

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

UNIVERSITE ABDERRAHMANE MIRA BEJAIA
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Par :

MAAFA Abderrahmane

TIGHZERT Yanis

MERZOUK Amnay

Thème

**Utilisation des nanofluides pour le refroidissement
des surfaces à hautes températures par jet impactant**

Soutenu le 21/09/2022 devant le jury composé de :

Mr.	SAHIA	Président
Mr.	MENDIL.F	Rapporteur
Mr.	HAMDIM	Examineur

Année Universitaire 2021-2022



Déclaration sur l'honneur
Engagement pour respecter les règles d'authenticité
scientifique dans l'élaboration d'un travail de recherche

Arrêté ministériel n° 1082 du 27 Décembre 2020(*)
Fixant les règles relatives à la prévention et la lutte contre le plagiat

Je soussigné,

Nom :

Prénom :

Matricule :

Spécialité et/ou Option :

Département :

Faculté :

Année universitaire :/.....

et chargé de préparer un mémoire de (*Licence, Master, Autres à préciser*) :

Intitulé:

.....

.....

déclare sur l'honneur, m'engager à respecter les règles scientifiques, méthodologiques, et les normes de déontologie professionnelle et de l'authenticité académique requises dans l'élaboration du projet de fin de cycle cité ci-dessus.

Fait à Béjaïa le

...../...../.....

Signature de l'intéressé

(*) Lu et approuvé

.....

Remerciements

Tout d'abord,

*On remercie Dieu le tout puissant, de nous avoir donné la force, volonté
Et la patience de pouvoir mener ce travail à terme.*

*Que Monsieur MENDIL Fatsah trouve notre profond
Reconnaissance et gratitude d'avoir proposé et accepté de diriger ce travail de
Master. On tient à le remercier vivement de ses conseils, de son soutien, de sa
Patience et ses encouragements pour mener ce travail à bien.*

*Nos remerciements s'adressent également aux honorables membres de jury qui ont
Acceptés et accompli la dernière étape de notre travail.*

*Nous n'oublions pas nos chers parents pour leurs encouragements et sacrifices
Et qui ont toujours été à nos côtés.*

*On remercie toutes les personnes qui de près ou de loin nous ont aidés par
Leur présence et leurs soutiens dans ce travail.*

*On adresse également, nous remercions à nos camarades et enseignants
Du département de génie mécanique.*

A tous Merci.....

Dédicaces

*Je dédie ce travail qui n'aura jamais pu voir le jour sans les soutiens
Indéfectibles et sans limite de mes chers parents qui ne cessent de me donner avec amour le
nécessaire pour que je puisse arriver à ce que je suis aujourd'hui.
Que dieux vous protège ma chère mère et mon cher père et que la réussite soit toujours à ma
portée pour que je puisse vous combler de bonheur.*

Je dédie aussi ce travail à :

Mes grands-parents.

Mes frères, mes sœurs et leurs familles.

Mes oncles, mes tantes et leurs familles.

Tous mes cousins et cousines.

Tous mes amis, mes collègues et tous ceux qui m'estiment

Abderrahmane

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

Aux personnes les plus importantes de ma vie ; mon cher père et ma chère mère qui ont été présents pour moi pendant tous mon cursus et ma vie, mais surtout qui ont toujours su trouver les mots qui m'encourageaient et qui me poussaient à aller de l'avant.

À la mémoire de ma grand-mère, mon grand-père et de mon oncle.

A mon frère à ma petite sœur et à ma tante.

A toute ma famille.

A tous mes amis.

A tous ceux auxquels je tiens et que je n'ai pas mentionné.

Yanis

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

*À Ma famille, en particulier ma chère mère, et à tous mes frères et sœurs,
J'espère qu'ils trouveront dans ce travail toute ma reconnaissance et tout mon amour.*

A tous mes amis(es) et camarades sans exception.

