{III.B.1.6})$$

Le profil de vitesse dans l'espace annulaire est donc:

$$u^*(r^*, t^*) =$$

$$Re \left\{ \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(K_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) - K_0(\eta) \right)}{I_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot K_0(\eta) - K_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot I_0(\eta)} \right] \cdot I_0(\eta \cdot r^*) + \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(I_0(\eta) - I_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \right)}{I_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot K_0(\eta) - K_0 \left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t} \right) \cdot I_0(\eta)} \right] \cdot K_0(\eta \cdot r^*) + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \right\} \cdot e^{i \cdot t^*} \quad (\text{III.B.1.7})$$

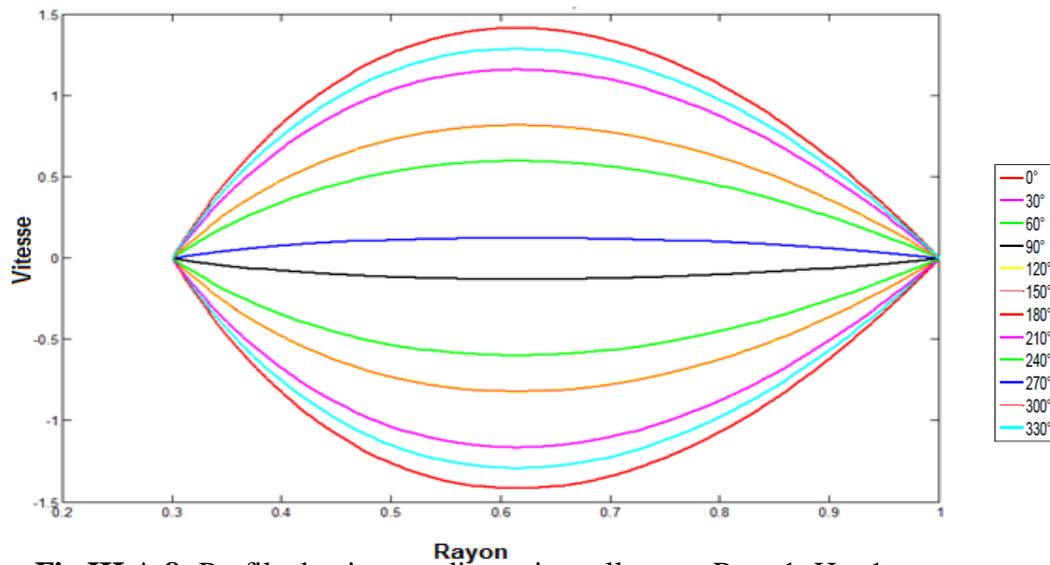


Fig III.A.8: Profils de vitesse adimensionnelle pour $Re_\omega=1$, $Ha=1$

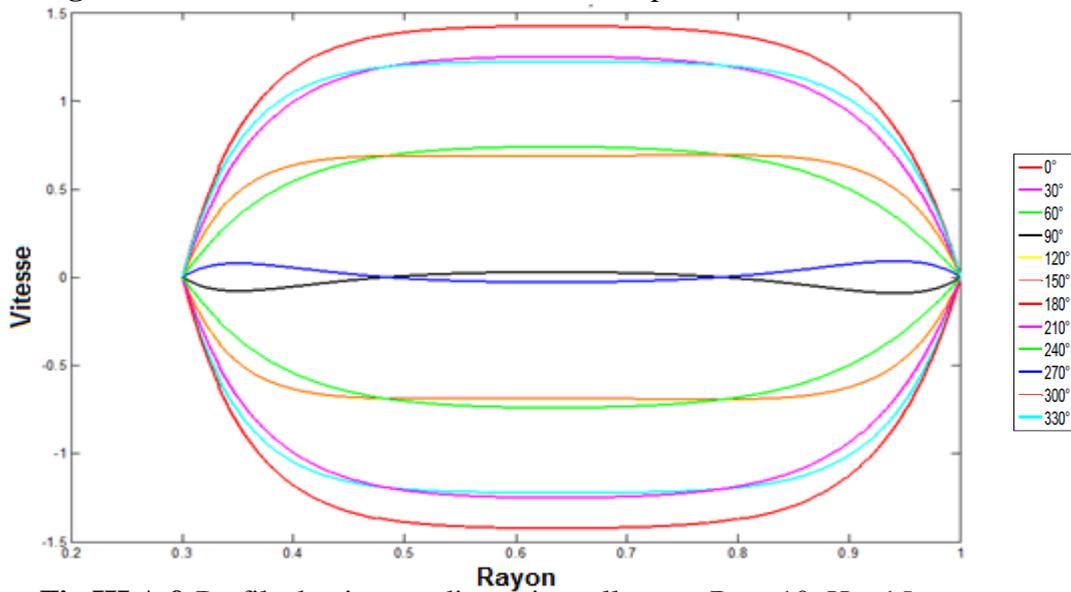


Fig III.A.9: Profils de vitesse adimensionnelle pour $Re_\omega=10$, $Ha=15$

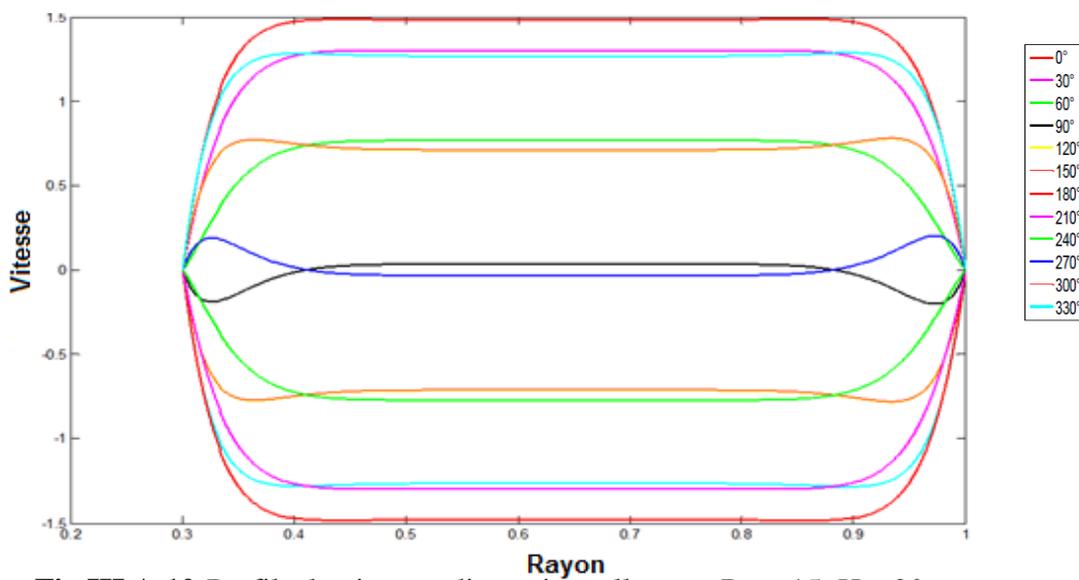


Fig III.A.10: Profils de vitesse adimensionnelle pour $Re_\omega=15$, $Ha=20$

Les figures III.A.3, 4, 5 et les figures III.A.8, 9, 10 montrent l'influence du champ magnétique sur les profils de vitesse et cela pour le cas du cylindre et le cas de l'espace annulaire respectivement. Pour les fréquences faibles et modérées, l'augmentation du champ magnétique fait réduire l'apparition de l'effet annulaire dans les profils de vitesse pour toutes les phases. Tandis que pour les hautes fréquences on remarque que l'augmentation du champ magnétique fait aplatis les profile de vitesse.

III.B.2 L'influence de la largeur de l'espace annulaire sur les profils de vitesse:

Afin d'étudier l'influence de l'espace annulaire sur les profils de vitesse, on procède à faire varier le rayon du tube intérieur (cylindre chauffé), l'augmentation du rayon de ce dernier veut dire une diminution de l'espace entre les deux tube. La figure (III.2.1) montre l'influence de l'espace annulaire sur les profils de vitesse, pour des rayons adimensionnels allant de 0,3 jusqu'à 0,8. Et cela pour un $Re_{max}=450$, et $\alpha=17$

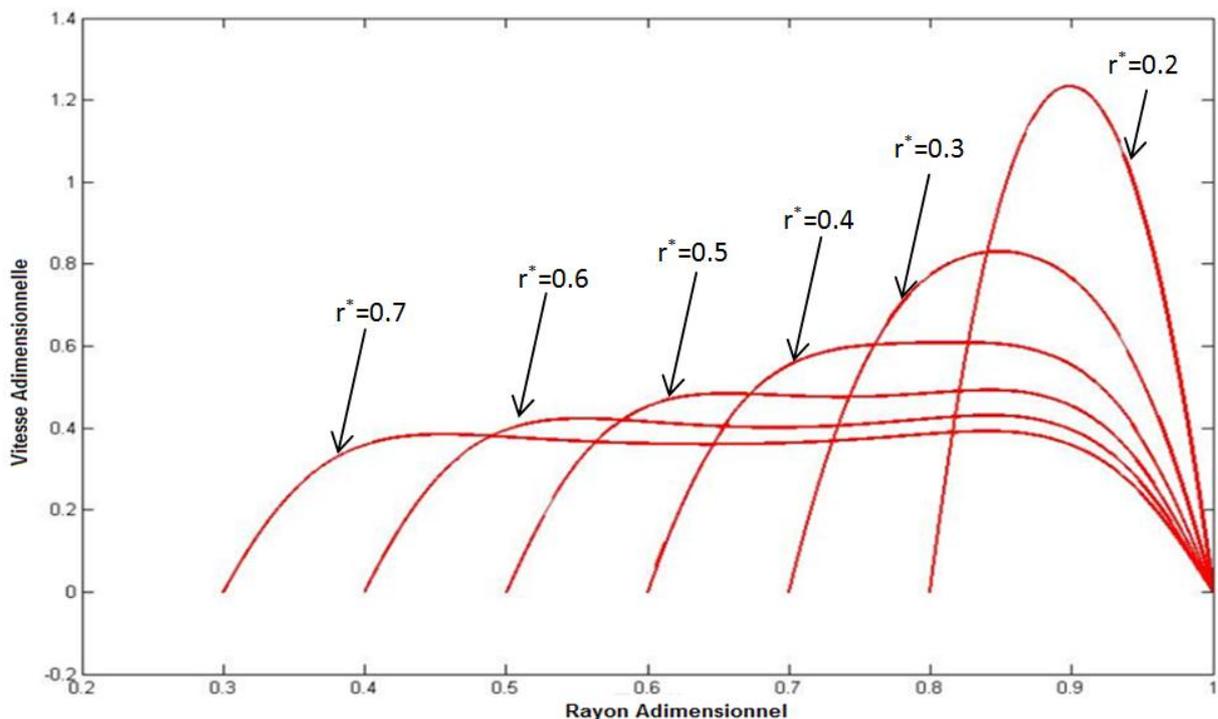


Fig.III.2.1 L'influence de la largeur de l'espace annulaire sur les profils de vitesse

D'après ces résultats il paraît clairement que pour le même nombre de Reynolds maximum et de Womersley la vitesse augmente avec la diminution de la section de passage qui est égale à $\pi \cdot (R_t^2 - R_{obs}^2)$. De plus la présence du phénomène annulaire diminue au fur et à mesure que la section de passage diminue.

III.B.3 Calcul de la position du maximum de la vitesse:

Le calcul du maximum de la vitesse à partir de l'expression de la vitesse d'un fluide réel, en écoulement laminaire, oscillatoire dans un espace annulaire se fait à partir de la dérivée de la vitesse.

En dérivant l'expression de la vitesse trouvée précédemment:

$$u^*(r^*, t^*) = [C'_1 \cdot I_0(\beta \cdot r^*) + C'_2 \cdot K_0(\beta \cdot r^*) - 1] \cdot iA \cdot e^{i \cdot t^*} \quad (\text{III.B.3.1})$$

$$\frac{\partial u^*(r^*, t^*)}{\partial r^*} = 0 \Rightarrow C'_1 \cdot \beta \cdot I_1(\beta \cdot r^*) - C'_2 \cdot \beta \cdot K_1(\beta \cdot r^*) = 0 \quad (\text{III.B.3.2})$$

$$\Rightarrow C'_1 \cdot \beta \cdot I_1(\beta \cdot r^*) = C'_2 \cdot \beta \cdot K_1(\beta \cdot r^*) \quad (\text{III.B.3.4})$$

$$\Rightarrow \frac{I_1(\beta \cdot r^*)}{K_1(\beta \cdot r^*)} = \frac{C'_2}{C'_1} \quad (\text{III.B.3.5})$$

Les résultats sont représenté dans le tableau suivant, pour un rayon adimensionnel du cylindre intérieur=0,3 et nombre de $Re_{\max}=1200$, $Re_{\omega}=\alpha^2$:

$\omega \cdot t$	$\alpha = 1$	$\alpha = 10$	$\alpha = 30$	$\alpha = 40$	$\alpha = 50$	$\alpha = 60$
0	0,615	0,92	0,966	0,974	0,979	0,982
30	0,615	0,843	0,943	0,955	0,964	0,97
60	0,615	0,744	0,917	0,937	0,949	0,958
90	0,615	0,66	0,893	0,911	0,934	0,945
120	0,615	0,638	0,865	0,901	0,919	0,933

Tableau III.1: variation de la position du maximum de la vitesse en fonction du nombre de Reynolds cinétique Re_{ω} et en fonction de la phase

L'analyse de ce tableau montre que pour le nombre de Reynolds cinétique égale à 1, toutes les phases ont la même position du maximum de vitesse, ce qui est logique puisque un écoulement pareil correspond à l'écoulement de **Poiseuille**. Notons qu'on trouve dans les références que pour ce type d'écoulement la position du maximum de vitesse pour un écoulement purement oscillatoire dans une conduite se trouve au milieu, ce qui n'est pas le cas

de notre problème du fait qu'on traite l'écoulement oscillatoire dans un espace annulaire, d'où l'effet de la courbure du cylindre intérieur est la cause principale pour que la position est 0,615 et non pas 0,65.

Certains auteurs ont indiqué que le début de l'influence de la fréquence commence à partir de $Re_\omega=64$ pour un écoulement dans un tube. Pour notre cas (l'écoulement est dans un espace annulaire) la valeur qui correspond au début de l'influence de la fréquence sur l'écoulement est de $Re_\omega=100$, ce qui montre qu'il existe un retard de développement du phénomène annulaire.

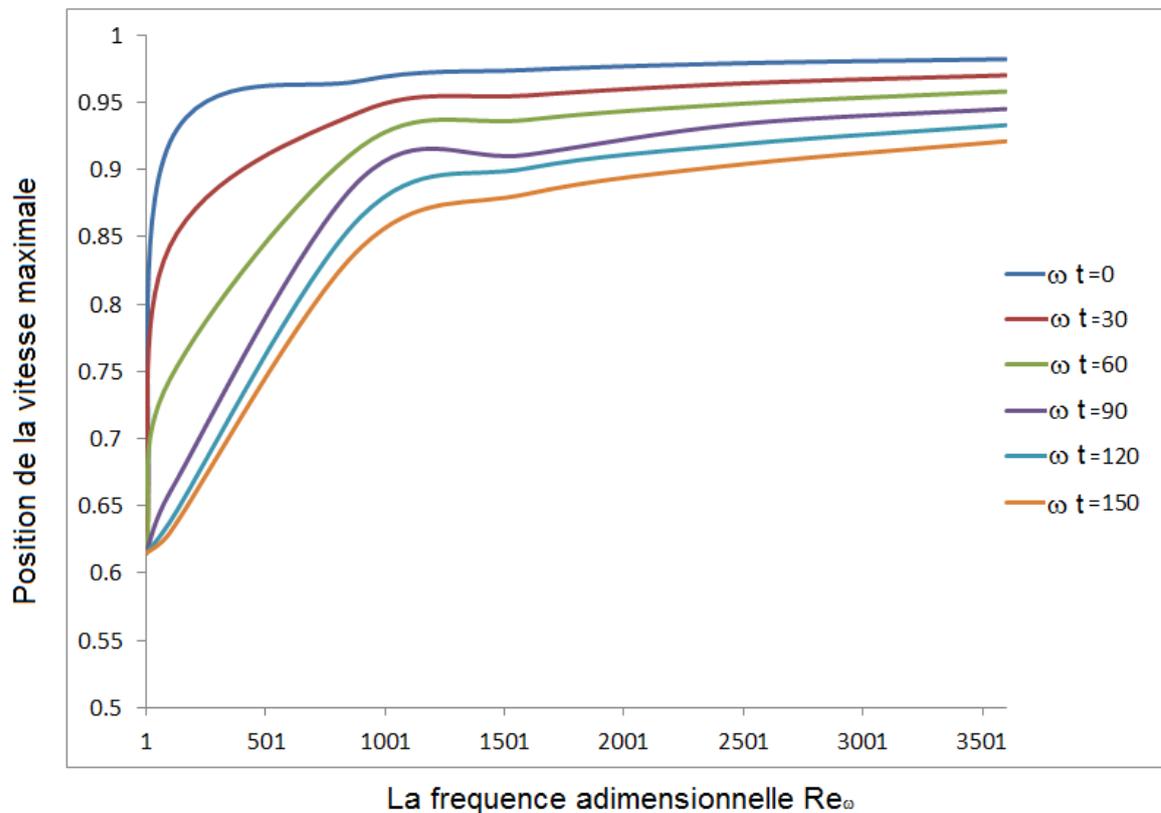


Fig.III.B.3.1 Les positions du maximum de vitesse en fonction de la fréquence et de la phase

On présente sur la figure (III.B.3.1) la variation de la position du maximum de la vitesse en fonction du nombre de Reynolds cinétique pour les différentes valeurs de phase ($0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$ et $5\pi/6$). On note que le maximum de la vitesse s'approche de plus en plus de la paroi lorsque la fréquence augmente, confirmant ainsi les mesures expérimentales de **Richardson**.

A partir de certaines valeurs du nombre de Reynolds cinétique Re_ω , la position correspondante au maximum de la vitesse tend asymptotiquement vers une valeur limite très proche de celle relative à la paroi. Ce qui montre que l'effet annulaire ne dépend pas seulement de la fréquence mais aussi de la phase.

Aux faibles valeurs de Re_ω , la position du maximum varie notablement en fonction de la phase, alors que, pour les grandes fréquences, cette variation n'est pas très importante.

III.B.4 Détermination du profil de la température:

Afin de résoudre l'équation de l'énergie adimensionné qui s'écrit comme suit:

$$\frac{\partial T_f^*}{\partial t} + u^* \frac{\partial T_f^*}{\partial x^*} = \frac{1}{\alpha^2 \cdot Pr} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T_f^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial^2 T_f^*}{\partial x^{*2}} \right] \quad (\text{III.B.4.1})$$

En tenant compte des hypothèses précitées, et les conditions aux limites tel que:

$$\text{Pour : } r^* = \frac{R_{obs}}{R_t} \Rightarrow T^* = 1 \quad (\text{III.B.4.2})$$

$$\text{Et pour } r^* = 1 \Rightarrow \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 0 \quad (\text{III.B.4.3})$$

On suppose que le profil de température peut s'écrire sous la forme [59]:

$$T_f^*(r^*, x^*, t^*) = Re(-\varphi^* \cdot x^* + \varphi^* g_f(r^*) e^{it^*} + 1) \quad (\text{III.B.4.4})$$

$$\text{Avec : } \varphi^* = \frac{R_t}{L_t} \quad (\text{III.B.4.5})$$

$$\text{Il vient que: } \frac{\partial^2}{\partial r^{*2}} \bar{g}_f + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \bar{g}_f - i \cdot \alpha^2 \cdot Pr \cdot \bar{g}_f = -\alpha^2 \cdot Pr \cdot \bar{f} \quad (\text{III.B.4.6})$$

$$\text{Avec : } \bar{f}(r^*) = \left\{ C_1 \cdot I_0(\eta \cdot r^*) + C_2 \cdot K_0(\eta \cdot r^*) + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \right\} \quad (\text{III.B.4.7})$$

$$\text{Tel que : } C_1 = \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(K_0\left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t}\right) - K_0(\eta) \right)}{I_0\left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot K_0(\eta) - K_0\left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot I_0(\eta)} \right] \quad (\text{III.B.4.8})$$

$$\text{Et : } C_2 = \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(I_0(\eta) - I_0\left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \right)}{I_0\left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot K_0(\eta) - K_0\left(\eta \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot I_0(\eta)} \right] \quad (\text{III.B.4.9})$$

$$\text{En posant: } \delta = \alpha \sqrt{i \cdot Pr} \quad (\text{III.B.4.10})$$

La solution de cette équation est de la forme: $\bar{g} = \bar{g}_{homogène} + \bar{g}_{particulière}$

Tel que: $\bar{g}_{particulière} = \frac{\bar{f}}{i} = -i \cdot \bar{f}$

Et : $\bar{g}_{homogène} = A_1 I_0(\alpha \cdot \sqrt{\text{Pr} \cdot i} \cdot r^*) + A_2 K_0(\alpha \cdot \sqrt{\text{Pr} \cdot i} \cdot r^*) = A_1 I_0(\delta \cdot r^*) + A_2 K_0(\delta \cdot r^*)$
(III.B.4.11)

D'où: $\bar{g} = A_1 I_0(\delta \cdot r^*) + A_2 K_0(\delta \cdot r^*) - i \cdot C_1 I_0(\eta \cdot r^*) - i \cdot C_2 K_0(\eta \cdot r^*) - i \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2}$ (III.B.4.12)

En utilisant les conditions aux limites, on trouve:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1 I_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) + A_2 K_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) = i \cdot \left[C_1 I_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) + C_2 K_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) + \frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \right] + \frac{x^*}{e^{it^*}} = \psi_1 \\ A_1 \cdot \delta \cdot I_1(\delta) - A_2 \delta \cdot K_1(\delta) = i \cdot [C_1 \cdot \eta \cdot I_1(\eta) - C_2 \cdot \eta \cdot K_1(\eta)] = \psi_2 \end{array} \right.$$

Et donc:
$$\left\{ \begin{array}{l} A_1 I_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) + A_2 K_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) = \psi_1 \\ A_1 \cdot \delta \cdot I_1(\delta) - A_2 \delta \cdot K_1(\delta) = \psi_2 \end{array} \right.$$

Finalement le profil de température dans l'espace annulaire en écoulement oscillant s'écrit comme suit:

$$T_f^*(r^*, x^*, t^*) = Re \left\{ -\gamma^* x^* + \gamma^* [A_1 I_0(\delta \cdot r^*) + A_2 K_0(\delta \cdot r^*) - i \cdot C_1 I_0(\eta \cdot r^*) - i \cdot C_2 K_0(\eta \cdot r^*) - \frac{i \bar{A}^* \alpha^2}{\eta^2}] e^{it^*} + 1 \right\}$$

Tel que les constantes $A_1, A_2; C_1$ et C_2 sont respectivement:

$$A_1 = \left[\frac{\left(\psi_1 \cdot \delta \cdot K_1(\delta) + \psi_2 K_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \right)}{I_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot \delta \cdot K_1(\delta) + K_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot \delta \cdot I_1(\delta)} \right] \text{ et } A_2 = \left[\frac{\left(\psi_1 \cdot \delta \cdot I_1(\delta) - \psi_2 I_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \right)}{I_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot \delta \cdot K_1(\delta) + K_0\left(\delta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot \delta \cdot I_1(\delta)} \right]$$

$$C_1 = \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(K_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) - K_0(\eta) \right)}{I_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot K_0(\eta) - K_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot I_0(\eta)} \right] \text{ et } C_2 = \left[\frac{\frac{\bar{A}^* \cdot \alpha^2}{\eta^2} \left(I_0(\eta) - I_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \right)}{I_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot K_0(\eta) - K_0\left(\eta \cdot \frac{R_{obs}}{R_t}\right) \cdot I_0(\eta)} \right]$$

Les résultats analytiques sont tracés pour plusieurs valeurs des nombres de Hartmann, Reynolds et de Womersly, et cela pour un nombre de $Pr=0.7$ qui correspond à l'air.

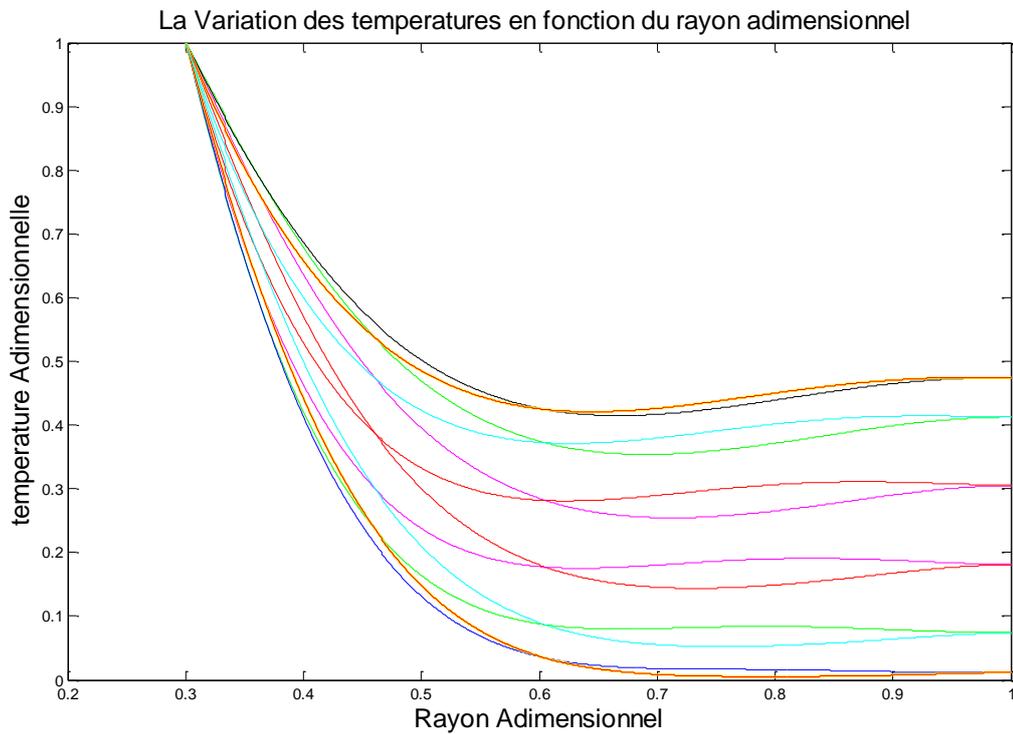


Fig.III.B.4.1 Profils des températures pour $Ha=0, \alpha=10, Re_{max}=30, Pr=0.7, \gamma=0.5, x^* = 1.5$

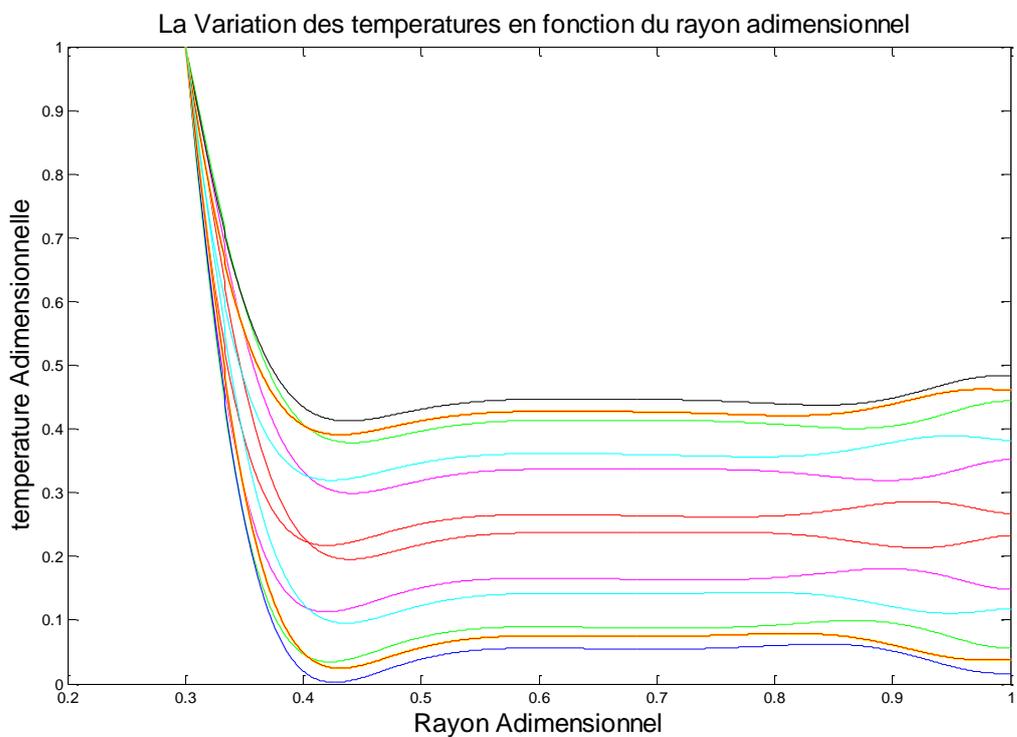


Fig.III.B.4.2 Profils des températures pour $Ha=1, \alpha=30, Re_{max}=300, Pr=0.7, \gamma=0.5, x^* = 1.5$

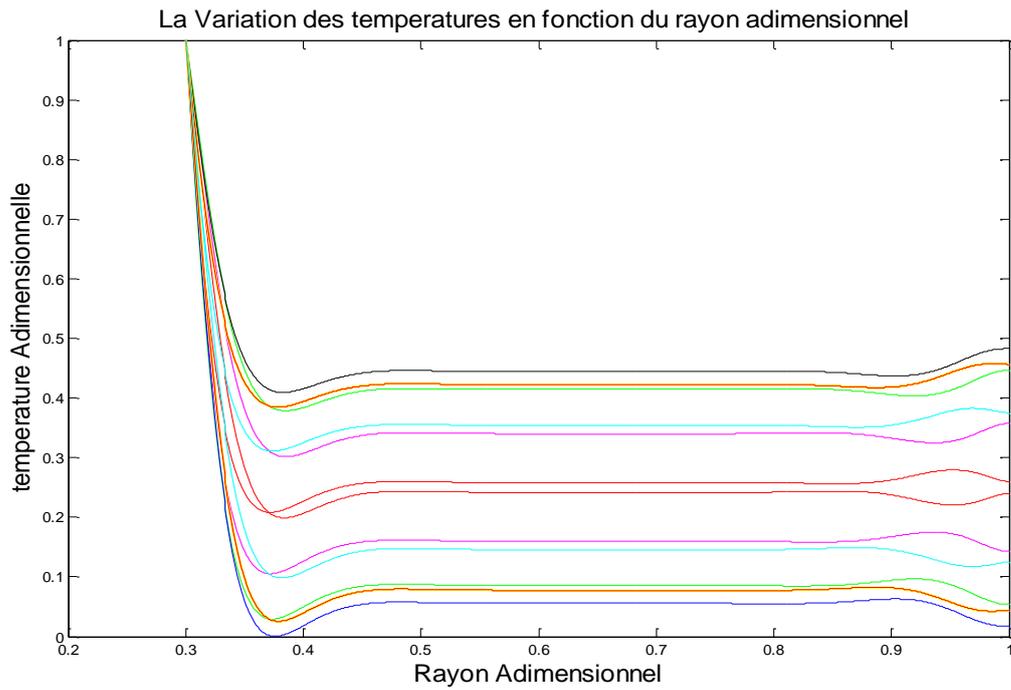


Fig.III.B.4.3 Profils des températures pour $Ha=15$, $\alpha=50$, $Re_{max}=850$, $Pr=0.7$, $\gamma=0.5$, $x^*=1.5$

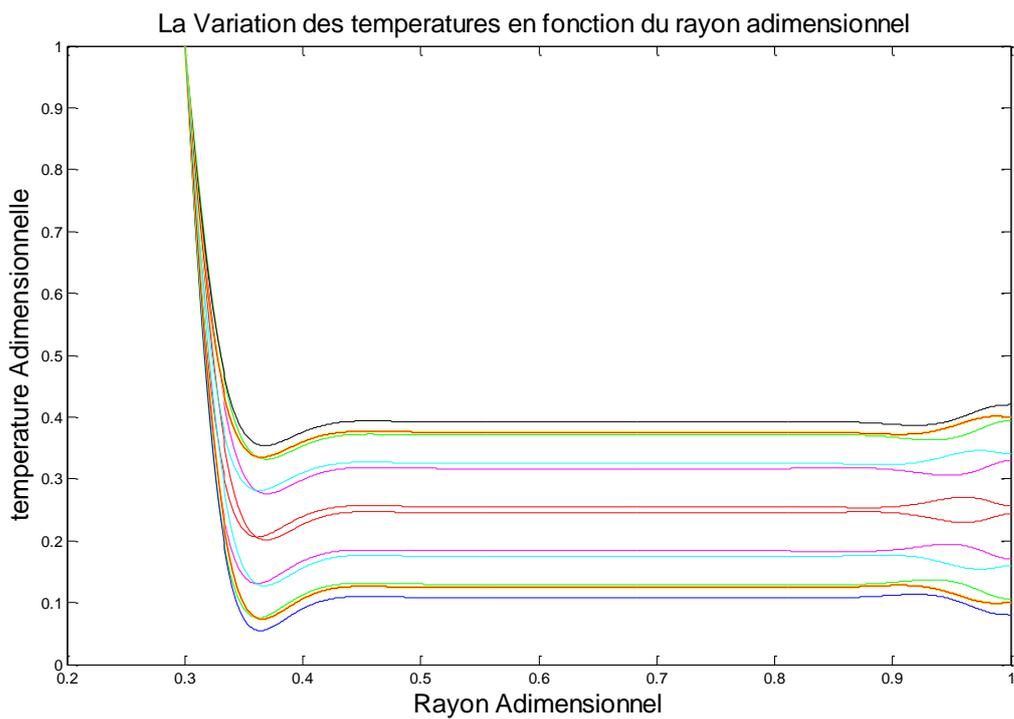


Fig.III.B.4.4 Profils des températures pour $Ha=20$, $\alpha=60$, $Re_{max}=900$, $Pr=0.7$, $\gamma=0.5$, $x^*=1.5$

Ces résultats montrent l'existence du phénomène annulaire même dans les profils de température, ce qui confirme les résultats analytique de **Zhao et Al [26]**. On remarque la présence d'un extremum près de la paroi chaude qui est due essentiellement à la présence du phénomène annulaire dans les profils de la vitesse.

Chapitre 4

Etude Numérique et Validation

Chapitre IV. ETUDE NUMERIQUE ET VALIDATION

IV.1 Introduction

Les équations aux dérivées partielles de **Navier-Stokes** gouvernent les écoulements instationnaires des fluides incompressibles dans une géométrie quelconque. Ces équations sont non linéaires et pour lesquelles une solution analytique reste difficile à obtenir. Cela impose le recours aux méthodes de résolutions numériques.

Le choix de la méthode la plus appropriée pour la résolution d'un problème numérique quelconque, fait intervenir des multiples paramètres; Les critères de sélections sont d'une part, le temps nécessaire pour le calcul de la solution, et d'autre part l'exactitude de cette solution.

Dans la simulation numérique, la première étape consiste à définir le modèle géométrique représentant le domaine sur lequel la solution numérique devra être calculée. On procède ensuite à la discrétisation du domaine, c'est-à-dire le maillage du domaine suivant les propriétés de la géométrie et de l'écoulement. Par la suite, on choisit un schéma de discrétisation approprié pour chaque terme du système. Une fois les équations sont discrétisées, on cherche la méthode convenable pour la résolution du système d'équations algébriques résultant.

Pour traiter les équations de **Navier-Stokes** introduites dans le chapitre précédent, nous avons opté pour l'utilisation de la méthode des différences finies où les dérivées partielles sont remplacées par des opérateurs élémentaires de différences (voir annexe). Cette discrétisation permet de résoudre le problème sur un nombre fini de points du milieu fluide, qui forme le domaine d'étude.

La méthode des différences finies est la plus couramment utilisée pour la résolution des équations partiellement paraboliques. Notre étude fait suite aux travaux antérieurs de **A.Ghezal[1992]** sur le traitement par cette méthode des écoulements de fluide réel autour d'un obstacle cylindro-conique en mouvement hélicoïdal, les travaux de **R.Hadj-Ali[2006]** et **Y.Benakcha[2007]** sur l'étude dynamique et thermique d'un écoulement pulsé dans une conduite horizontale en présence d'un obstacle cylindrique chauffé.

IV.2 Maillage Utilisé:

La spécification du maillage dépend de la complexité de la géométrie. Il est donc très intéressant de chercher le maillage convenable qui assure la convergence de la méthode du calcul, car il peut y'avoir une certaine limite sur la taille de la maille qui provoque la divergence du schéma. Cela nécessite une étude sur le choix de la densité de maillage convenable. Si la géométrie est cylindrique, ce qui est le cas de notre problème, il est recommandé d'utiliser un maillage rectangulaire.

La méthode de résolution choisie est basée sur le remplacement du domaine de variation des paramètres r, x par un ensemble de valeurs discrètes de points, appelés nœuds du système, correspondant aux nœuds du maillage ainsi constitué. Les mailles sont carrées de côté. Chaque cellule est repérée par l'indice « i » qui indique la position sur l'axe (or). Par raison de symétrie du problème, l'étude a été limitée au domaine $[R_{obs}/R_t, 1]$. Les nœuds du maillage ne coïncident pas avec le bord horizontal de l'obstacle cylindrique $R=R_{obs}$.

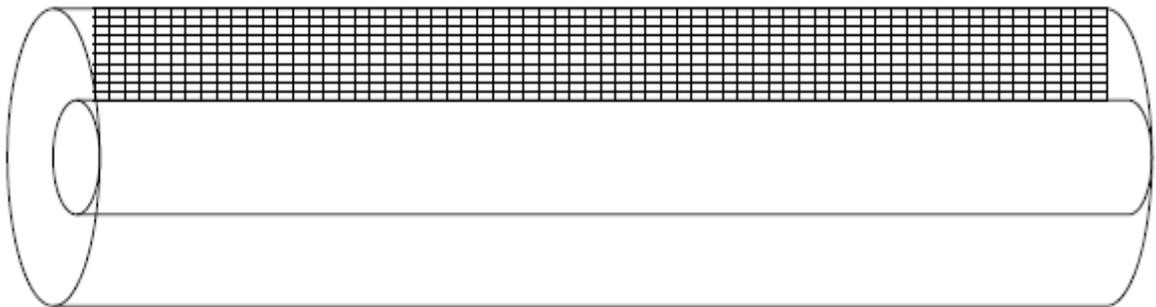


Fig. IV.1 Représentation géométrique du domaine d'étude

IV.3 Schéma de discrétisation:

L'objectif de la discrétisation des équations du mouvement est de parvenir à un système matricielle de type: $[A].X = B$, ou $[A]$ est une matrice, X est le vecteur inconnue et B est le vecteur qui contient la solution à un instant t donné. Il est à noter qu'on utilise deux types de discrétisation; spatiale et temporelle.

La méthode retenue pour implémenter ce problème est une méthode aux différences finies suivant le schéma purement implicite (Voir Annexe1). Ce schéma propose donc un produit entre une matrice tridiagonale et un vecteur ce qui nous conduit à utiliser des sous-routines tridag afin de résoudre le système algébrique.

Les équations qui régissent le mouvement du fluide et le transfert de chaleur s'écrivent donc de la façon suivante:

*L'équation de quantité de mouvement:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = A^* \cdot \cos(t^*) + \frac{1}{\text{Re}_\omega} \left[\frac{u_{i+1}^{n+1} - 2.u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}}{\Delta r^2} + \frac{1}{r} \frac{u_{i+1}^{n+1} - u_{i-1}^{n+1}}{2.\Delta r} \right] \quad (\text{IV.3.1})$$

*L'équation de l'énergie:

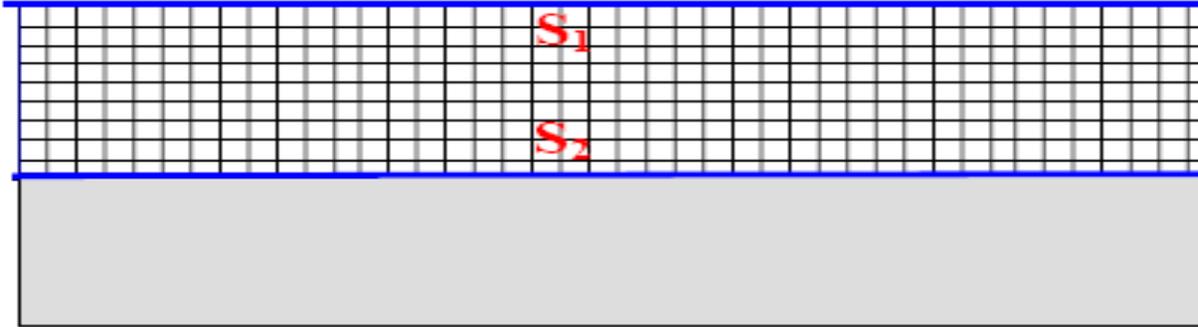
$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} - \gamma . u_i^n = \frac{1}{\text{Re}_\omega * \text{Pr}} \left[\frac{T_{i+1}^{n+1} - 2.T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta r^2} + \frac{1}{r} \frac{T_{i+1}^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{2.\Delta r} \right] \quad (\text{IV.3.2})$$

IV.4 Traitement des opérateurs aux frontières:

Lorsque les équations sont discrétisées dans des mailles bordant les frontières du domaine, certaines modifications doivent être apportées au schéma de discrétisation, car les frontières ne coïncident pas avec le maillage géométrique décrit sur la figure.

Pour remédier à ce problème, Il est donc utile de tenir compte de l'existence d'une maille fictive disposée, à l'extérieur, de l'autre coté de la paroi solide a fin de vérifier les conditions à la frontière. Les conditions aux frontières intervenant dans notre modèle

nécessitent une étude pour chaque frontière représentée sur la figure. Le détail de ce traitement est dans l'annexe 1.



FigIV.2 Les Frontières du domaine étudié

1. Sur la Paroi S1:

Au voisinage de cette paroi, on distingue deux conditions aux limites à savoir; la condition d'adhérence de la vitesse et la condition d'adiabaticité de la paroi, ce qui est traduit par les relations suivante:

$$r^* = 1 \Rightarrow u^*(n) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 0 \Rightarrow T_{m+1}^{n+1} = T_{m-1}^{n+1} \quad (\text{IV.3.3})$$

2. Sur la paroi S2:

Les conditions aux limites au voisinage de cette paroi se résument par l'adhérence de la vitesse à la paroi, et l'imposition de la température, ces conditions s'écrivent alors comme suit:

$$r^* = \frac{R_{obs}}{R_t} \Rightarrow u^*(1) = 0 \quad \text{et} \quad T_1^{n+1} = T_0^{n+1} = 1 \quad (\text{IV.3.4})$$

Une fois les équations sont discrétisées, l'étape suivante consiste à résoudre le système d'équations algébriques résultant à chaque pas de temps. On note que les écoulements pulsés présentent des variations considérables dans la direction du vecteur vitesse au voisinage des parois par effet de recirculation du fluide. Nous avons alors procédé à l'application de l'algorithme de Thomas (T.D.M.A) (Tri Diagonal Matrix Algorithm). Cet algorithme est

utilisé pour le calcul des composantes de la vitesse et aussi pour déterminer le profil de température.

Les étapes de résolution du système algébrique obtenu, sont résumées par l'algorithme représenté sur la figure suivante.

Avec:

A_0 : est la valeur de l'amplitude adimensionnelle.

ωt : est le temps adimensionnel.

Δt : est le pas de temps.

Δr : est le pas d'espace.

U : la vitesse adimensionnel.

T : la température adimensionnel.

r : le rayon adimensionnel.

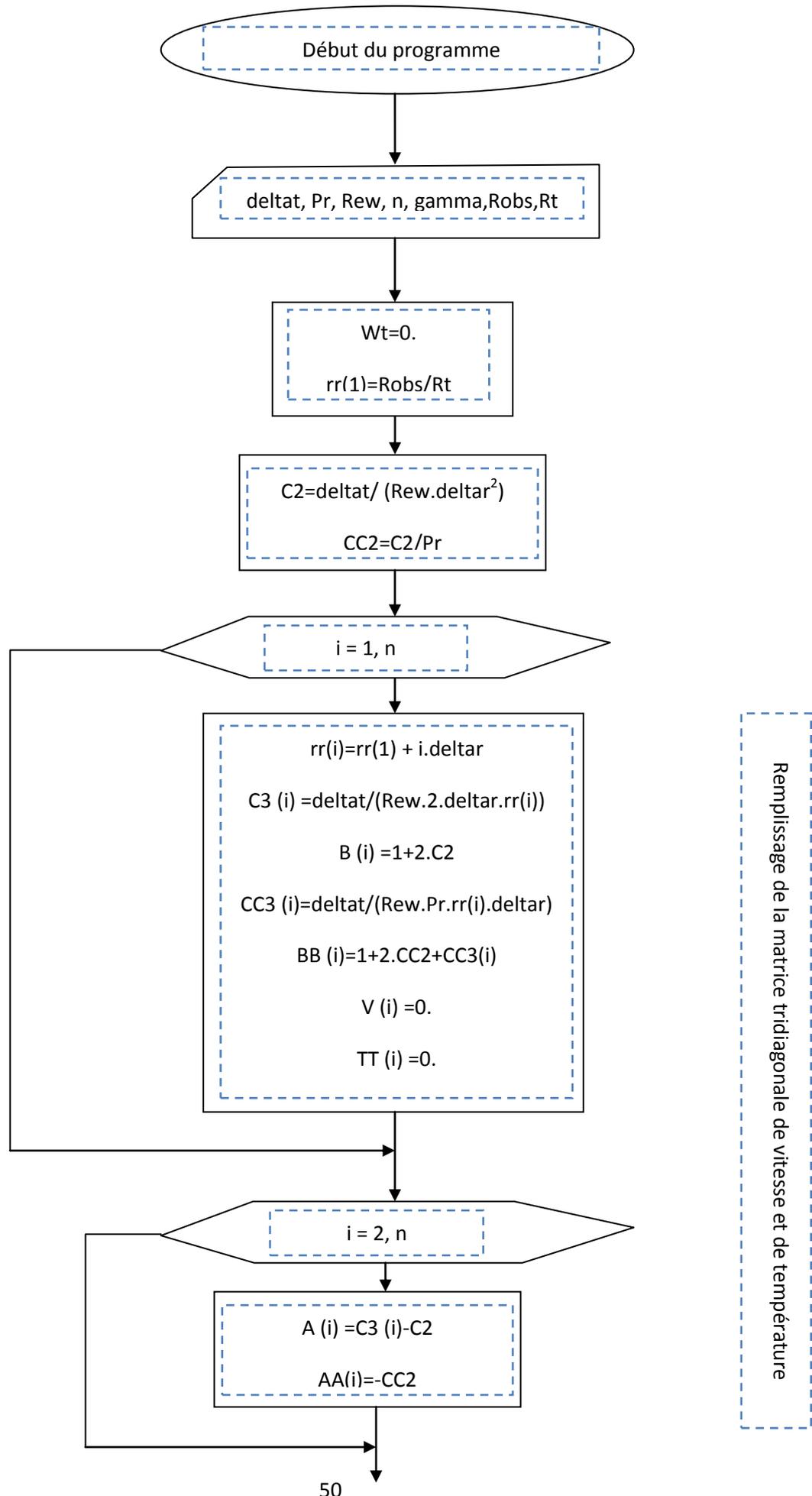
T_p : la température adimensionnelle de la paroi intérieure.