Amnay

Sommaire

Remerciements.....	i
Dédicace.....	ii
Sommaire.....	v
Liste des figures.....	vii
Liste des tableaux	viii
Nomenclature.....	ix
Introduction générale.....	1
Chapitre I : Généralités et revue bibliographique	
I.1 Introduction	3
I.2 Généralités sur les nanofluides.....	3
I.2.1 Définition.....	3
I.2.2. Types de nanoparticules.....	4
I.2.3 Préparations des nanofluides.....	4
I.2.3.1 La méthode en une seule étape.....	4
I.2.3.2 La méthode en deux étapes.....	4
I.2.4 Propriétés thermo physiques des nanofluides.....	5
I.2.4.1 Densité.....	5
I.2.4.2 Viscosité.....	6
I.2.4.3 Conductivité thermique.....	6
I.2.4.4 Coefficient d'expansion thermique.....	8
I.2.4.5 Capacité calorifique.....	8
I.3 Les couches limite.....	9
I.3.1 Définition.....	9
I.3.2 Différente type de couche limite.....	9
I.4 Jet impactant.....	10
I.4.1 Configuration de jet impactant d'une paroi verticale.....	10
I.5 revue bibliographique.....	11
I.5.1 Intérêt de l'écoulement de stagnation.....	11
I.5.2 Ecoulement de Hiemenz.....	12
I.5.3. Ecoulement sur une plaque verticale chauffée.....	12
I.6 Conclusion.....	14

Chapitre II : Positionnement de problème et modélisation mathématique

II.1 Introduction.....	15
II.2 Problème physique.....	15
II.3 Hypothèse simplificatrice.....	16
II.4 Formulation mathématique.....	16
a. Equation de continuité.....	17
b. Equations de quantité de mouvement.....	17
c. Equation d'énergie.....	17
II.5 Equations de conservations dimensionnelles.....	18
a. Equation de continuité.....	18
b. Equation de quantité de mouvement.....	18
c. Equation d'énergie.....	18
II.6 Condition aux limites.....	18
II.7 Equations adimensionnelles et transformations autosimilaires	18
II.8 Conditions aux limites.....	19
II.9 Conclusion.....	20

Chapitre III : Méthode de résolution

III.1 Introduction	21
III.2 Méthode d'Euler	21
III.3 Méthode de Runge-Kutta.....	22
III.3.1 Méthode de Runge-Kutta d'ordre N.....	22
III.3.2 Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.....	23
III.4 Méthode de Tirs.....	24
III.5 Algorithme de résolution.....	26
III.6 Conclusion.....	27

Chapitre IV : Résultats et interprétation

IV.1 Introduction.....	28
IV.2 résultats et discussions.	28
IV.2.1 Caractéristiques dynamique.....	28
IV.2.2 Caractéristiques thermiques.....	32
IV.3 Conclusion.....	36
Conclusion générale.....	37
Références bibliographiques.....	38
Résumé.....	40

Liste des figures

Figure I.1 : Représentation schématique des couches limites laminaire et turbulente.....	9
Figure I.2 : Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une Paroi plane.....	9
Figure I.3: Couche limite thermique sur une plaque plane.....	10
Figure I.4 : Illustration d'une structure d'un jet impactant une surface verticale.....	10
Figure I.5 : Ecoulement de point de stagnation. (Solution de Hiemenz)	12
Figure II.1 : Schématisation de modèle physique.....	15
Figure III.1 : Organigramme général de résolution (Méthode de Tir)	27
Figure IV.1 : Effet de la fraction volumique sur le profil de f	28
Figure IV.2 : Effet de la fraction volumique sur le profil de f'	29
Figure IV.3 : Effet de la fraction volumique sur le profil de f''	30
Figure IV.4 : Effet du paramètre de flottabilité sur le profil de f	30
Figure IV.5 : Effet du paramètre de flottabilité sur le profil de f'	31
Figure IV.6 : Effet du paramètre de flottabilité sur le profil de f''	32
Figure IV.7 : Evolution de la température adimensionnelle pour différentes valeurs de φ ...	32
Figure IV.8 : Evolution du gradient de température θ' pour différentes valeurs de φ	33
Figure IV.9 : Evolution de la température adimensionnelle pour différentes valeurs du Paramètre de flottabilité.....	34
Figure IV.10 : Evolution du gradient de température θ' pour différentes valeurs du paramètre De flottabilité λ	35
Figure VI.11 : Le coefficient de frottement (C_f) pour différentes valeurs de φ	35
Figure IV.12: Le nombre de Nusselt (Nu) pour différentes valeurs de φ	36

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Conductivité thermique de divers fluides de base et matériaux à 20°C.....	5
Tableau IV.1 : Propriétés thermo-physiques du fluide de base et les nanoparticules.....	28

Nomenclature

Symboles	Signification	Unité (SI)
C_f	Coefficient de frottement a la paroi	-
f	Fonction de la variable similaire	-
T_w	Température de la plaque	K
T_∞	Température de fluide	K
u_e, v_e	Vitesse externe	m/s
u, v, w	Composantes de la vitesse	-
g	Accélération de la pesanteur	m/s ²
T_0	Température de référence	K
U_∞	Vitesse de l'écoulement extérieur de la couche limite	m/s
Nu	Nombre de Nusselt	-
Pr	Nombre de Prandtl	-
Re	Nombre de Reynolds	-
C_p	Chaleur spécifique	J/kg.K
.		