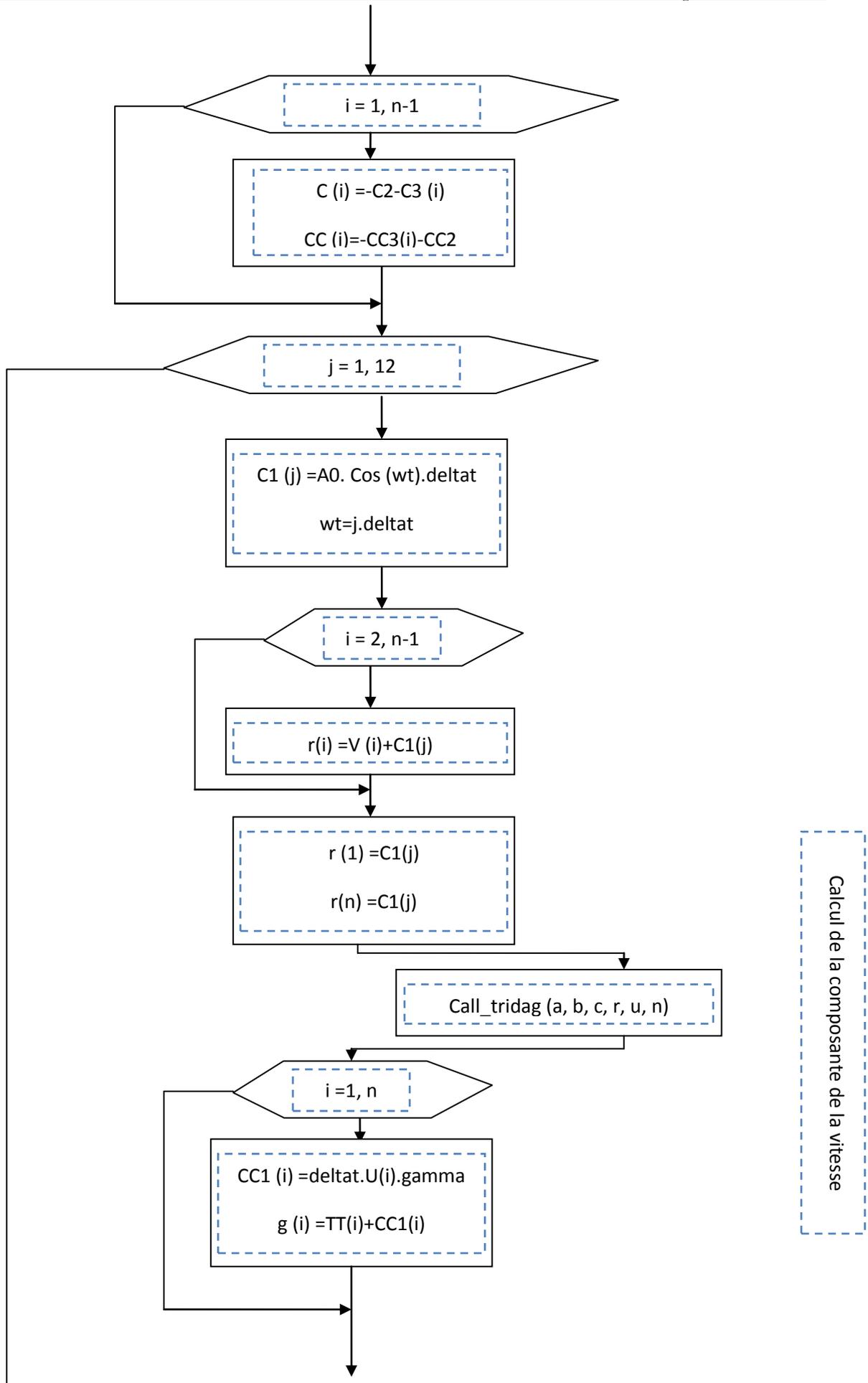
Re_w : le nombre de Reynolds cinétique.

Pr : le nombre de Prandtl.

La température dans le fluide est traitée d'une manière simplifier on supposant que le gradient axial de la température dans le fluide est constant et égale a $\left(\frac{\partial T^*}{\partial x^*} = \gamma^*\right)$.

On note que ces paramètres sont utilisées avec la même notation dans le code de calcul, et que les vecteurs $A(n)$, $B(n)$...etc contiennent les valeurs de la matrice tridiagonale pour la vitesse, par contre les $AA(n)$, $BB(n)$...etc constituent la matrice tridiagonale de la température.





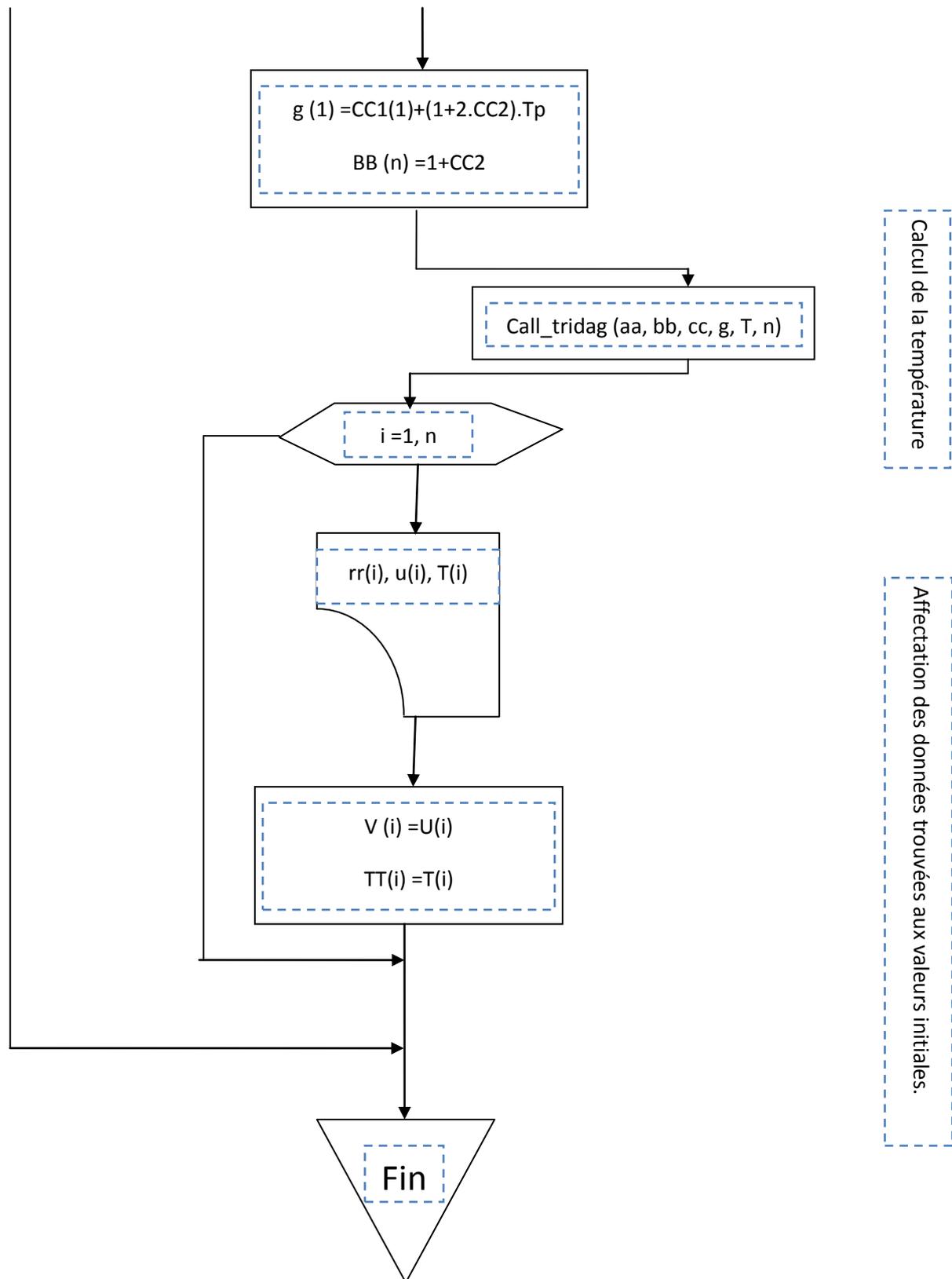


Fig.IV.3 Organigramme déterminant la variation de la vitesse et la température en fonction du rayon adimensionnel.

IV.5 Validation du code de calcul :

Afin de valider le code de calcul développé on procède à une comparaison des résultats obtenus avec ceux trouvés analytiquement (validé déjà par la comparaison avec les résultats de **Bouvier et al [59]** dans le chapitre précédent comme suit :

1. La variation du profil de vitesse pour différentes phases, et pour différentes fréquences
2. L'influence de la réduction de l'espace annulaire sur les profils de vitesses.
3. Les profils de température pour toutes les phases.

Comparaison et validation :

1. La variation du profil de vitesse :

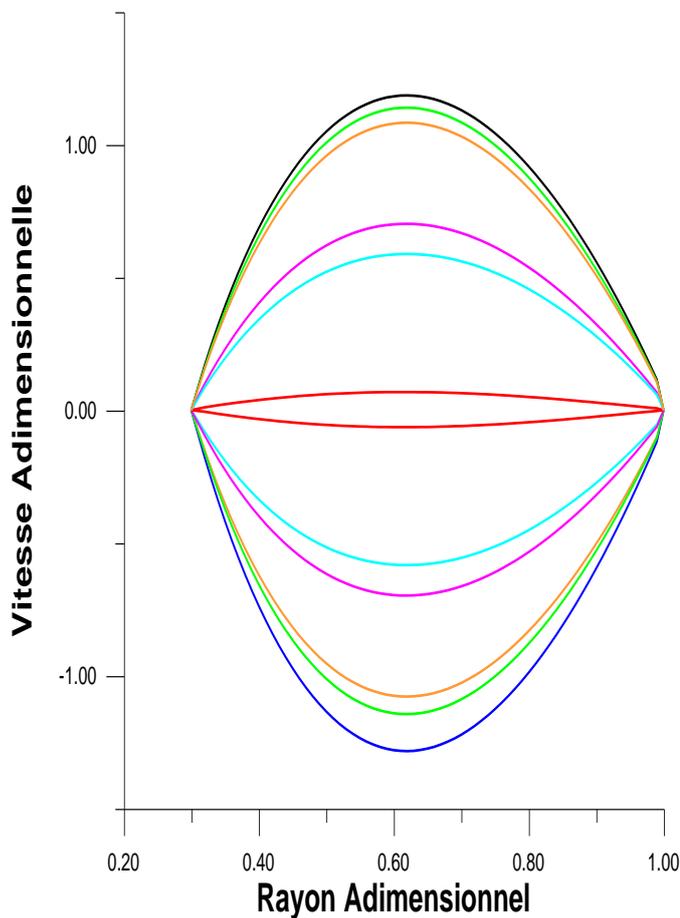


Fig.IV.a : Profil de vitesse obtenu Numériquement en fonction du rayon adimensionnel pour $Ha=0$ $Re_{\omega}=1$.

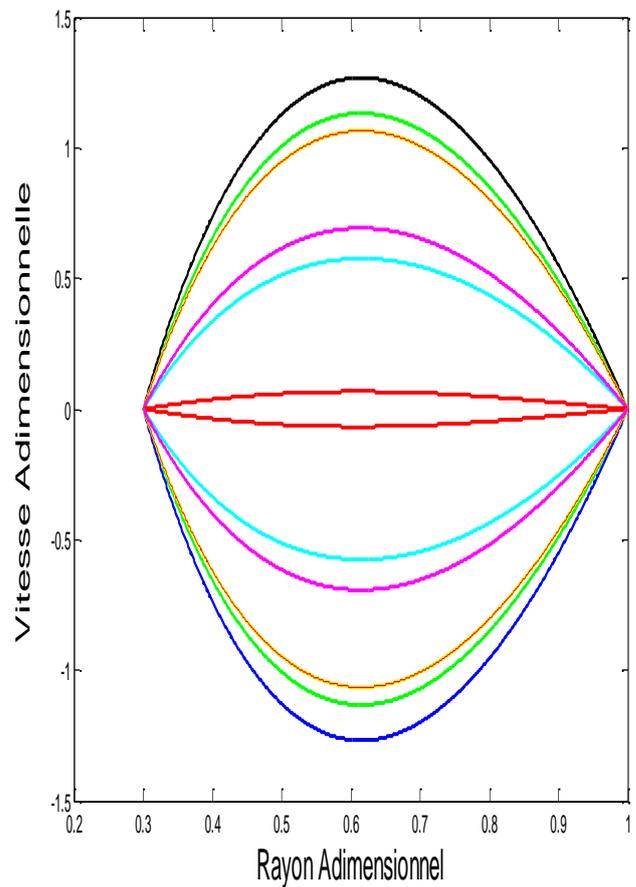


Fig.IV.b : Profil de vitesse obtenu analytiquement en fonction du rayon adimensionnel pour $Ha=0$, $Re_{\omega}=1$.

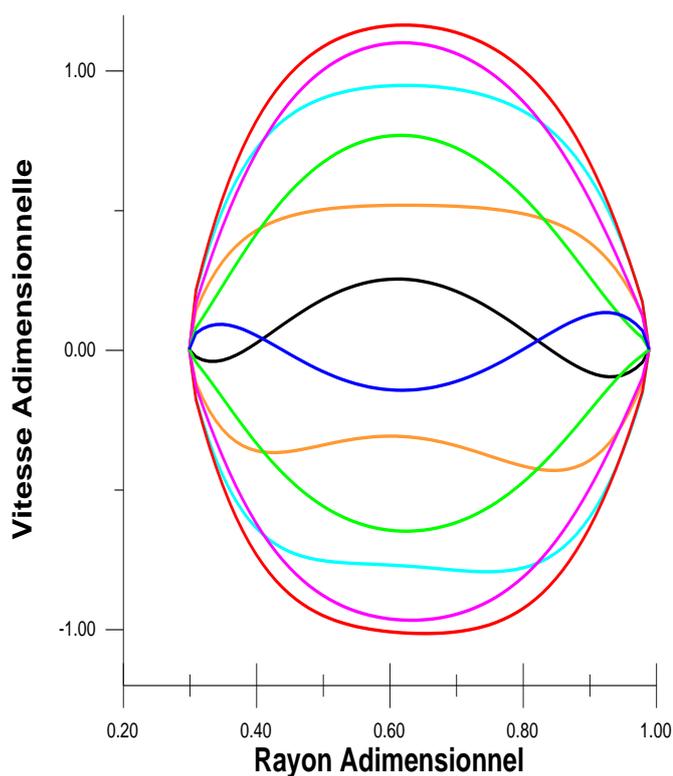


Fig.IV.c: Profil de la vitesse obtenu numériquement en fonction du rayon adimensionnel pour $Ha=0$, $Re_\omega=100$.

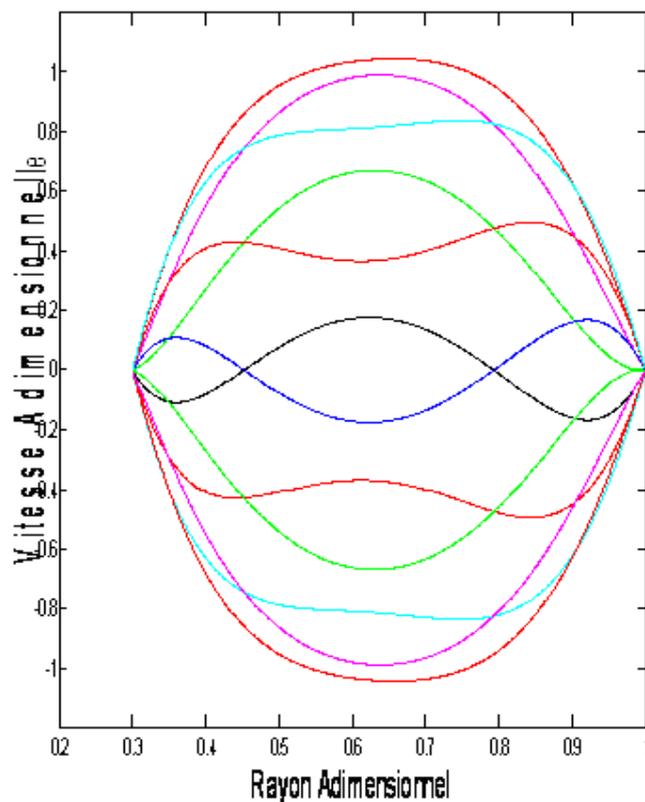


Fig.IV.d: Profil de la vitesse obtenu analytiquement en fonction du rayon adimensionnel pour $Ha=0$, $Re_\omega=100$.

La comparaison des résultats de l'étude numérique et de l'analytique, montre une parfaite concordance. Toutefois on signale un léger écart dû aux accumulations des erreurs de troncature dans les résultats numérique.

Les figures (IV.e et IV.f) montrent la bonne concordance des résultats de la présente étude avec les résultats de **W.Terrence et al [44]** (NASA Contractor report 182108/1988).

Il est à noter qu'il existe quelques différences entre les deux résultats qui sont dues essentiellement aux précisions des calculs, vu qu'on a pris 16 chiffres après la virgule, alors que l'arrondissement des résultats influe sur la précision des calculs et fait augmenter l'erreur de troncature.

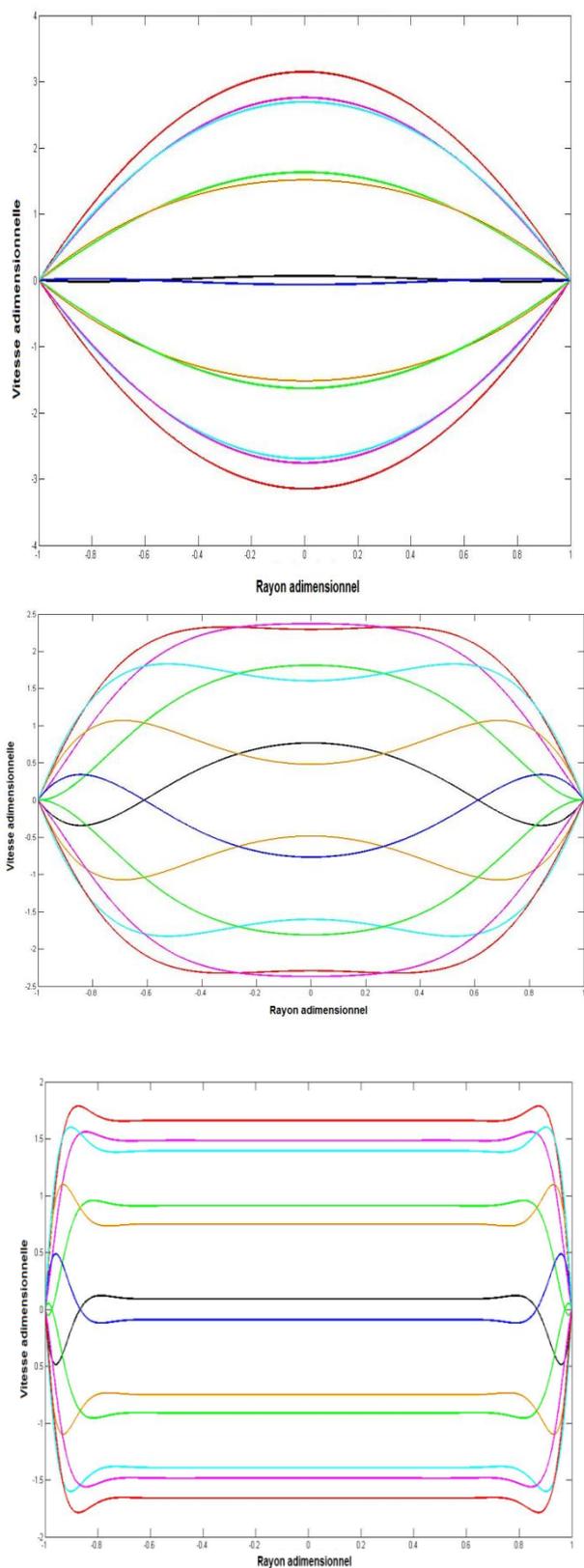


Fig. IV.e: Profils de la vitesse obtenu par la présente étude pour $Ha=0, Re_{\omega}=1/30/1000$ respectivement.

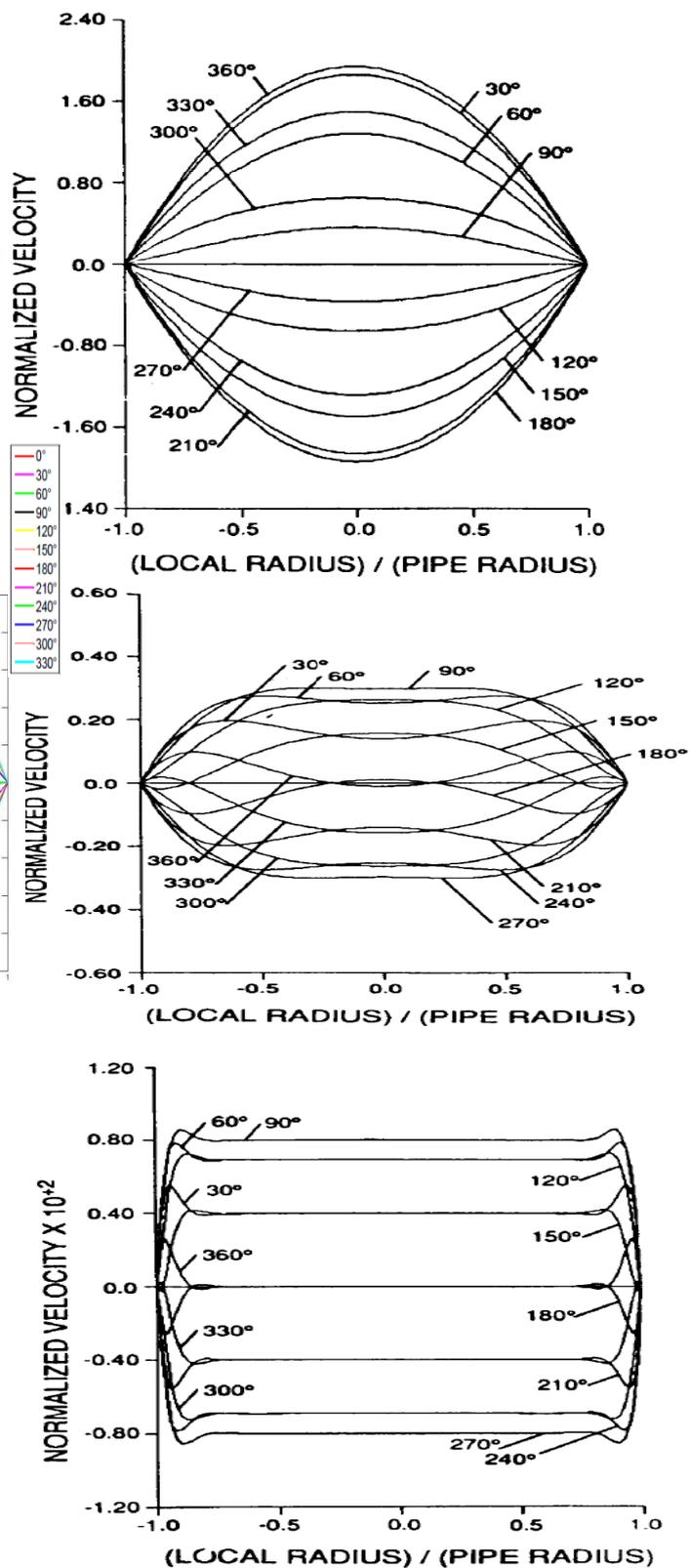


Fig. IV.f: Profil de la vitesse obtenu par W. Terrence et al [62] (1988) (NASA Technical report) pour $Re_{\omega}=1/30/1000$ respectivement

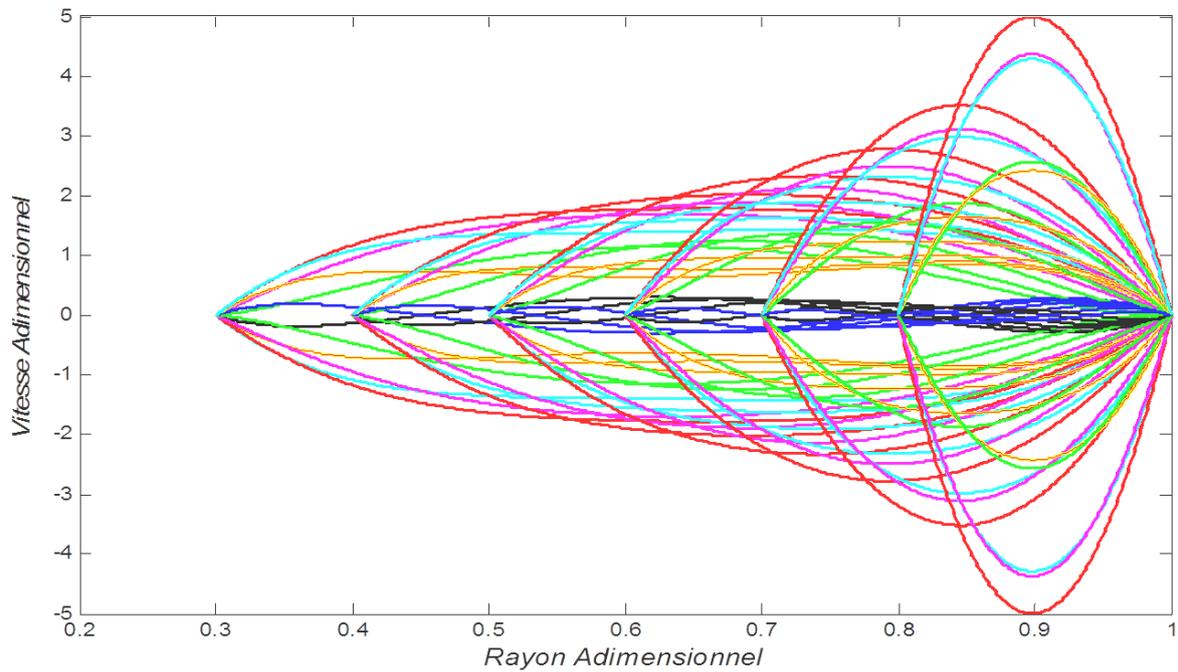
2. L'influence de la réduction de l'espace annulaire sur les profils de vitesses :

Fig.IV.2.a : Résultat analytique de l'influence de la distance de l'espace annulaire sur les profils de vitesse

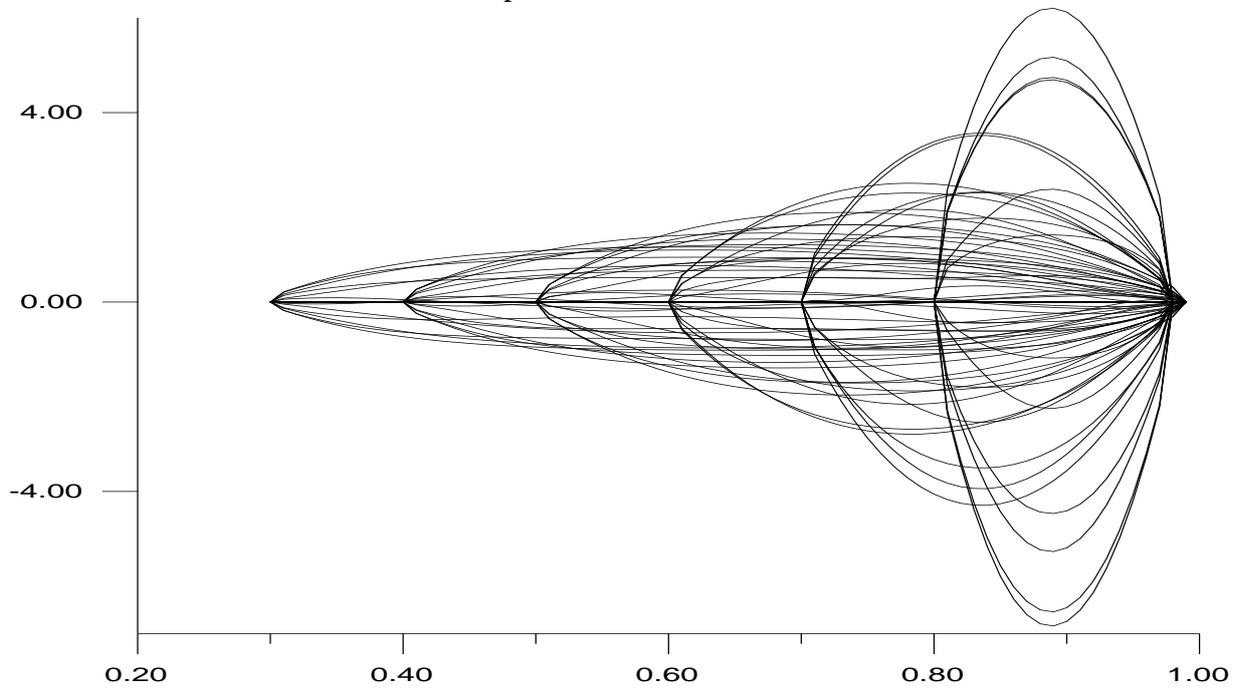


Fig.IV.2.b : Résultat obtenu numériquement de l'influence de la distance de l'espace annulaire sur les profils de vitesse

3. Les profils de la température :

Les figures (IV.3.a) et (IV.3.b) sont les résultats des profils de température pour les valeurs suivantes : $R_t=10$, $R_{obs}=3$, $\gamma=0.05$, $Re_\omega=100$, $Re_{max}=300$.

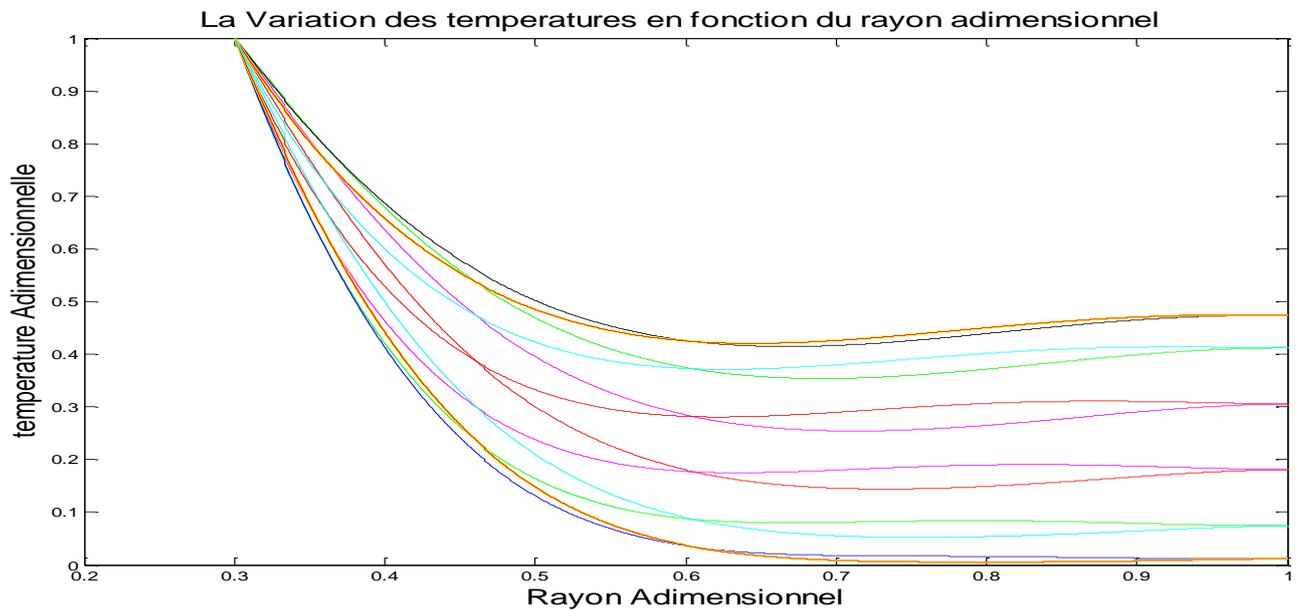


Fig.IV.3.a : Résultat obtenu analytiquement du profil de la température.

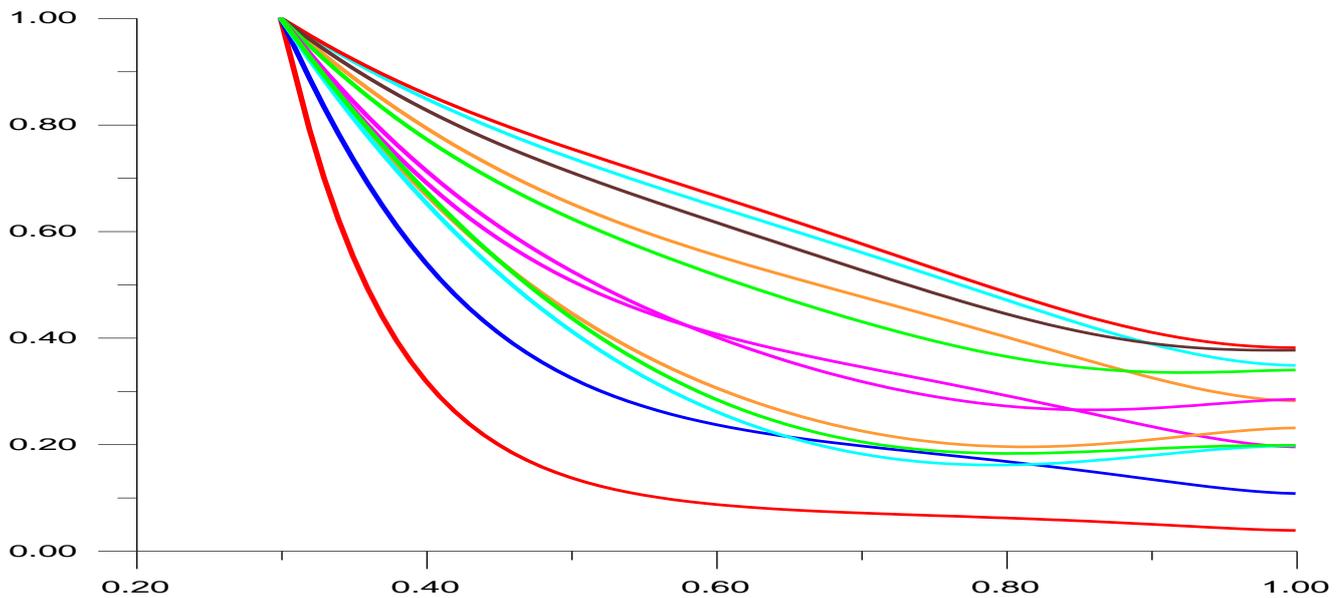


Fig.IV.3.b : Résultat obtenu numériquement du profil de la température.

D'après les résultats présentés, on peut dire qu'on a validé le code de calcul développé grâce à leurs bonnes concordances avec celles trouvés dans l'étude analytique. Il est à noter qu'il existe des différences dans le profil de température, cela est due essentiellement du fait de l'hypothèse simplificatrice qu'on a pris pour rendre le problème monodimensionnel on supposant que le gradient de température dans le fluide est constant ce qui n'est pas le cas réel, de plus les petites erreurs qu'on a déjà rencontré dans le calcul de la vitesse.

4. Le profil radial de la vorticité:

Les résultats des profils de la vorticité montrent que les valeurs de cette dernière sont proportionnelles à l'amplitude. En comparant les résultats de notre étude avec ceux trouvés par **J.Majdalani et al (2008) [63]** relatifs à l'écoulement purement oscillatoire en l'absence du champ magnétique pour une amplitude $A=50$ et une fréquence $Re_\omega=10$, on remarque qu'ils sont en bon accord.

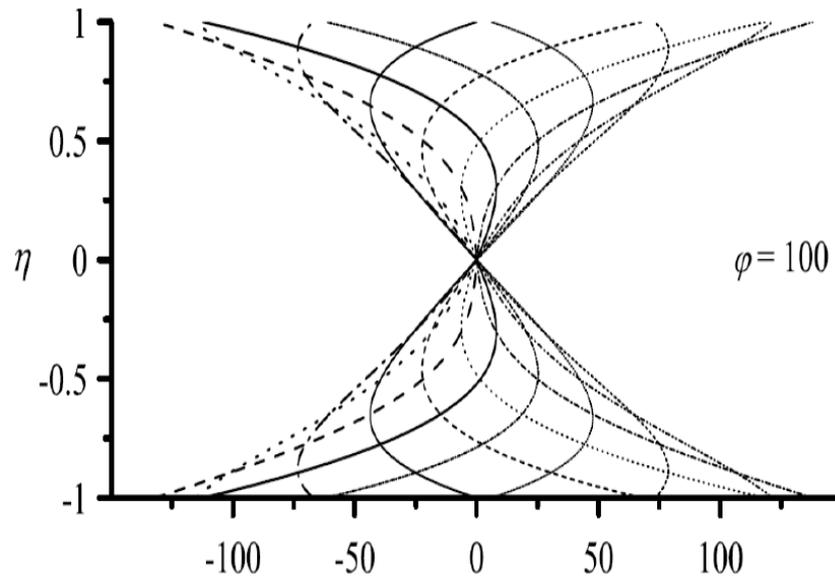


Fig. IV.4.a : Résultats de la vorticité obtenu par **J.Majdalani et al (2008) [63]** pour $A=50$ et $Re_\omega=10$

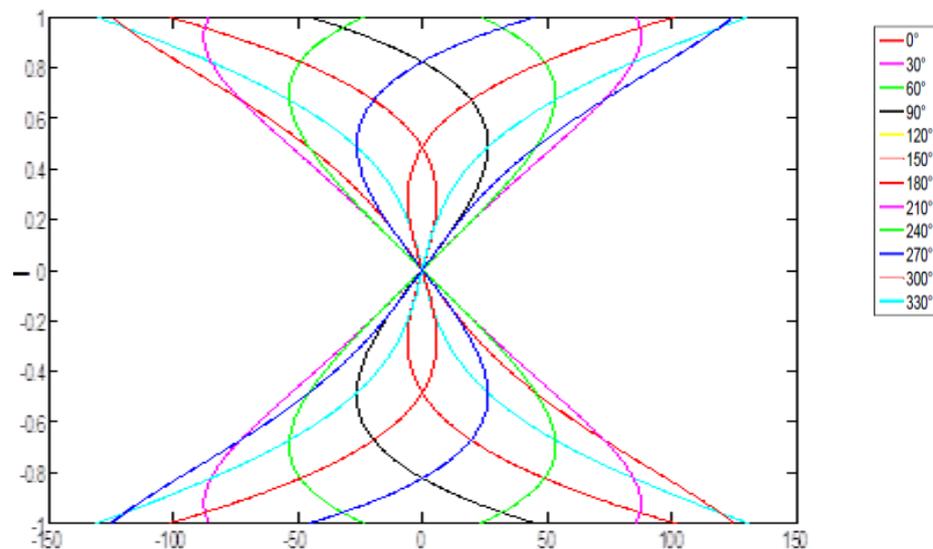


Fig. IV.4.b : Résultats de la vorticité obtenu par la présente étude pour $Ha=0$, $A=50$ et $Re_\omega=10$.

Chapitre 5

Résultats et Discussions

Chapitre V : Résultats et Discussions :

V.1 Introduction :

Après la validation du code de calcul, on s'intéresse dans ce chapitre à étudier l'influence de l'amplitude des oscillations sur les champs hydrodynamique et thermique, nous présentons aussi dans ce chapitre l'interprétation des résultats trouvés.

En utilisant le code de calcul, on détermine la variation de la vitesse et de la température en fonction du temps.

V.2 Le profil radial de la vitesse :

Afin d'étudier les différents régimes d'écoulement on fait varier le nombre de Reynolds cinétique Re_ω de 1 jusqu'à 2500, les résultats sont obtenus pour un nombre de Prandtl égal à 0.7 qui correspond à l'air.

On choisit douze instants pour couvrir une période d'oscillation, le pas temporelle est égale à $\pi/6$.

Pour bien illustrer l'influence de la fréquence d'oscillation sur les profils de vitesse, on choisit les fréquences $Re_\omega=1, 100, 900$ et 2500, voir Figures ci-dessous :

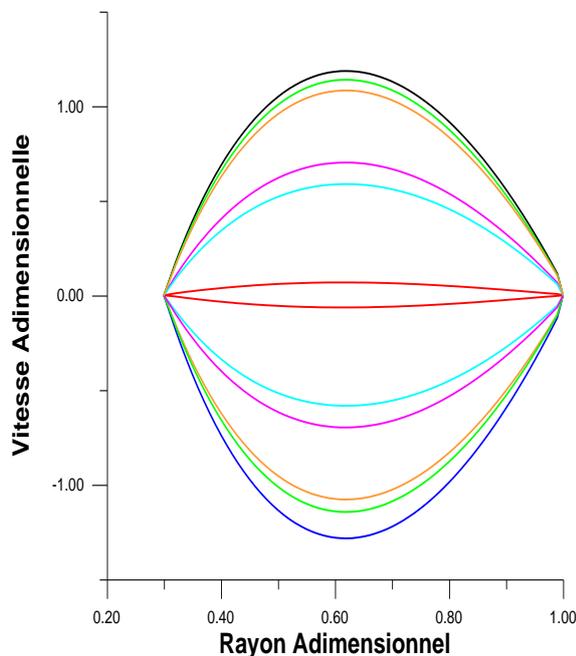


Fig.V.2.1 Profils de la vitesse adimensionnelle
pour $Ha=0, Re_\omega=1$.

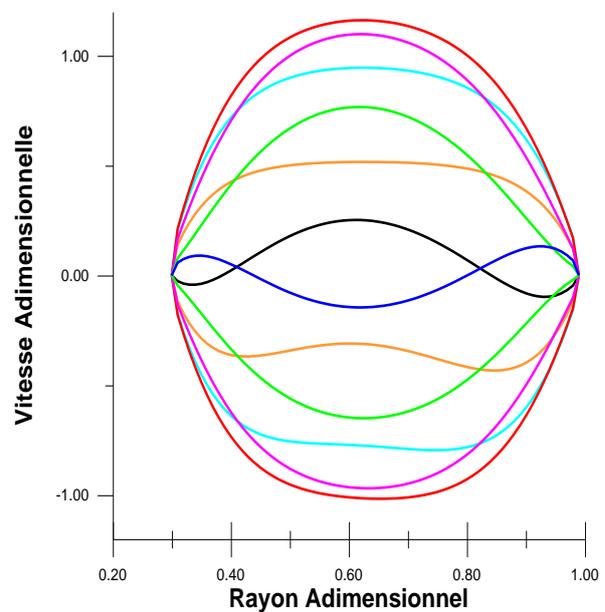


Fig.V2.2 Profils de la vitesse adimensionnelle
pour $Ha=0, Re_\omega=100$.

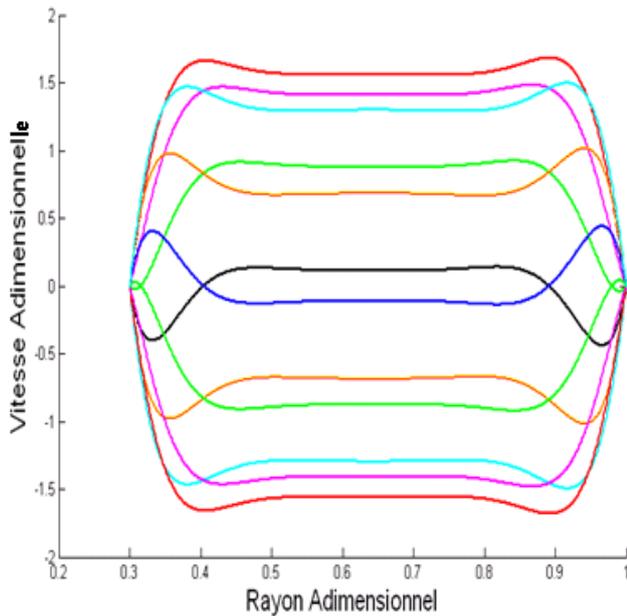


Fig. V.2.3 Profils de la vitesse adimensionnelle
pour $Ha=0$, $Re_\omega=900$.