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique	m/s ²
β	Le coefficient d'expansion thermique	K ⁻¹
μ	Viscosité dynamique	pa.s
K	conductivité thermique	W/m. K
ρ	La masse volumique	kg/m ²
ψ	Fonction de courant	-
φ	Fraction volumique	-

Indices

'	Dérivation
∞	Condition à l'infini amont
w	Condition à la paroi
f	Fluide
nf	Nanofluide
np	Nanoparticule

Introduction générale

Introduction générale

Le transfert de chaleur au sein des fluides conduit à de nombreuses applications pratiques et industrielles, bien qu'il se manifeste sous diverses formes (rayonnement, conduction, convection). Le transfert de chaleur dépend principalement de la conductivité et la capacité thermique d'un fluide caloporteur, or il paraît que le fluide de base souvent utilisé dans les applications de refroidissement ou de chauffage, ce dernier il a une conductivité thermique très faible qui limite sa capacité de transfert de chaleur.

La nanotechnologie moderne peut produire des particules métalliques ou non métalliques de dimensions nanométriques et d'une conductivité thermique très élevée. L'idée est alors d'insérer au sein de fluide de base ces nanoparticules, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances. Cette amélioration du transfert de chaleur fait donc des nanofluides.

Les jets impactant est une solution prioritaire dans les applications industrielles lorsque l'on cherche d'extraire, ou d'apporter une densité de chaleur intense sur une surface (transferts de chaleur). Dont on les retrouve dans les applications telles que le refroidissement des composants électroniques ou des aubes de turbines, le chauffage des bords d'attaque dans les systèmes antigivrage

L'objectif de ce travail, est d'étudier l'utilisation des nanofluides pour le refroidissement des surfaces à haute température par un jet impactant

Cette présente étude est divisée en quatre chapitres organisés de la manière suivante :

Le premier chapitre est consacré pour les nanofluides, leurs principales définitions, leurs fabrications, les propriétés essentielles liées à leurs utilisations ainsi que leurs applications dans divers domaines d'industrie. Et nous terminerons le chapitre par une synthèse bibliographique des différents travaux concernant notre cas d'étude.

Le second e chapitre est consacré à la présentation de modèle physique ainsi que la formulation mathématique du problème étudié, aux hypothèses Simplificatrices et à

L'établissement des équations et des conditions aux limites qui leurs sont associées. Enfin, nous définissons les principales grandeurs adimensionnelles caractérisant le modèle.

Le troisième chapitre expose il s'agit en particulier de la méthode de Runge-Kutta d'ordre quatre largement connue (utilisée pour résoudre les équations différentielles ordinaires). Cette méthode numérique adoptée pour résoudre ce problème. En parallèle à cette méthode nous avons utilisé la méthode du Tir nécessaire pour faire démarrer la méthode de Runge-Kutta.

Et pour le dernier chapitre est réservé à l'ensemble des résultats obtenus et leur interprétation physique. Une validation des résultats antérieurs est également présentée.

Finalement nous terminons ce mémoire par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus.

Chapitre I

Généralités et revue bibliographique

Généralités et revue bibliographique

I.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter des notions de base dans lequel s'inscrit ce mémoire. Nous allons commencer par quelques définitions et concepts des nanofluides et des couches limite. Ainsi que les revues bibliographiques sur les études menées par nos prédécesseurs dans le domaine.

I.2 Généralités sur les nanofluides

I.2.1 Définition

Les nanofluides sont des solutions colloïdales constituées de particules de taille nanométrique (nanoparticules) en suspension dans un liquide porteur (les fluides de base). Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. En effet, les fluides de base souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des fluide de base des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques. Ce terme nanofluide a été introduit par Choi. La liste des nanoparticules utilisées pour obtenir des nanofluides est [1].