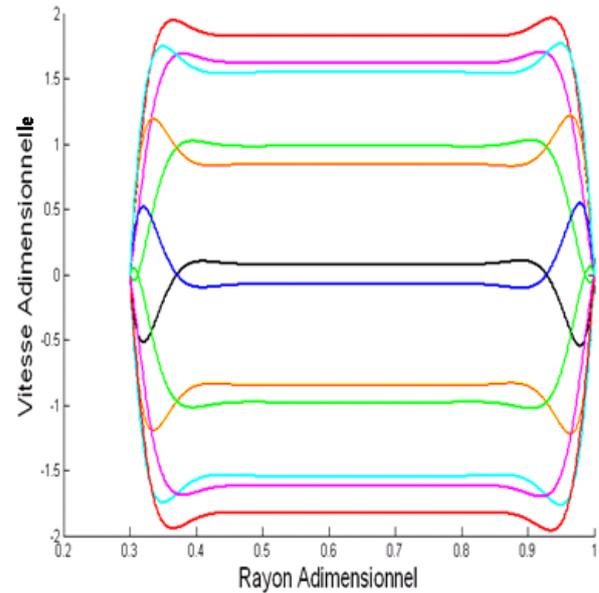


Fig. V.2.4 Profils de la vitesse adimensionnelle
pour $Ha=0$, $Re_\omega=2500$.

Pour les faibles fréquences ($Re_\omega=1$), les profils de vitesse ont une forme parabolique caractérisée par un maximum au centre, c'est le cas de l'écoulement de **Poiseuille**, quand le nombre de Reynolds cinétique augmente ($Re_\omega=100$) on remarque le début de l'existence du phénomène annulaire, il est à noter qu'on a trouvé dans l'étude analytique que le nombre de Reynolds cinétique correspondant à la même configuration est égale à ($Re_\omega=64$) pour le cas d'une conduite simple.

Pour les nombres de Reynolds très importants ($Re_\omega=900$, 2500) on constate la présence de l'effet annulaire sur toutes les phases, cet effet est caractérisé par la présence du maximum de vitesse près des parois latérales des deux tubes et un plateau au cœur de l'écoulement.

V.3 La variation temporelle de la pression :

Du fait qu'on a supposé au début que le fluide est soumis à un gradient de pression périodique, la figure ci-dessous montre la variation de la pression en fonction du temps adimensionnel :

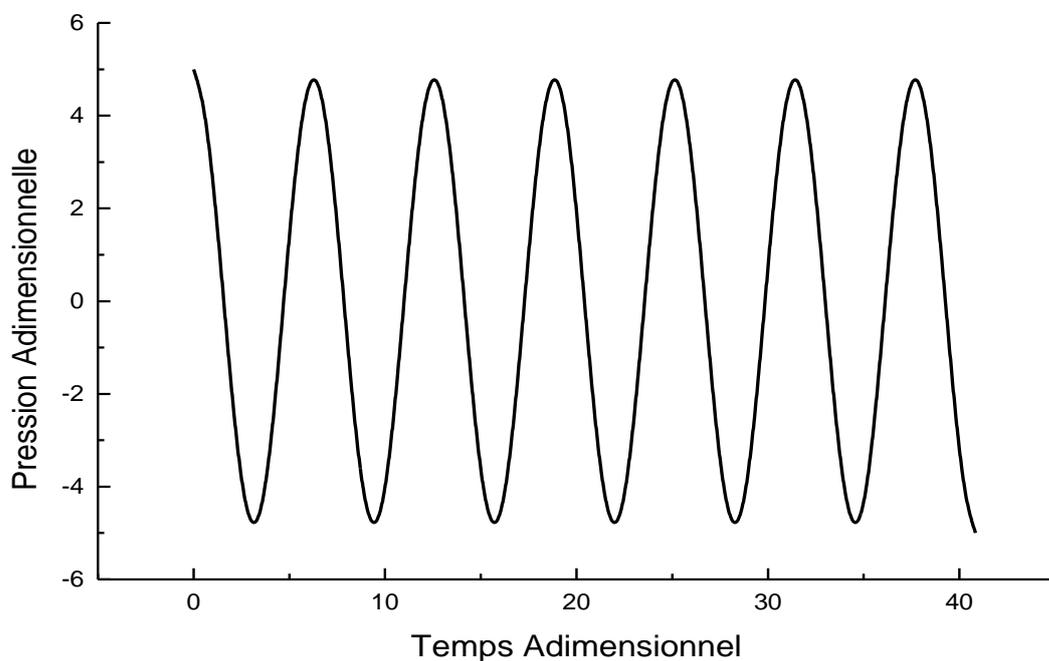


Fig. V.3.1 Variation de la pression adimensionnelle en fonction du temps adimensionnel.

Cette variation du gradient de pression à une influence directe sur le champ dynamique et par conséquent sur le champ thermique, du fait que les équations qui régissent le mouvement du fluide sont couplées par un terme qui contient la vitesse et le gradient de température.

V.4 La variation temporelle de la vitesse :

En fixant spatialement un point quelconque dans l'espace annulaire et on suit l'évolution de sa vitesse en fonction du temps, les résultats qui sont présentés sont obtenus pour différents points situés respectivement à 0.32, 0.54, 0.78 et 0.99 de la position radiale et pour un $Re\omega=100$.

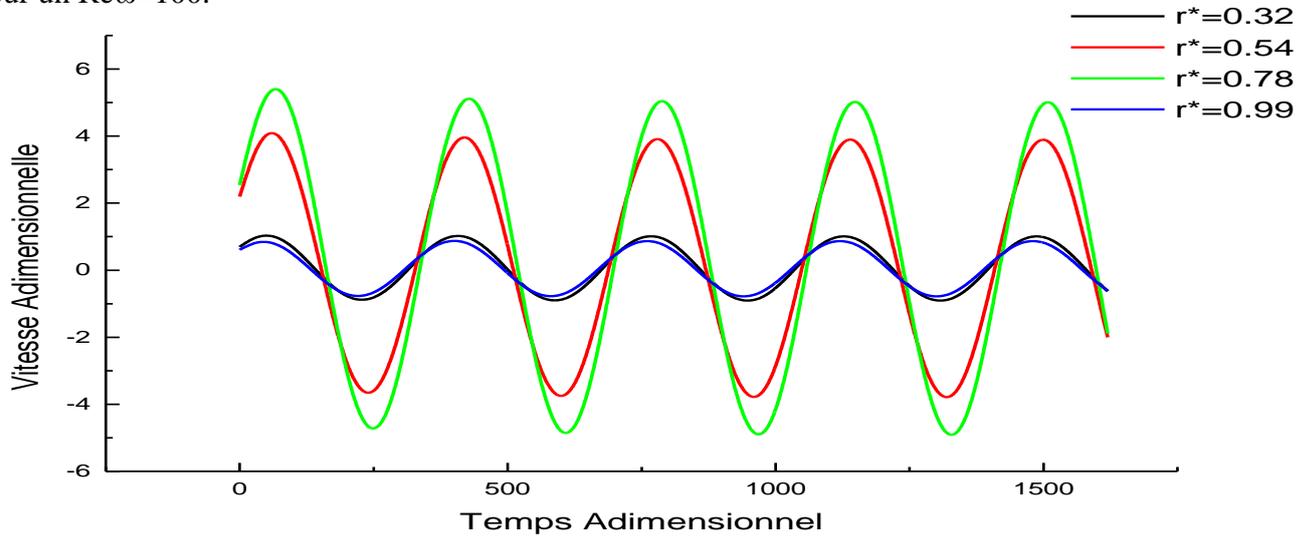


Fig. V.4.a Variation de la vitesse adimensionnelle en fonction du temps adimensionnel pour différents points de l'espace annulaire.

En comparant la variation de la vitesse avec celle de la pression (Fig. V.3.1), on remarque l'existence d'un déphasage entre les deux courbes, ce qui est physiquement valable d'après le principe de causalité d'**Albert Einstein** puisque le gradient de pression appliquée au fluide est la cause du mouvement. La figure suivante montre le déphasage entre la vitesse et la pression :

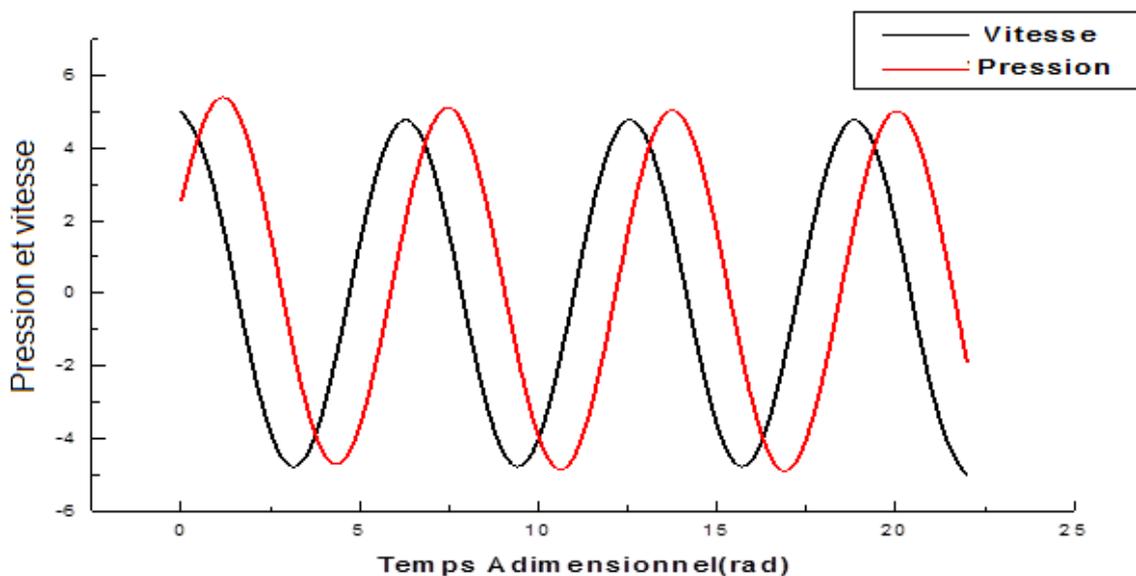


Fig. V.4.b Le déphasage entre la vitesse et la pression.

V.5 La variation temporelle de la température :

La figure (V.5.a) illustre l'évolution temporelle de la température à plusieurs position de l'espace entre les deux cylindre ($r^*=0.32$, $r^*=0.54$, $r^*=0.78$, $r^*=0.99$) pour une fréquence adimensionnelle $Re\omega=100$.

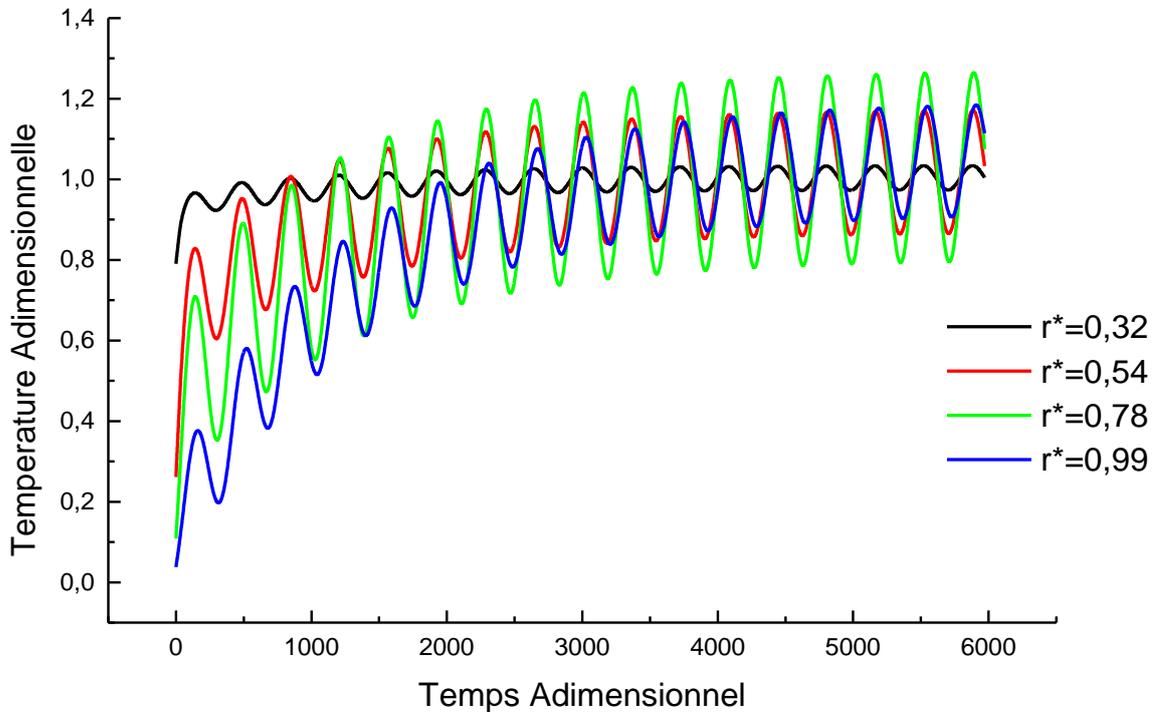


Fig. V.5.a La variation de la température en fonction du temps.

A partir de cette figure on remarque que les points qui sont près de la paroi chauffée ($r^*=0.32$) oscillent légèrement autour de sa température adimensionnelle qui est prise comme référence $T_p^*=1$. Pour les points qui sont loin de la paroi chauffée ($r^*=0.54$, $r^*=0.78$, $r^*=0.99$), on voit que la température augmente avec des oscillations de la valeur 0 (Température initiale du fluide) jusqu'à 1 après un temps adimensionnel égale à 2000. On note la présence d'un régime transitoire pour des temps inférieurs à 2000, résultats trouvés par d'autres auteurs **Hadj Ali [29]** et **Bennakcha [30]**. Le temps adimensionnel $t^*=600$ correspond à l'établissement du régime oscillatoire pour les différents paramètres.

L'analyse des courbes de la variation temporelle de la température avec celle de la pression, montre l'existence d'un déphasage entre ces deux paramètres voir (**Fig. V.5.b** et **Fig. V.5.c**), ce qui était démontré expérimentalement par **Zhao et al (2004)** [26] dans le cas d'un cylindre.

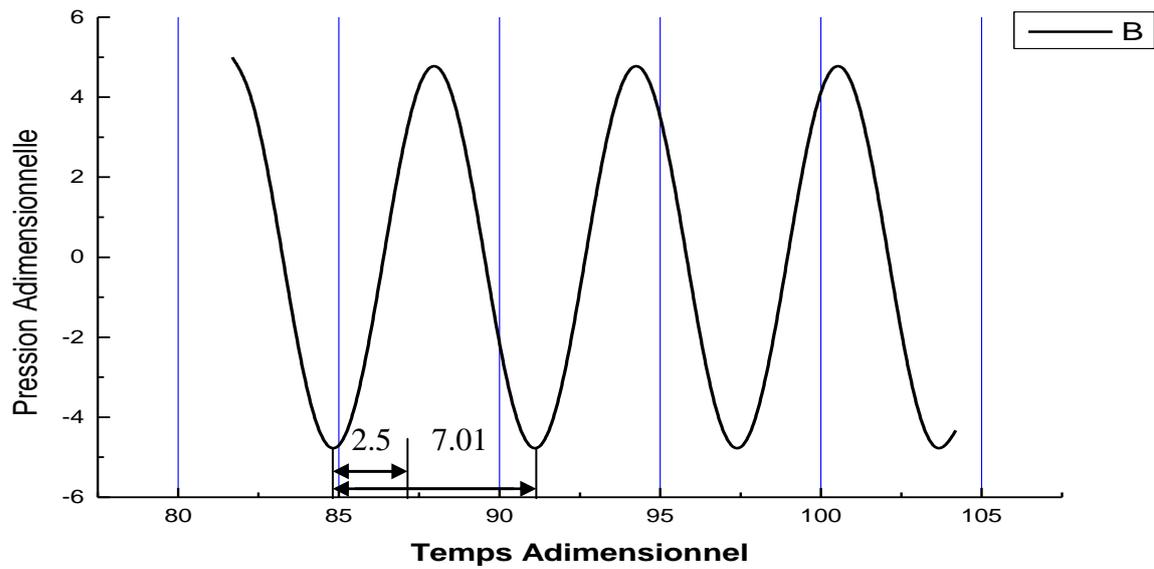


Fig. V.5.b La variation temporelle de la pression adimensionnelle.

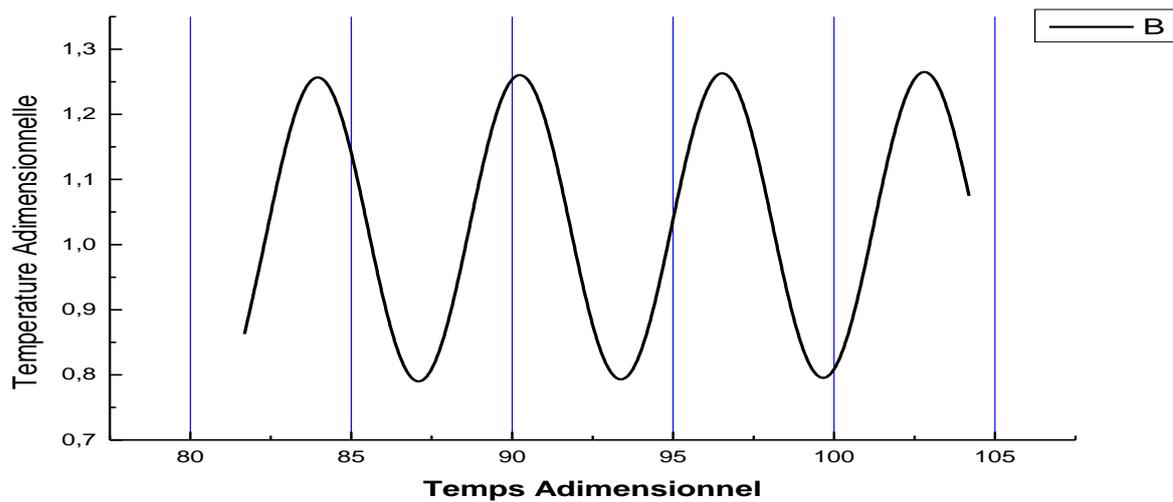


Fig. V.5.c La variation temporelle de la température adimensionnelle.

Ces figures montrent que le déphasage entre la pression et la température est de l'ordre de 64.28° ce qui est presque égale à $\pi/3$ qu'on trouve souvent dans les références.

V.6 Etude du déphasage dans le plan de phase :

D'après les résultats trouvés précédemment, on a montré l'existence du déphasage entre les différents paramètres de l'écoulement. La détermination de ce déphasage dans le plan temporelle n'est pas aisée à cause de l'instabilité temporelle de ces paramètres. Ce qui nous a conduits à utiliser le plan de phase qui permet de déterminer le déphasage d'une manière globale.

Du fait que le fluide est soumis à un gradient de pression périodique de forme sinusoïdale $P(t)=P_{\max} \sin(\omega.t)$, les paramètres de l'écoulement s'écrivent sous la forme $f(t)=f_{\max} \sin(\omega.t+\phi)$. Soit les amplitudes normalisée $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ de $P(t)$ et $f(t)$ respectivement données par les relations suivantes :

$$\alpha(t) = \frac{P(t)}{P_{\max}} = \sin(\omega t) \quad \text{Et} \quad \beta(t) = \frac{f(t)}{f_{\max}} = \sin(\omega t + \phi)$$

La représentation des trajectoires à chaque cycle dans le plan $(a(t), b(t))$ est une ellipse définie par le système de coordonnées $(Ox' y')$ par l'équation suivante :

$$\frac{x'^2}{a^2} + \frac{y'^2}{b^2} = 1, \quad \text{avec} \quad a = \sqrt{2} \cos\left(\frac{\phi}{2}\right), \quad b = \sqrt{2} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right)$$

$$\text{Ou:} \quad x' = \frac{\sqrt{2}}{2}(\alpha + \beta) \quad \text{et} \quad y' = \frac{\sqrt{2}}{2}(-\alpha + \beta)$$

Les deux axes principaux de cette ellipse sont tournés d'un angle γ par rapport aux axes (Oxy) . Cet angle de rotation est donné par :

$$\tan(2\gamma) = \frac{2 \cdot P_{\max} \cdot f_{\max}}{P_{\max}^2 - f_{\max}^2} \cos(\phi)$$

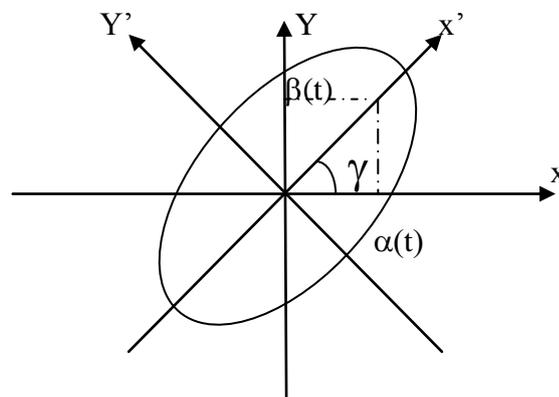


Fig. V.6.a Représentation de l'ellipse dans le plan de phase.

V.6.1 Plan de phase (Gradient de Pression _ Vitesse) :

Afin d'analyser le déphasage entre la vitesse et le gradient de pression, on a adapté notre programme pour qu'il stock la valeur maximal de la vitesse calculée et la même chose pour le gradient de pression, on fixe le point ou on veut mesurer (a titre d'exemple on a choisi le centre de l'espace annulaire $r^*=0.35$). Ce calcul a été fait pour différentes fréquences de $Re\omega=1$ jusqu'à $Re\omega=700$.

On remarque sur la figure (V.6.2) que la trajectoire (Vitesse, Gradient de pression) dans le plan est une ellipse. Ce qui confirme les résultats théoriques et numériques trouvés par **Yakhot et al [25](2003)** qui sont représentés dans la figure (V.6.1). Toutefois, on signale quelques différences comme la forme circulaire de la dernière fréquence ($Re_{\omega}=100$). A notre avis c'est due au fait que l'auteur à travailler sur un écoulement oscillatoire dans un tube et non pas dans un espace annulaire qui est le cas dans notre étude, ce qui confirme aussi le retard de développement de l'effet annulaire qu'on a trouvé précédemment en comparant avec les travaux de **Bouvier et al(2001)**.

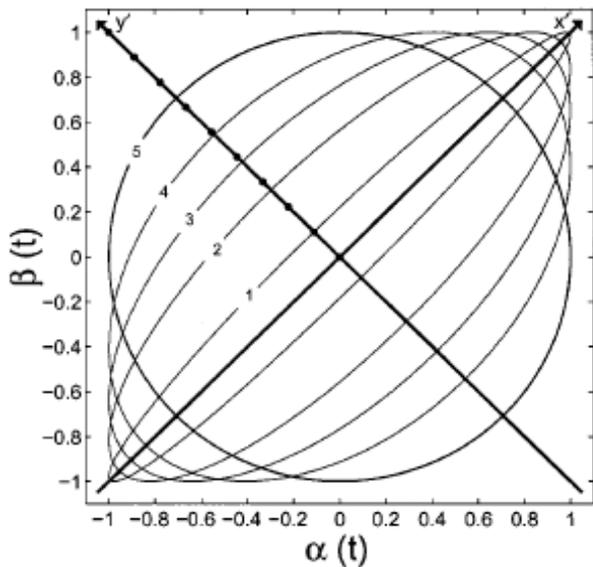


Fig. V.6.1: Représentation dans le plan de Phase de la trajectoire $(\partial P/\partial x, V)$ pour Différentes fréquences ; Résultats de **Yakhot et al (2003)[36]**.

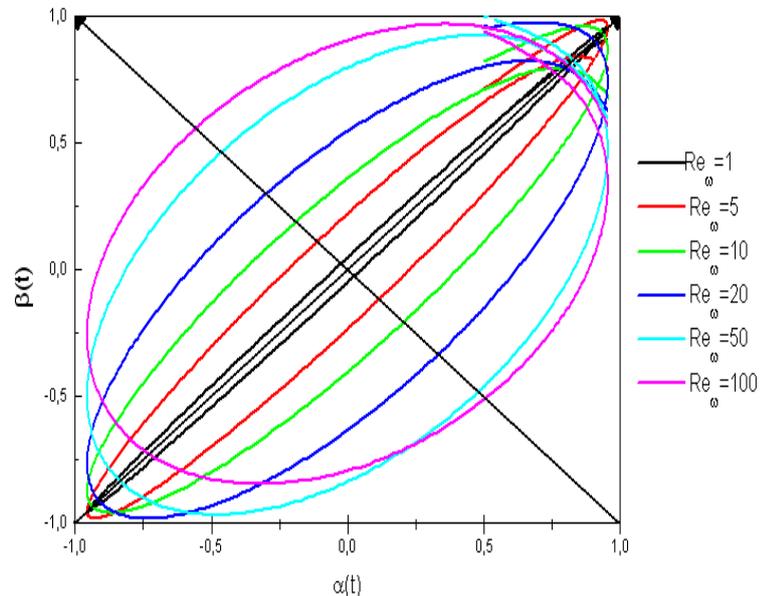


Fig. V.6.2: Représentation dans le plan de phase de la trajectoire $(\partial P/\partial x, V)$ pour différentes fréquences ; Résultats numérique de notre étude.

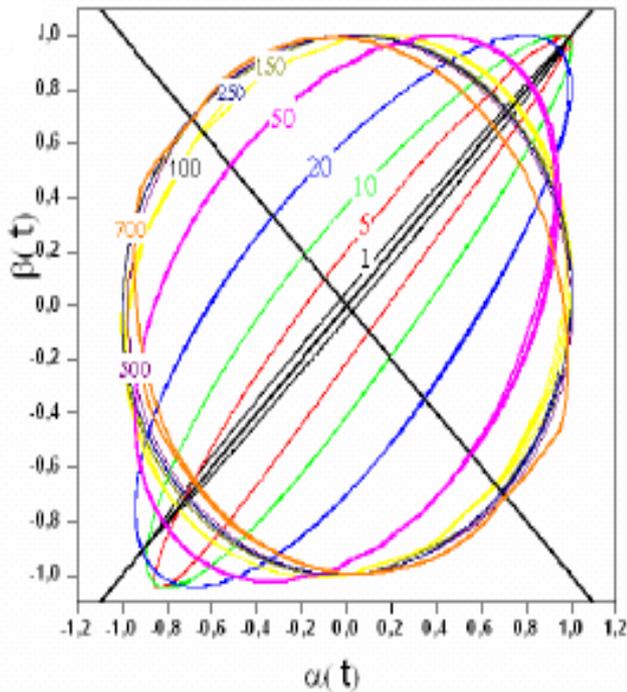


Fig. V.6.3: Représentation dans le plan de Phase de la trajectoire ($\partial P/\partial x, V$) pour Différentes fréquences ; Résultats de **Hadj Ali et al (2005)**.

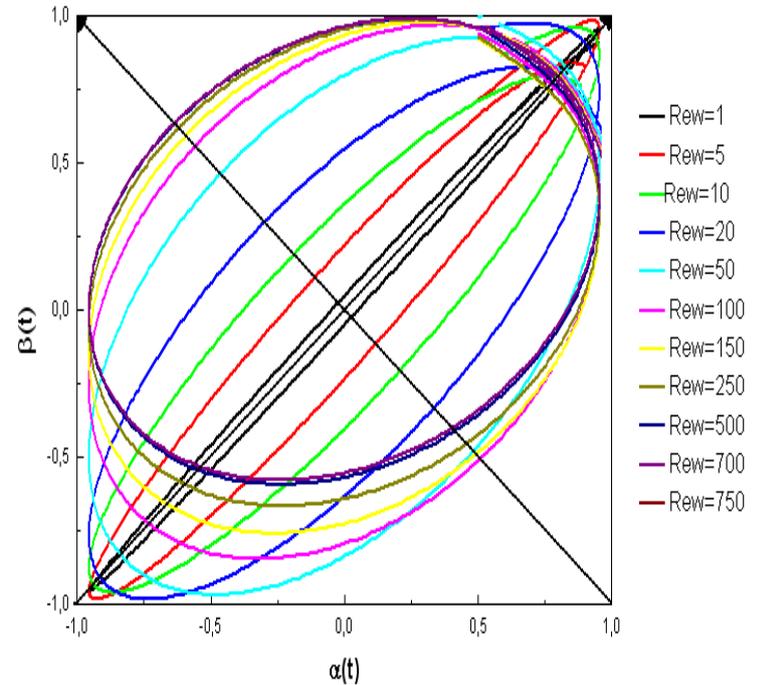


Fig. V.6.4: Représentation dans le plan de phase de la trajectoire ($\partial P/\partial x, V$) pour différentes fréquences ; Résultats numérique de notre étude.

Le cas correspondant à $Re_o=1$ donne une ellipse presque aplatie et confondue avec la première bissectrice. Ceci correspond à un déphasage nul, ce qui est le cas d'un écoulement stationnaire.

Ces figures montrent aussi que pour les hautes fréquences ($Re_o > 100$), les ellipses obtenues commencent à se confondre entre elles et à perdre leur forme elliptique et à devenir des cercles. Dans ce cas, la détermination du déphasage ne pourra pas s'effectuer correctement, néanmoins on signale que la forme circulaire de la trajectoire dans le plan de phase correspond à un déphasage égale à $\frac{\pi}{2}$.

En comparant les deux figures (V.6.3) et (V.6.4), on remarque certaines différences qui sont dues essentiellement du fait que l'étude de **Hadj Ali et al** est consacrée à un écoulement pulsé qui contient une partie stationnaire et une partie oscillatoire.

V.6.2 Plan de phase (Gradient de Pression _ Température) :

A fin d'analyser l'aspect périodique de la température en fonction de la fréquence, on a tracé dans le plan de phases les trajectoires $(\partial P/\partial Z, T)$ pour des valeurs de fréquences $Re_\omega=1$ jusqu'à $Re_\omega=700$. Les résultats sont représentés dans la figure ci-dessous :

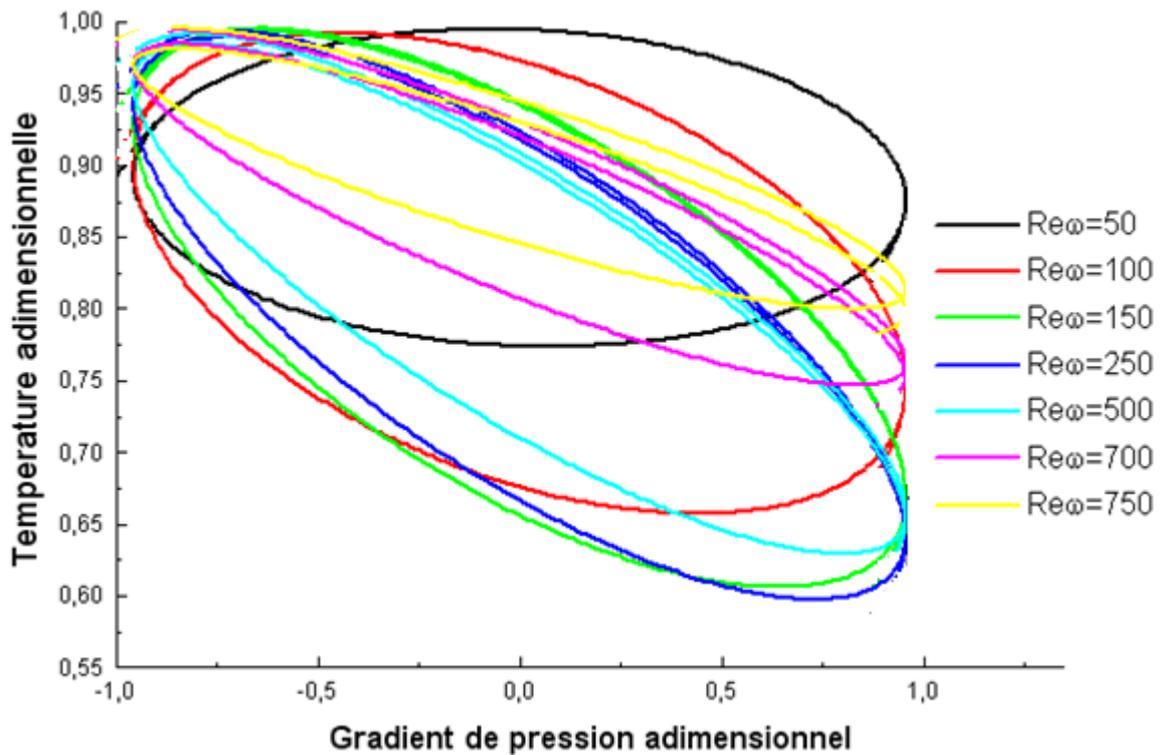


Fig. V.6.5 Représentation dans le plan de phase la trajectoire $(\partial P/\partial x, T)$ pour différentes fréquences.

Cette figure montre que les trajectoires des températures sont des courbes fermées de formes elliptiques. Cela traduit le comportement périodique de forme sinusoïdale pour la température. Le déphasage entre ces deux paramètres avoisine $\pi/2$ surtout pour les hautes fréquences. On signale toutefois que les axes principaux des ellipses ne sont pas confondus pour toutes les fréquences et que ces axes sont inversés par rapport à ceux relatifs au plan de phase $(\partial P/\partial x, V)$.

V.7. Etude de l'influence de l'amplitude sur le transfert de chaleur :

V.7.1 L'évolution temporelle du nombre de Nusselt :

L'échange de chaleur par convection est associé au mouvement du fluide. Selon la nature du mécanisme qui provoque ce mouvement. Ce mode de transfert thermique doit être étudié essentiellement pour déterminer les échanges de chaleur ayant lieu entre une paroi chauffée et un fluide au contact de celle-ci. Lorsque le coefficient d'échange thermique par convection h est connu, on peut calculer la quantité de chaleur traversant une surface donnée pendant un intervalle de temps quelconque. Dans cette partie on a étudié l'échange thermique entre l'obstacle chauffé et le fluide à travers l'évolution du nombre de Nusselt.

Le nombre de Nusselt est proportionnel au terme $\left. \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right|_{\text{parois}}$, et pour des raisons de simplification on s'intéresse juste à l'évolution de ce terme.

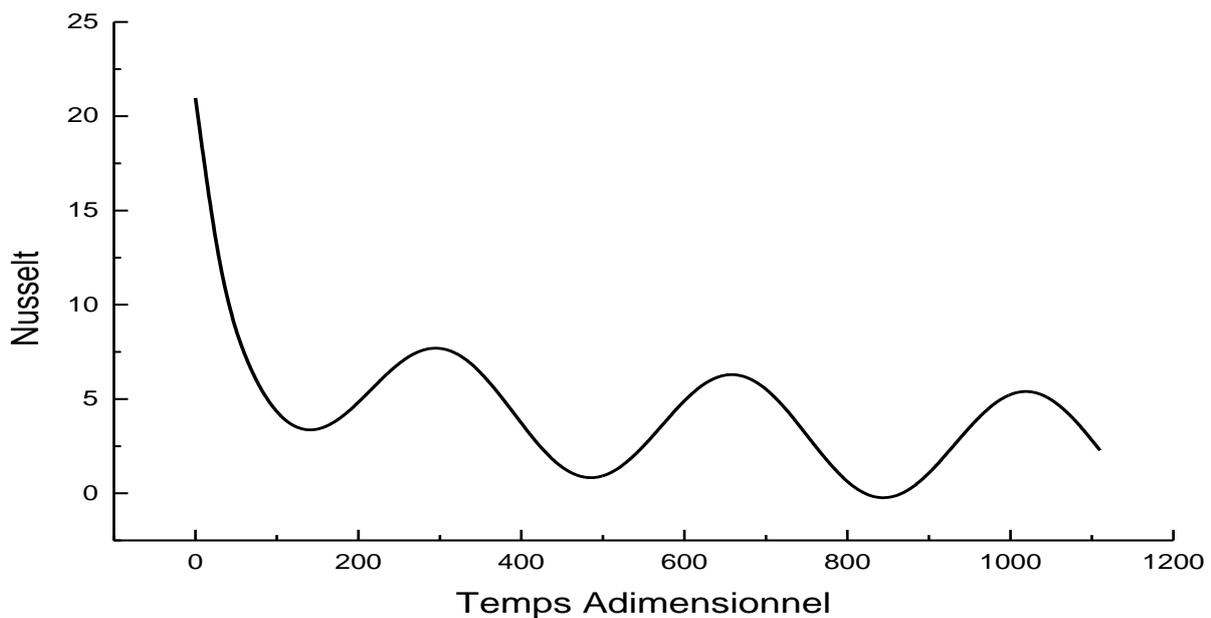


Fig. V.7.1 Profil temporel du nombre de Nusselt; $Re_{\omega}=100$, $A_0=5$.

La figure (V.7.1) illustre la variation temporelle du nombre de Nusselt pendant plusieurs périodes de temps, pour une fréquence adimensionnelle $Re_{\omega}=100$, on remarque une diminution rapide du nombre de Nusselt dans la phase transitoire pour avoir un aspect périodique lorsque le régime est établi. On constate aussi que le nombre de Nusselt varie autour d'une valeur moyenne ($Nu=2.5$), qui est celle du régime non oscillatoire.

V.7. 2 L'influence de la fréquence sur l'évolution temporelle du nombre de Nusselt :

La figure (V.7.2.1) illustre l'influence de la fréquence sur l'évolution temporelle du nombre de Nusselt, pour $A_0=5$.

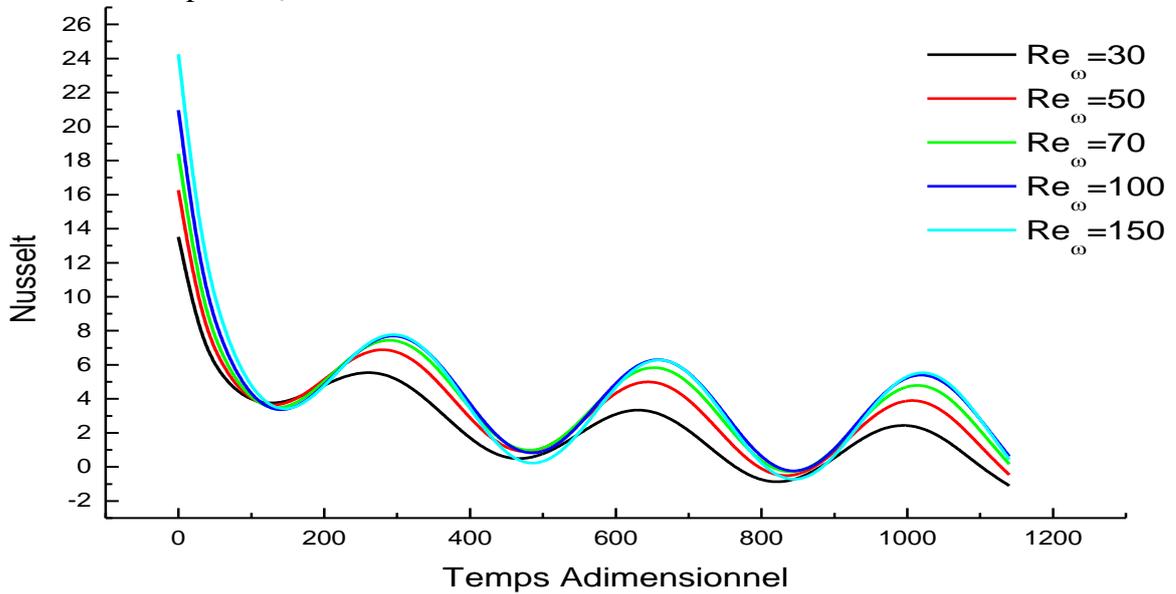


Fig. V.7.2.1 l'influence de la fréquence sur le nombre de Nusselt.

L'analyse de l'influence de la fréquence sur l'évolution du nombre de Nusselt montre que ce dernier augmente avec l'augmentation de la fréquence. Sachant que ce nombre caractérise l'échange thermique on peut dire qu'on favorise d'avantage le transfert de chaleur en augmentant la fréquence Re_ω . La relation qui existe entre la fréquence et le nombre de Nusselt est linéaire comme il est représenté dans la figure (V.7.2.2).

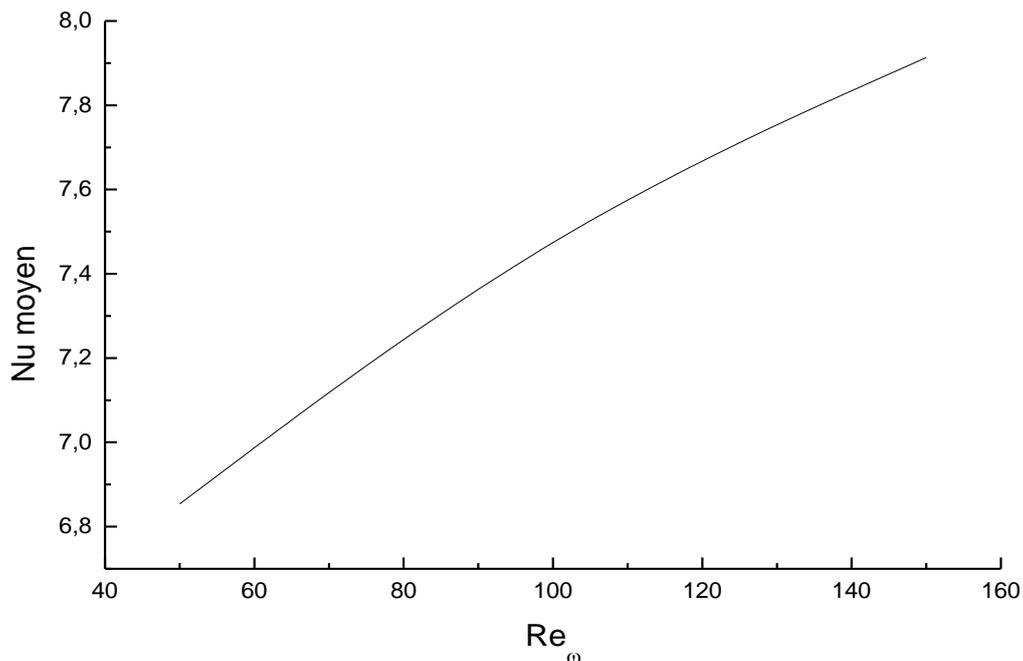


Fig. V.7.2.2 La variation du nombre de Nusselt en fonction de la fréquence Re_ω .

V.7.3 L'influence de l'amplitude sur le profil de la température :

La figure(V.7.3) montre l'influence de l'amplitude sur les profils de la température pour une fréquence $Re_\omega=100$, $\omega t=240^\circ$, $\gamma^*=0.05$:

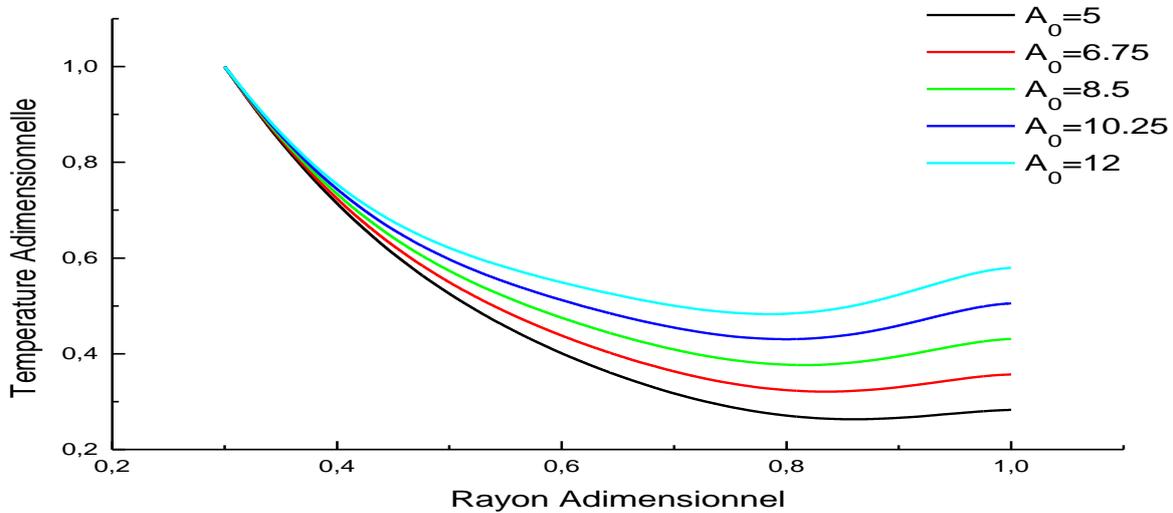


Fig. V.7.3 Influence de l'amplitude sur le profil de température pour $Re_\omega=100$.

D'après cette figure, on constate que l'influence de l'amplitude sur le profil radial de température est remarquable. Dans ce cas plus que l'amplitude augmente plus que le fluide se chauffe d'avantage.