- ✓ L'aluminium, (Al).
- ✓ L'oxyde d'aluminium, (Al_2O_3).
- ✓ Le cuivre, (Cu).
- ✓ L'oxyde de cuivre, (CuO).
- ✓ L'or, (Au).
- ✓ L'argent, (Ag).
- ✓ Le dioxyde de titane, (TiO_2).

Le choix des liquides de base est primordial pour un nanofluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agréations, la sélection d'un tel fluide se fera en fonction de la nature de nanoparticule, les solvants les plus utilisés sont :

- ✓ L'eau.
- ✓ L'éthylène glycol, EG.
- ✓ Les huiles.
- ✓ Le Toluène.

I.2.2. Types de nanoparticules

Les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées. D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories :

- ✓ Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (l'aluminium (Al), cuivre (Cu), fer (Fe), or (Au), argent (Ag)...) ou d'oxydes (oxyde d'aluminium (Al_2O_3), oxyde de cuivre (CuO), oxyde de titane (TiO_2) ...).
- ✓ Les nanotubes (les nanotubes de carbone (NTC), les nanotubes de titane (TiO_2), Nanotube de silicium...).

I.2.3 Préparations des nanofluides

Les procédés de fabrication de nanoparticules sont nombreux ils peuvent être classés en deux catégories :

- ✓ Les procédés physiques : comme le broyage mécanique.
- ✓ Les procédés chimiques : comme la pyrolyse laser ou la précipitation chimique.

En outre, il existe deux méthodes principales pour produire des nanofluides :

I.2.3.1 La méthode en une seule étape

Consiste à la dispersion des nanoparticules directement dans un fluide de base (synthèse directe dans un fluide de base). Un exemple de procédé consiste à condenser sous forme de nanoparticules une vapeur métallique dans un réacteur sur un film de liquide à basse tension de vapeur [2].

I.2.3.2 La méthode en deux étapes

La première étape consiste à fabriquer les nanoparticules, et dans la seconde étape les nanoparticules sont dispersées dans un fluide de base. Pour permettre une bonne dispersion, une forte action mécanique à l'aide d'un agitateur rotatif ou d'ultrasons est souvent nécessaire afin de briser les agglomérats [2].

	Element	(W/m.k)
Fluides de base	Eau	0.599
	50% eau + 50% ethylene glycol	0.41
	Ethylene glycol	0.25
	Huile de Moteur	0.14
Nanoparticules	Cuivre (Cu)	401
	Nickel (Ni)	237
	Silicone (non Métallique)	148
	Alumine (AL_2O_3)	40
	Nanotube de Carbone	3000-6000

Tableau I.1 : Conductivité thermique de divers fluides de base et matériaux à 20°C [3].

I.2.4 Propriétés thermo physiques des nanofluides

Les nanofluides sont considérés comme supérieurs à leur fluide de base, car un nouveau type de fluide a été formé avec de nombreux facteurs caractérisant complètement différents tels que la densité, la capacité thermique spécifique, la conductivité thermique, le transfert de chaleur convectif, la diffusivité thermique et la viscosité. Les propriétés thermo physiques du nanofluide seront présentes par différent relation qui sont classées comme suit :

I.2.4.1 Densité

La densité du nanofluide est la pondération linéaire des densités denanoparticules et de fluide de base :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \quad (I. 1)$$

Cette formule a été validée par les données expérimentales de Pak et Cho [4].

ρ_{nf} : La densité du nanofluide.

ρ_s : La densité des nanoparticules.

ρ_f : La densité du fluide de base.

φ : La fraction volumique des nanoparticules, désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (fluide + solide).

$$\varphi = \frac{V_s}{V_s + V_f} = \frac{\text{Volume solide}}{\text{Volume total du nanofluide}} \quad (\text{I.2})$$

I.2.4.2 Viscosité

La viscosité peut être définie comme étant une propriété d'un fluide pour qu'il résiste aux déformations lorsqu'il est mis en mouvement.

La viscosité de nanofluide peut être calculée à partir de la viscosité du fluide de base et la fraction volumique du nanofluide. Pour ce qui suit nous allons citer deux modèles pour le calcul des viscosités apparentes :

a. Modèle d'Einstein

La viscosité dynamique d'un nanofluide est donnée par Einstein [5], pour un Mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5\varphi) \quad (\text{I.3})$$

Cette relation n'est valable que pour $\varphi < 0,03$.

μ_{nf} : La viscosité dynamique du nanofluide.