V.7.4 L'influence de l'amplitude sur l'évolution temporelle du nombre de Nusselt :

La figure (V.7.4 .1) illustre la variation radiale du nombre de Nusselt pour plusieurs valeurs d'amplitude adimensionnelle allant de 5 jusqu'à 12, et cela pour une fréquence $Re_\omega=200$, $\gamma^*=0.05$:

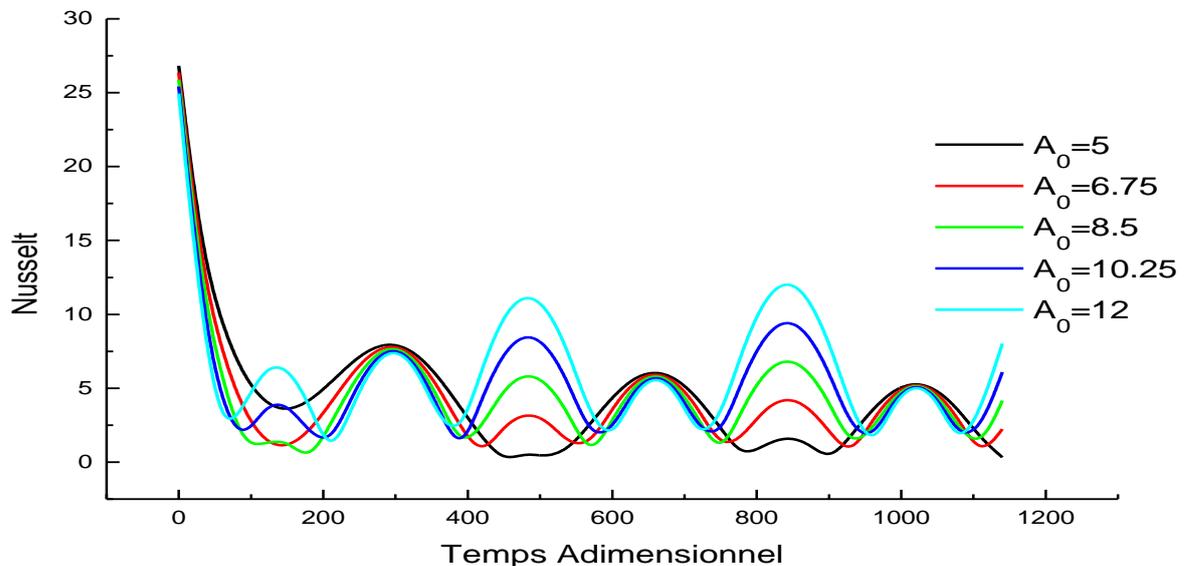


Fig. V.7.4.1 Influence de l'amplitude sur le nombre de Nusselt pour $Re_\omega=200$.

L'analyse des courbes illustrées dans la figure (V.7.4.1) montre que l'amplitude des oscillations influe sur le transfert de chaleur, on remarque que les profils du nombre de Nusselt sont périodiques est leurs période adimensionnelle est égale à 200, on remarque que ce nombre augmente avec l'amplitude. La figure (V.7.4.2) montre que la relation qui existe entre le nombre de Nusselt et l'amplitude est linéaire.

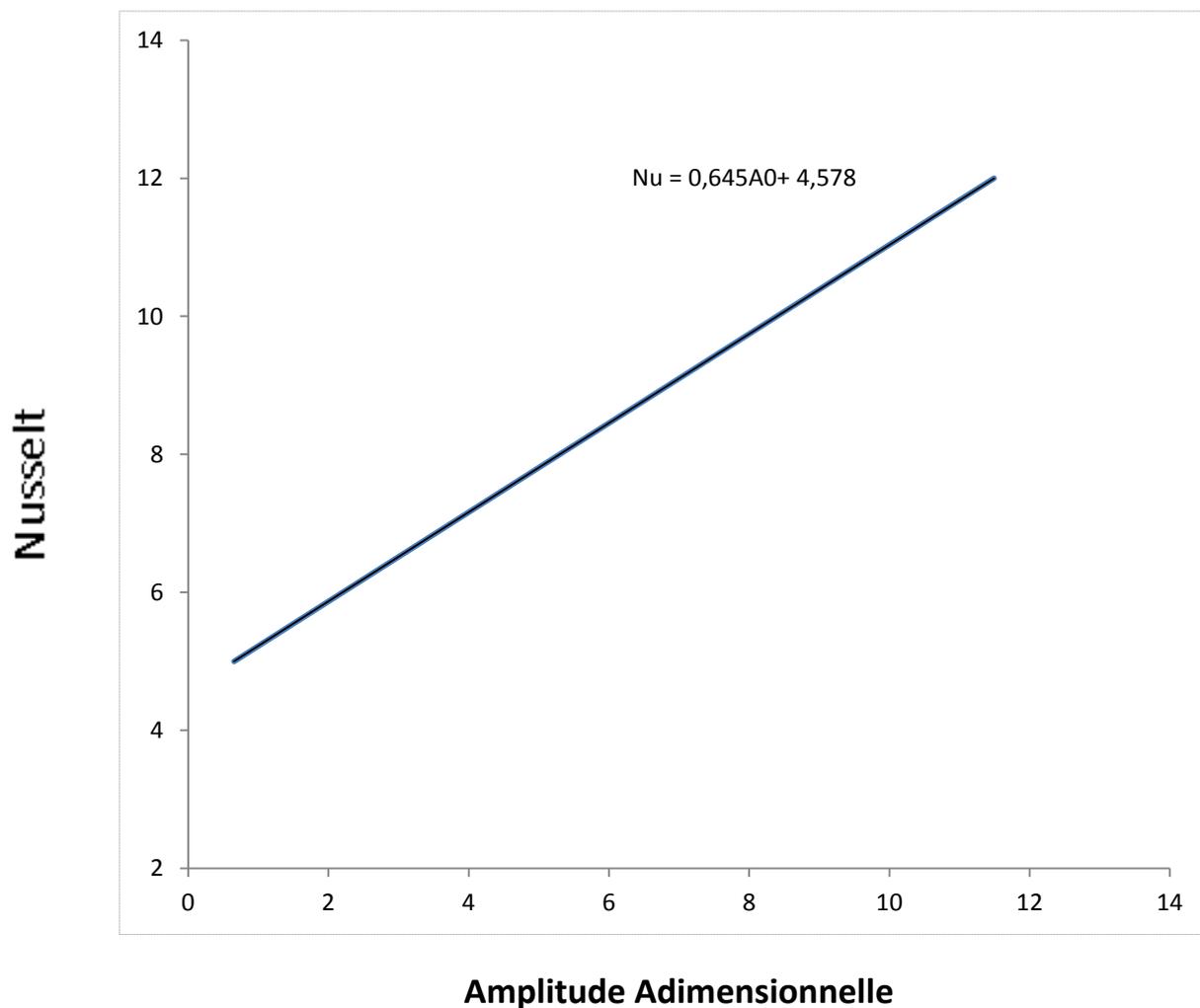


Fig. V.7.4.2 La variation du nombre de Nusselt en fonction de l'amplitude.

Ce résultat à été trouvé par d'autres auteurs, la relation qui existe entre l'amplitude et le nombre de Nusselt peu être estimé à $Nu=0,645 A_0+4,578$.

Après le traçage des deux courbes qu'on a trouvées (Fig. V.7.2.2 et Fig. V.7.4.2) en log-log, on a abouti à des droites d'équations suivantes:

$$\ln(Nu) = 0.48 \ln(Re_{\omega}) - 0.342 \quad \dots(1)$$

$$\ln(Nu) = 0.464 \ln(A_0) + 1.33 \quad \dots(2)$$

$$\text{D'où : } Nu = 0.7103 Re_{\omega}^{0.48}$$

$$\text{Et : } Nu = 3.781 A_0^{0.464}$$

La combinaison de ces deux résultats donne la corrélation suivante:

$$Nu = 1.63863 Re_{\omega}^{0.2485} A_0^{0.232}$$

Cette corrélation a une forme identique à celles trouvées dans la littérature [29].

V.8 Etude de l'influence du nombre de Hartmann sur les lignes de courant et les lignes isobares:

En ce qui concerne l'influence du nombre de Hartmann sur les lignes de courant les figures (V.8.1) montrent qu'en l'absence du champ magnétique, les lignes de courant sont parallèles, ce qui correspond à un écoulement instationnaire de poiseuille. Au fur et à mesure que le nombre de Hartmann augmente, ces dernières deviennent de plus en plus curvilignes, surtout au voisinage de la paroi. Indiquant l'apparition du phénomène annulaire du a la foi a la fréquence des oscillations et la présence du champ magnétique.

Il est à noter que ce phénomène annulaire est influencé par la présence du champ magnétique. Ceci est confirmé par les lignes isobares indiquées sur les figures (V.8.2) qui montrent que la pression est constante dans une section et que cette dernière est indépendante du diamètre de la conduite mais elle dépend de sa longueur.

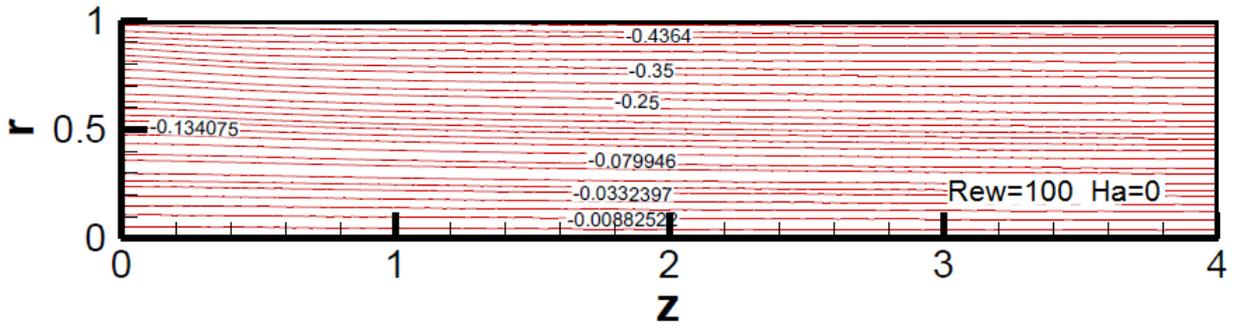


Fig. V.8.1.a Lignes de courant pour $Re_\omega=100$ et $Ha=0$

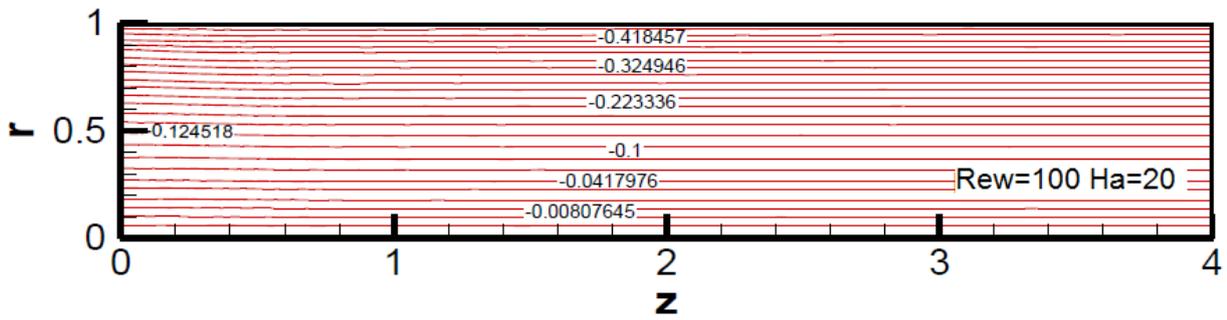


Fig. V.8.1.b Lignes de courant pour $Re_\omega=100$ et $Ha=20$

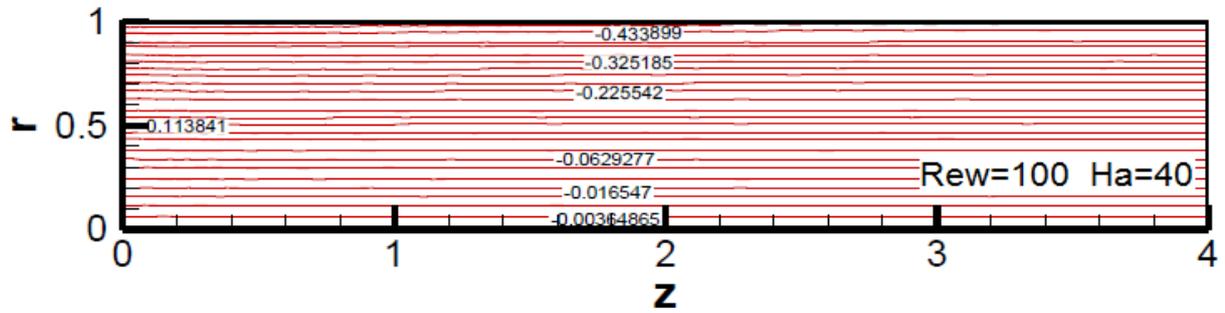


Fig. V.8.1.c Lignes de courant pour $Re_\omega=100$ et $Ha=40$

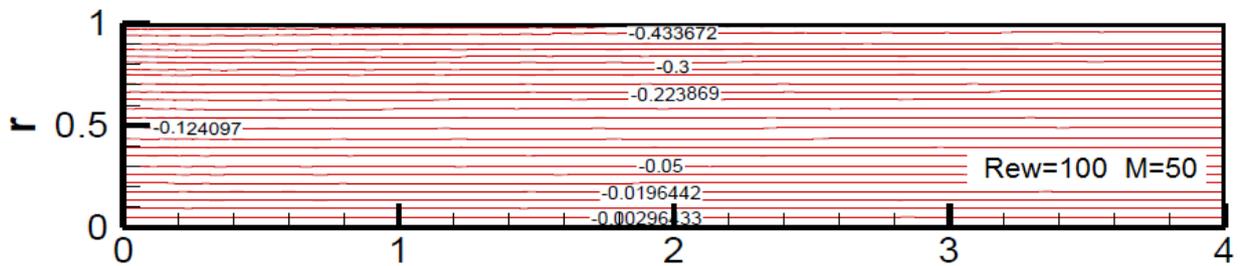


Fig. V.8.1.d Lignes de courant pour $Re_\omega=100$ et $Ha=50$

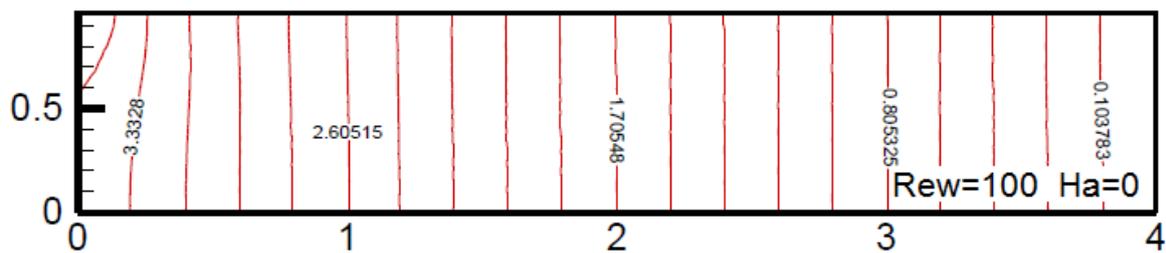


Fig. V.8.2.a Lignes isobares pour $Re_\omega=100$ et $Ha=0$

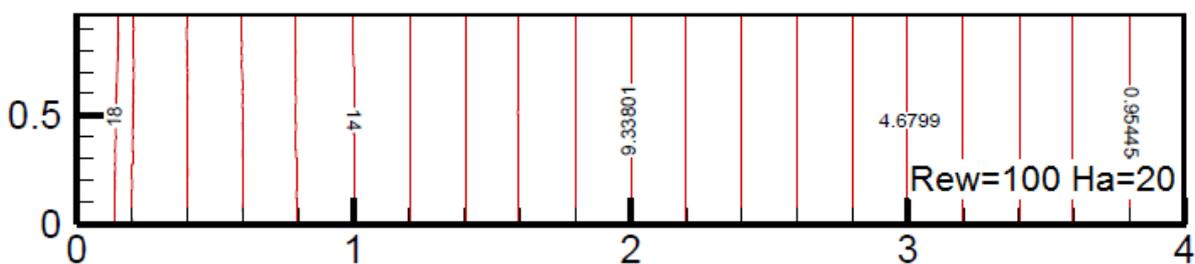


Fig. V.8.2.b Lignes isobares pour $Re_\omega=100$ et $Ha=20$



Fig. V.8.2.c Lignes isobares pour $Re_\omega=100$ et $Ha=40$

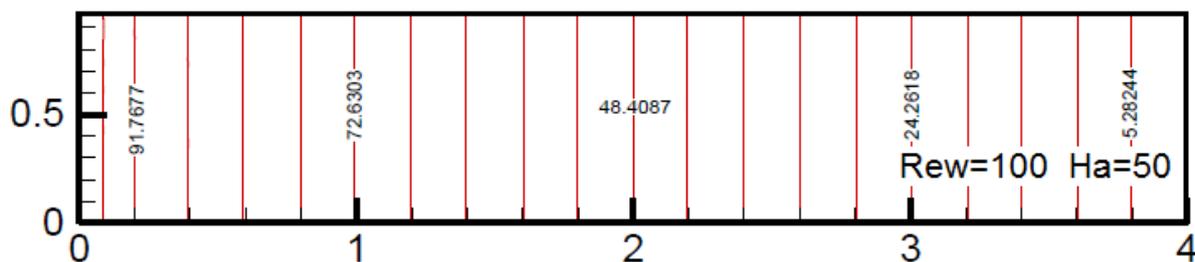


Fig. V.8.2.d Lignes isobares pour $Re_\omega=100$ et $Ha=50$

V.9 Etude de l'influence de la fréquence sur les lignes isothermes:

Le comportement des lignes isothermes en fonction des fréquences permet de distinguer deux zones: une zone d'échange thermique par conduction au voisinage immédiat des parois de la conduite intérieure, et une autre zone d'échange thermique par convection au sein de l'écoulement.

On remarque que l'augmentation de la fréquence fait déplacer la zone d'échange par convection vers la paroi de l'obstacle. Cela est dû au fait que l'augmentation de la fréquence favorise l'effet annulaire et le reversement de l'écoulement (accélération des particules près de la paroi).

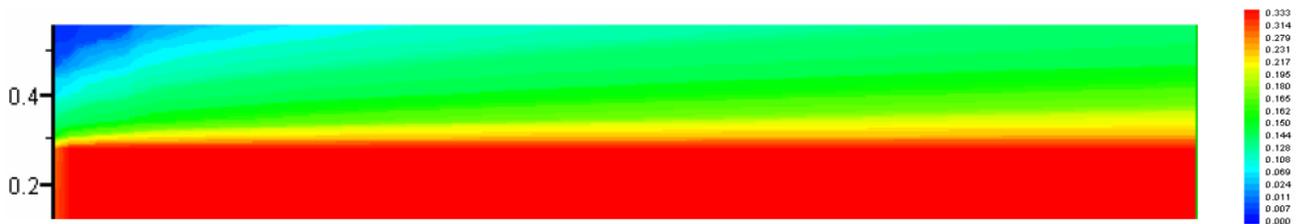


Fig. V.9.a Lignes isothermes dans l'espace annulaire pour $Ha=0$, $Re_\omega=10$, $A=1$

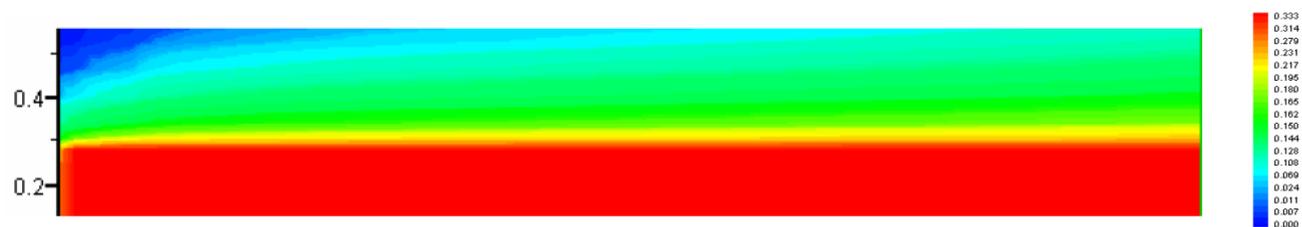


Fig. V.9.b Lignes isothermes dans l'espace annulaire pour $Ha=0$, $Re_\omega=50$, $A=1$

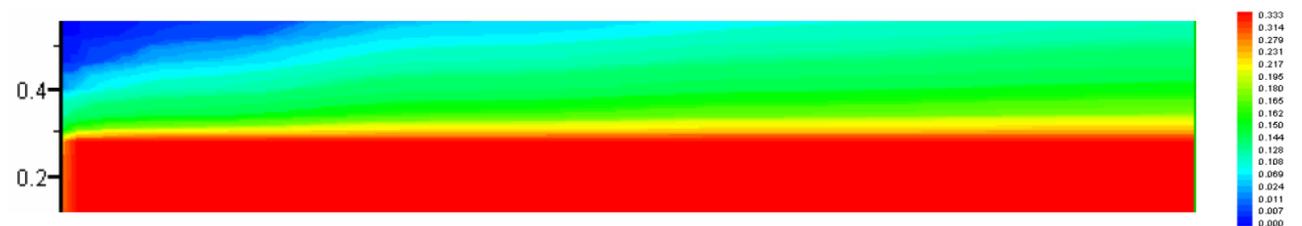


Fig. V.9.c Lignes isothermes dans l'espace annulaire pour $Ha=0$, $Re_\omega=100$, $A=1$

Dans l'espace annulaire entre les deux conduites, la zone qui se trouve à l'entrée est caractérisée par un meilleur échange thermique qui augmente avec la fréquence. De même, pour le reste de l'espace annulaire le transfert de chaleur augmente avec la fréquence mais à un degré moins important par rapport à l'entrée. On note aussi que la largeur de la zone d'échange augmente en aval de l'obstacle pour les faibles fréquences. Ceci montre que les basses fréquences favorisent le transfert de chaleur par convection dans l'espace annulaire.

Conclusion Générale

Conclusion et Perspectives :

On a présenté dans cette thèse une étude analytique et numérique de l'influence du champ magnétique sur le mécanisme du transfert de chaleur dans un écoulement pulsé, d'un fluide réel confiné dans un espace annulaire.

L'étude analytique a permis d'établir deux expressions qui traduisent l'évolution radiale de la vitesse et de la température du fluide oscillant dans un espace annulaire. Elle a permis aussi de déterminer l'influence de la géométrie sur les profils de la vitesse, et la position du maximum de la vitesse en fonction de la fréquence et de la phase.

Les résultats montrent, d'une part, que la présence de l'effet annulaire sur les profils de vitesse est proportionnelle à la fréquence et inversement proportionnelle à la phase, et d'autre part que le développement de cet effet se fait pour des valeurs de fréquences plus élevées dans le cas de l'espace annulaire que pour le cas d'un tube.

Les résultats numériques confirment l'expression analytique développée qui traduit le champ radial de la vitesse. Il est à noter qu'il existe quelques différences entre les résultats numériques avec ceux de l'analytique qui traduit l'évolution radial de la température, ces différences sont causées essentiellement par les hypothèses simplificatrices adoptées au problème physique.

Les résultats numériques montrent l'existence de l'aspect périodique des champs dynamique et thermique qui possèdent un comportement similaire aux pulsations imposées par le gradient de pression dans le plan temporel. Les résultats montrent aussi l'existence d'un déphasage qui se produit entre les différents paramètres de l'écoulement. Ce déphasage a été déterminé à l'aide du plan de phase des trajectoires de ces derniers par rapport à l'écoulement imposé. Les résultats montrent que le déphasage entre la vitesse et le gradient de pression qui est pris comme référence atteint les 60° , en ce qui concerne la température l'étude a montré que le déphasage avoisine les 90° surtout pour les hautes fréquences.

Nous pouvons dire que notre étude a atteint son objectif principal, en réussissant à déterminer l'influence de l'amplitude sur le nombre adimensionnel le plus aptes à être pris comme critère de similitude qui est le nombre de Nusselt.

Concernant les perspectives a donné à ce travail. On propose d'étudier l'écoulement en utilisant la méthode des directions alternées (ADI), afin de s'approcher plus de la réalité et mieux valider l'expression de température développée dans cette étude. Et aussi réaliser un montage expérimental optimisé qui permet de déterminer le champ thermique, par l'utilisation d l'Anémométrie Laser à effet Doppler (ALD) qui a l'avantage de mesurer la vitesse et la température du fluide sans perturber l'écoulement.

Annexes

Annexe 1 : Schéma de discrétisation

L'équation de la quantité de mouvement :

Le schéma de discrétisation utilisé dans cette étude est le schéma implicite pur, les dérivées partielles dans les équations de Navier-Stokes sont remplacées par des différences.

L'équation adimensionnelle de la quantité de mouvement s'écrit comme :

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re_\omega} \left[\frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right] - \frac{Ha^2}{Re_\omega} u^*$$

Tel que : $\frac{\partial P^*}{\partial x^*} = -A^* \cdot \cos(t^*)$

D'où :

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = A^* \cdot \cos(t^*) + \frac{1}{Re_\omega} \left[\frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right] - \frac{Ha^2}{Re_\omega} u^*$$

La discrétisation de cette équation suivant le schéma implicite pur est comme suit :

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t^*} = A^* \cdot \cos(t^*) + \frac{1}{Re_\omega} \left[\frac{u_{i+1}^{n+1} - 2 \cdot u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}}{\Delta r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{u_i^{n+1} - u_{i-1}^{n+1}}{\Delta r^*} \right] - \frac{Ha^2}{Re_\omega} u_i^{n+1}$$

$$u_i^{n+1} - u_i^n = \Delta t^* \cdot A^* \cdot \cos(t^*) + \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \Delta r^{*2}} (u_{i+1}^{n+1} - 2 \cdot u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}) + \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \cdot r^* \Delta r^*} (u_i^{n+1} - u_{i-1}^{n+1}) - \frac{Ha^2}{Re_\omega} u_i^{n+1}$$

Soit : $C_1(j) = \Delta t^* \cdot A^* \cdot \cos(t^*)$, $C_2 = \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \Delta r^{*2}}$, $C_3(i) = \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \cdot r^*(i) \cdot \Delta r^*}$

D'où : $(C_3(i) - C_2) \cdot u_{i-1}^{n+1} + (2 \cdot C_2 - C_3(i) + 1) \cdot u_i^{n+1} - C_2 \cdot u_{i+1}^{n+1} = C_1(j) + u_i^n$

Ce qui donne un système matriciel tridiagonal, tel que ces composantes sont :

$$a(i) = (C_3(i) - C_2)$$

$$b(i) = (2 \cdot C_2 - C_3(i) + 1)$$

$$c(i) = -C_2$$

Le terme qui est le résultat de multiplication de la matrice tridiagonale et le vecteur vitesse est représenté par un vecteur qui vaut :

$$r(i) = C_1(j) + u_i^n$$

1^{er} Nœud :

On a la condition d'adhérence a la paroi du cylindre intérieure et donc :

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = 0 \Rightarrow u_i^{n+1} = u_i^n$$

Dernier Nœud :

La condition d'adhérence a la paroi du cylindre extérieure s'exprime par :

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = 0 \Rightarrow u_i^{n+1} = u_i^n$$

Après l'application des conditions au limites le terme qui représente le résultat de multiplication matricielle de vient pour $i=1$ et $i=n$ comme suit :

$$r(1) = C_1(j) + u_i^n \cdot (C_2 - C_3(i) + 1)$$

$$r(n) = C_1(j) + u_i^n \cdot (C_2 + 1)$$

L'équation de conservation de l'énergie :

Le même schéma de discrétisation utilisé dans l'équation de quantité on l'utilise pour résoudre l'équation de conservation de l'énergie adimensionnalisé qui s'écrit comme :

$$\frac{\partial T_f^*}{\partial t} + u^* \frac{\partial T_f^*}{\partial x^*} = \frac{1}{\alpha^2 \cdot Pr} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T_f^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial^2 T_f^*}{\partial x^{*2}} \right]$$

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} - \gamma^* \cdot u_i^{n+1} = \frac{1}{Re_\omega \cdot Pr} \left[\frac{T_{i+1}^{n+1} - 2 \cdot T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{\Delta r^*} \right]$$

La discrétisation de cette équation suivant le schéma implicite pur est comme suit :

$$T_i^{n+1} - T_i^n = \Delta t^* \cdot \gamma^* \cdot u_i^n + \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \cdot Pr \cdot \Delta r^{*2}} (T_{i+1}^{n+1} - 2 \cdot T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}) + \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \cdot Pr \cdot r^* \Delta r^*} (T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1})$$

$$\text{Soit : } CC_1(j) = \gamma^* \cdot \Delta t^* \cdot u_i^{n+1}, \quad CC_2 = \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \cdot Pr \cdot \Delta r^{*2}}, \quad CC_3(i) = \frac{\Delta t^*}{Re_\omega \cdot Pr \cdot r^*(i) \cdot \Delta r^*}$$

$$\text{D'où : } (CC_3(i) - CC_2) \cdot T_{i-1}^{n+1} + (2 \cdot CC_2 - CC_3(i) + 1) \cdot T_i^{n+1} - CC_2 \cdot T_{i+1}^{n+1} = CC_1(j) + T_i^n$$

Ce qui donne un système matriciel tridiagonal, tel que ces composantes sont :

$$aa(i) = (CC_3(i) - CC_2)$$

$$bb(i) = (2 \cdot CC_2 - CC_3(i) + 1)$$

$$cc(i) = -CC_2$$

Le terme qui est le résultat de multiplication de la matrice tridiagonale et le vecteur vitesse est représenté par un vecteur qui vaut : $g(i) = CC_1(j) + T_i^n$

Annexe 2 : Généralités sur les fonctions de Bessel.

2.1 Equations de Bessel et leurs solutions :

1ère équation :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial y}{\partial x} + 4y = 0$$

Ou :

$$x^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + x \frac{\partial y}{\partial x} + 4x^2 y = 0$$

Dont la solution est :

$$y = AJ_0(mx) + BY_0(mx)$$

2ème équation :

$$x^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + x \frac{\partial y}{\partial x} + (x^2 - n^2)y = 0$$

Tel que n est un nombre entier, la solution est :

$$y = AJ_n(x) + BY_n(x)$$

3ème équation :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial y}{\partial x} - m^2 y = 0$$

La solution est :

$$y = AI_0(mx) + BK_0(mx)$$

4ème équation :

$$x^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + x \frac{\partial y}{\partial x} - (x^2 + n^2)y = 0$$

La solution est :

$$y = AI_n(x) + BK_n(x)$$

- J_n Fonction de Bessel de première espèce d'ordre n.
- Y_n Fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre n.
- I_n Fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre n.
- K_n Fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre n.

2.2 Propriétés des fonctions de Bessel :

2.2.1 La Fonction J_n :

$$J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x) \qquad \text{Pour } n \text{ entier}$$

$$J_0(0) = 1$$

$$J_1(0) = 0$$

2.2.2 La Fonction Y_n :

$$Y_{-n}(x) = (-1)^n Y_n(x) \quad \text{Pour } n \text{ entier}$$

$$Y_0(0) = -\infty$$

$$Y_1(0) = -\infty$$

2.3 Les formules de récurrence :

$$J_{n+1}(x) = -J_{n-1}(x) + \frac{2n}{x} J_n(x)$$

$$Y_{n+1}(x) = -Y_{n-1}(x) + \frac{2n}{x} Y_n(x)$$

$$I_{n+1}(x) = I_{n-1}(x) - \frac{2n}{x} I_n(x)$$

$$1 = I_0(x) - 2I_2(x) + 2I_4(x) - 2I_6(x) + \dots$$

$$\exp(x) = I_0(x) + 2I_1(x) + 2I_2(x) - 2I_3(x) + \dots$$

$$K_{n+1}(x) = K_{n-1}(x) + \frac{2n}{x} K_n(x)$$

2.3 Les Dérivées :

$$J'_n(x) = J_{n-1}(x) - \frac{n}{x} J_n(x) = -J_{n+1}(x) + \frac{n}{x} J_n(x)$$

$$Y'_n(x) = Y_{n-1}(x) - \frac{n}{x} Y_n(x) = -Y_{n+1}(x) + \frac{n}{x} Y_n(x)$$

$$I'_n(x) = I_{n-1}(x) - \frac{n}{x} I_n(x) = I_{n+1}(x) + \frac{n}{x} I_n(x)$$

$$K'_n(x) = -K_{n-1}(x) - \frac{n}{x} K_n(x) = -K_{n+1}(x) + \frac{n}{x} K_n(x)$$

Références Bibliographique

REFERENCES :

1. **E.G. Richardson et E. Tyler.** The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established. *Proc. Phys. Soc. London*.42, pp.1_15 (1929).
2. **J. R. Womersley.** Method for the calculation of velocity, rate of the flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. *J. Physiol.*,127, pp.553_563 (1955).
3. **S. Uchida.** The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of an incompressible fluid in a circular pipe. *ZAMP* 7, pp. 403_422 (1956).
4. **H. B. Atabek and C. Chang.** Oscillatory Flow Near the Entry of Circular tube. *ZAMP* Vol. 12, pp. 185_201 (1961).
5. **Siegel, R.** Influence of oscillation-induced diffusion on heat transfer in a uniformly heated channel. Transactions of the ASME, *Journal of Heat Transfer*, 1119, pp. 244_247 (1962).
6. **E. M. Sparrow, S. H. Lin,** Laminar Heat Transfer in Tubes Under Slip-Flow Conditions, *J. Heat Transfer* 84(4), 363-369 (Nov 01, 1962) Doi:10.1115/1.3684399.
7. **Ashley F. Emery,** The Effect of a Magnetic Field Upon the Free Convection of a Conducting Fluid, *J. Heat Transfer* 85(2), 119-124 (May 01, 1963) DOI:10.1115/1.3686025
8. **V. M. Soundalgekar,** Free convection effects on steady MHD flow past a vertical porous plate, *Journal of Fluid Mechanics* 66(03)(November 1974), pp 541- 551 DOI: <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112074000358>
9. **V. M. Soundalgekar,** Free Convection Effects on the Oscillatory Flow of an incompressible, Electrically Conducting, Viscous Fluid past an Infinite, Vertical Porous Plate with Constant Suction and the Transverse Magnetic Field. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. Volume 55, Issue 5, pages 257–267, 1975 DOI: 10.1002/zamm.19750550508.
10. **J. Barral, R. Bonnefille et D. Schoenhenz,** Étude théorique et expérimentale d'un palier magnétohydrodynamique à champ tournant, *Rev. Phys. Appl. (Paris)* 13, 513-531 (1978) DOI: 10.1051/rphysap: 019780013010051300.
11. **Faghri, M., Javdani, K. and Faghri, A.** Heat transfer with laminar pulsating flow in a pipe. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 6, pp. 259_270 (1979).

12. **A. Raptis, N. Kafousias**, Heat transfer in flow through a porous medium bounded by an infinite vertical plate under the action of a magnetic field. *International journal of energy research*, Volume 6, Issue 3, 1982, Pages 241–245 DOI: 10.1002/er.4440060305.
13. **M. Iwabuchi and M. Kanzaka**, Experimental investigation into Heat Transfer Under the Periodically Reversing Flow Condition in a Heated Tube, *J. Mech. Engineers*, C24/48, pp. 135_139 (1982).
14. **Hwang, M. F., and Dybbs, A.**, Heat transfer in a tube with oscillatory flow. *ASME* paper 83-WA/HT-90, pp. 1_12 (1983).
15. **J.R. Seume, T.W. Simon**, Oscillating flow in stilling engine heat exchangers, in: *Proceedings of the 21st intersociety Energy Conversion Engineering Conference, IECEC*, San Diego, CA, pp. 533_538 (1986).
16. **P. Wu, B. Lin, S. Zhu, Y. He, C. Ren, and F. Wang**, Investigation of Oscillating Flow Resistance and Heat Transfer in the Gap Used for Cryocoolers, *13th IECEC Proceedings*, ISSN 0011-2275, pp. 226_30 (1990)
17. **J. A. Pecock and J. W. Stairmand**, Film Gauge Calibration in oscillatory Pipe Flow, *J. Physics, E: Scientific Instruments*, Vol. 16, pp. 571_576 (1983).
18. **P. O. Charrenyon**, Convective Heat Transfer Enhancement in Unsteady Channel Flow-aReview, Forum on Unsteady Flows, ASME FED- Vol. 15, *presented at the international annual meeting of the ASME*, New Orleans, L. A. Dec. 9-13, 1984.
19. **P. Goldaberg**. A Digital Computer Simulation for Laminar Flow Heat Transfer in a Circular Tubes, *MS Thesis, Dept. of Mechanical Engineering, MIT, Cambridge, MA*, (1958).
20. **J. H. Gerrard and M. D. Hughes**, The Flow Due to an Oscillating Piston in a Cylindrical tube: a Comparison between Experiment and a Simple Entrance Flow Theory, *J. Fluid Mech.* Vol. 50, No. 1, pp. 97_106, (1971).
21. **D. Gedeon**, Mean-Parameter Modeling of Oscillating Flow, *J. Heat Transfer*, Vol.108, pp. 513-518, (1985).
22. **U.H. Kurzweg**, Enhanced heat conduction in oscillating viscous flows within parallel-plate channels, *J. Fluid Mech.* **156**, pp.291_300 (1985).
23. **Al Haddad and Al Binally**, Prediction of heat transfer coefficient in pulsating flow, *Int. Journal of Heat Fluid Flow* 10 (2), pp.131_133(1989).
24. **H. Ozoc , K. Okada**, The Effect of the Direction of the External Magnetic Field on the Three- Dimensional Natural Convection in a Cubical Enclosure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, No. 2, pp. 1939-1954, 1989.

25. **John R. Keltner, Mark S. Roos, Paul R. Brakeman et Thomas F. Budinger**, Magneto-hydrodynamics of blood flow, *Magnetic Resonance in Medicine*, Volume 16, Issue 1, pages 139–149, October 1990. DOI: 10.1002/mrm.1910160113.
26. **T. Zhao and P.Cheng**, A numerical study of a hydrodynamically developing laminar oscillatory and reversing flow in a pipe.
27. **S.Y. Kim, B.H. Kang, J.M. Hyun**, Heat transfer in the thermally developing region of a pulsating channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (17), pp.4257_4266 (1993).
28. **W. L. Cooper, K. T. Yang, and V. W. Nee**, Fluid Mechanics of an Oscillatory Modulated Flows and Associated Applications in Heat and Mass Transfer-a Review, *Journal of Energy, Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp.1_19 (1993).
29. **T.Zhao and P. Cheng**, A numerical solution of laminar forced convection in a heated pipe subjected to a reciprocating flow. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol 38, pp. 3011_3022 (1995).
30. **T. Moschandreou, M. Zamir**, Heat transfer in a tube with pulsating flow and constant heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer* 40 (10), pp. 2461_2466(1997).
31. **Z. Guo, H.J. Sung**, Analysis of the Nusselt number in pulsating pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 40 (10), pp. 2486–2489(1997).
32. **Sun Dongning, Wu Wangyi**, The influence of low-frequency varying magnetic field on the pulsatile flow in a rigid round tube, *Applied Mathematics and Mechanics*, Volume 18, Issue 2 , pp 121-127.1997-02. DOI: 10.1007/BF02458011. Print ISSN: 0253-4827.
33. **Naotaka Umeda, Minoru Takahashi**, Numerical analysis for heat transfer enhancement of a lithium flow under a transverse magnetic field, *Fusion Engineering and Design*, Volumes 51–52, November 2000, Pages 899–907. DOI: 10.1016/S0920-3796(00)00424-5.
34. **M.A. Habib, A.M. Attya, A.I. Eid, A.Z. Aly**, Convective Heat Transfer Characteristics of Laminar Pulsating Pipe Air Flow, *Heat and Mass Transfer*, Vol.38, N°3, pp.221_232 (2002).
35. **Ali J. Chamkha, Hameed Al-Naser**, Hydromagnetic double-diffusive convection in a rectangular enclosure with opposing temperature and concentration gradients, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 45, Issue 12, June 2002, Pages 2465–2483 DOI:10.1016/S0017-9310(01)00344-1.
36. **A.Yakhot and G. Leopold**, Phase Shift ellipses for pulsating flows. *American Institute of Physics*, No 7, Vol. 15, pp. 2081_2085 (2003).

37. **J.C. Yu, Z.X. Li, T.S. Zhao**, An Analytical Study of Pulsating Laminar Heat Convection in a Circular Tube with Constant Heat Flux, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol 47, pp.5297_5301 (2004).
38. **U. H. Kurzweg, and L. D. Zhao**, Heat Transfer by High-Frequency Oscillations: A New Hydrodynamic Technique for Achieving Large Effective Thermal Conductivities, *Physics of Fluids*, Vol. 27, No. 11, pp. 2624_2627 (2004).
39. **Korichi, Cherifi et Oufer**. Transfert Convectif lors d'un écoulement oscillatoire en présence d'un barreau cylindrique, 17^{ème} Congrès de la Mécanique, Troyes, 2005.
40. **B. Hof , A. Juel et T. Mullin**, Magnetohydrodynamic damping of oscillations in low-Prandtl-number convection, *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 545, December 2005, pp:193- 201. DOI: <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112005006762>.
41. **M. Jédidia, S. Kaddechea, A. Abdennadher, A. Gharbi, D. Henry, H. Ben Hadid**, Effect of a transverse magnetic field on the stability of Hartman flow: three-dimensional instabilities, *Comptes Rendus Mécanique*, Volume 333, Issue 5, May 2005, Pages 447–451, DOI:10.1016/j.crme.2005.02.007.
42. **A. Mehmood, A. Ali, T. Mahmood**, Unsteady magnetohydrodynamic oscillatory flow and heat transfer analysis of a viscous fluid in a porous channel filled with a saturated porous medium, *Journal of Porous Media*, DOI: 10.1615/JPorMedia.v13.i6.70, pages 573-577.
43. **O.D. Makinde, P. Y. Mhone**, Heat transfer to mhd oscillatory flow in a channel filled with porous medium, *Romanian Journal of Physics*, Vol. 50, Nos. 9–10, P. 931–938, Bucharest, 2005.
44. **O. Anwar Bég , R. Bhargava, S. Rawat, Kalim Halim, H. S. Takhar**, Computational modeling of biomagnetic micropolar blood flow and heat transfer in a two-dimensional non-Darcian porous medium, *Meccanica*, August 2008, Volume 43, Issue 4, pp 391-410.
45. **Masayuki Kanedaa, Toshio Tagawab, Hiroyuki Ozoec**, Natural convection of liquid metal under a uniform magnetic field with an electric current supplied from outside, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Volume 30, Issue 3, January 2006, Pages 243–252.
46. **R. Hadj Ali, A. Ghezal**, Hydrodynamic Study of Pulsatile Flow around a Cylinder, International Conference on Modeling and Simulation (*MS'06*), *Konya-Turkey* (2006).
47. **R. Bhargava, S. Rawat, H. S. Takhar, O. Anwar Bég**, Pulsatile magneto-biofluid flow and mass transfer in a non-Darcian porous medium channel, *Meccanica*, June 2007, Volume 42, Issue 3, pp 247-262.

48. **Y. Bennakcha**, Contribution à l'étude du transfert thermique entre un écoulement pulsé et un solide chauffé, *Thèse de magistère, USTHB*, (2008).
49. **M. Deghmoum, A. Ghezal**, Etude analytique et numérique de l'influence de l'amplitude sur le transfert de chaleur dans un écoulement oscillatoire. *Thèse de master, Université de Boumerdes* 2009.
50. **Unal Akdag, A. Feridun Ozguc**, Experimental investigation of heat transfer in oscillating annular flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 52, Issues 11–12, May 2009, PP: 2667–2672. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.01.006.
51. **S. Ahmed**, Free and forced convective MHD oscillatory flow over an infinite porous surface in an oscillating free stream, *Latin American applied research*, ISSN 1851-8796, vol. 40 no. 2 Bahía Blanca abr. 2010.
52. **Donggang Li, Kai Wang, Qiang Wang, Xiaomin Ma, Chun Wu, Jicheng He**, Diffusion interaction between Al and Mg controlled by a high magnetic field, *Applied Physics A*, December 2011, Volume 105, Issue 4, pp 969-974.
53. **S. Bandyopadhyay, G.C. Layek**, Study of magnetohydrodynamic pulsatile flow in a constricted channel, *Commun Nonlinear Sci Numer Simulat*, 17(2012) 2434–2446.
54. **S. Ghaffari, S. Alizadeh, M.S. Karimi**, Effect of magnetic field on temperature distribution of atherosclerotic plaques in coronary artery under pulsatile blood flow condition, *International Journal of Thermal Sciences*, 64(2013), pages: 40-52.
55. **Pooria Akbarzadeh**, Pulsatile magneto-hydrodynamic blood flows through porous blood vessels using a third grade non-Newtonian fluids model, *Computer methods and programs in biomedicine*, 126(2016), pages: 3–19.
56. **G.C. Shit, Sreeparna Majee**, Pulsatile flow of blood and heat transfer with variable viscosity under magnetic and vibration environment, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 388(2015), pages: 106–115.
57. **J.C. Misra, S.D. Adhikary**, MHD oscillatory channel flow, heat and mass transfer in a physiological fluid in presence of chemical reaction, *Alexandria Engineering Journal*, (2016) volume: 55, pages: 287–297.
58. **A. Ghezal, J.C. Loraud et B. Porterie**, Modélisation du Transfert de Chaleur Entre un Obstacle en Mouvement Hélicoïdal et un Fluide Visqueux en Ecoulement Confiné, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, N°2, pp. 329-341, (1992).
59. **P. Bouvier**, Transferts de Thermiques en Ecoulement Oscillant dans une Conduite Cylindrique, *Thèse de doctorat, université de Nantes*, (2001).

60. **B. Forstier, J.P. Garassi, P. Imbert, R. Pelissier, B. Roux**, Higher Order Numerical Method for the Study of the Oscillating Flow in a Plane Constricted Two-Dimensional Conduit, INSERM, *Cardiovascular and pulmonary dynamics*, vol. 71, pp. 89-102 (1977).
61. **D.Abiabdallah**, Pulsed Magnetohydrodynamic blood in a rigid vessel under Physiological pressure gradient, *Magnetic Resonance in medicine*, 2007.
62. **W. Simon Terrence, R.JorgeSeume**, A survey of oscillating flow in stirling engine heat exchanger, NASA Technical report, N182108, United States (1988).
63. **Majdalani J.** Exact Navier-stokes solution for pulsatory viscous channel flows with arbitrary pressure gradient. *Journal of propulsion and power*, vol 24(6) (2008).