μ_f : La viscosité dynamique du fluide de base.

b. Modèle Brinkman

A étudier la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques [6].

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \varphi)^{2.5}} \quad (\text{I.4})$$

Remarque

Pour les faibles fractions volumiques, la relation de Brinkman conduit exactement à celle d'Einstein. Ces relations n'intègrent pas les effets du mouvement Brownien ni ceux de la taille des particules.

I.2.4.3 Conductivité thermique

Etant donné que les nanoparticules à haute conductivité thermique en suspension dans le fluide de base qui a une faible conductivité thermique, augmentent remarquablement la conductivité thermique des nanofluides. La conductivité thermique d'un nanofluide est calculée selon les deux modèles suivants :

a. Modèle de Maxwell

Maxwell [7] fait partie des chercheurs qui se sont intéressés au calcul de la conductivité thermique d'un fluide contenant des particules sphériques en suspension. Pour aboutir à l'estimation de cette dernière, il a supposé que le fluide renferme plusieurs particules sphériques de même diamètre D_p .

La formule de Maxwell est donnée par :

$$k_{nf} = \frac{k_s + 2k_f + 2(k_f - k_s)}{k_s + 2k_f + (k_f + k_s)} \quad (I.5)$$

k_{nf} : La conductivité du nanofluide.

k_f : La conductivité du fluide de base.

k_s : La conductivité des nanoparticules.

b. Modèle de Hamilton-Crosser

Le modèle de Hamilton et Crosser [8] a été établi pour résoudre la limite du modèle de Maxwell. Puisque ce dernier n'est valable que dans le cas des particules sphériques, une chose qui rend le modèle non efficace pour la description du phénomène étudié, pour cela le modèle de Hamilton et Crosser a été développé pour rendre plus efficace le calcul de la conductivité thermique du nanofluide quel que soit la forme de la nanoparticule, et ça en introduisant la notion du facteur géométrique appelé la sphéricité (ψ). Ce facteur est défini comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule. La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante :

$$k_{nf} = \frac{k_s + (n - 1) - (n - 1)(k_f - k_s)\varphi}{k_s + (n - 1) + (k_f - k_s)} k_f \quad (I.6)$$

Où n est un facteur de forme empirique donné par :

$$n = \frac{3}{\psi} \quad (I.7)$$

On note $n = 3$ pour les particules sphériques et $n = 6$ pour les particules cylindriques. Pour $\psi = 1$ (particules sphériques), le modèle de Hamilton-Crosser est identique au modèle de Maxwell, ce qui signifie que le modèle de Maxwell est un cas spécial du modèle Hamilton-Crosser.

I.2.4.4 Coefficient d'expansion thermique

On remarque que pour la variation de masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (\text{I.8})$$

Pour calculer la valeur de coefficient d'expansion thermique pour les nanofluides de très nombreux auteurs ont utilisé à la suite des premiers travaux sur les nanofluides, par analogie avec la relation :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \quad (\text{I.9})$$

On déduit l'expression suivante :

$$\beta_{nf} = (1 - \varphi)\beta_f + \varphi\beta_s \quad (\text{I.10})$$

β_f : Coefficients de dilatabilité du fluide de base

β_s : Coefficients de dilatabilité des nanoparticules.

I.2.4.5 Capacité calorifique

Pour la détermination de la capacité calorifique d'un nanofluide, on a retrouvé suivant les auteurs l'une ou l'autre des deux relations suivantes.

a. Modèle du Pak et Cho

Pak et Cho (1998) ont utilisé la formule suivante [9]

$$(Cp)_{nf} = (1 - \varphi)(Cp)_f + \varphi(Cp)_s \quad (\text{I.11})$$

$(Cp)_{nf}$: La capacité calorifique du nanofluide.

$(Cp)_f$: La capacité calorifique du fluide de base.

$(Cp)_s$: La capacité calorifique des nanoparticules.

b. Modèle du Xuan et Roetzel

Xuan et Roetzel (2000) ont utilisé la formule suivante [10].

$$(\rho C p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho C p)_f + \varphi(\rho C p)_s \tag{I.12}$$

I.3 Les couches limites

I.3.1 Définition

Il s'agit de cette mince couche de fluide qui se forme sur la surface d'un corps solide lorsque ce dernier entre en contact avec un fluide visqueux en déplacement (écoulement), elle peut être de nature dynamique et thermique.

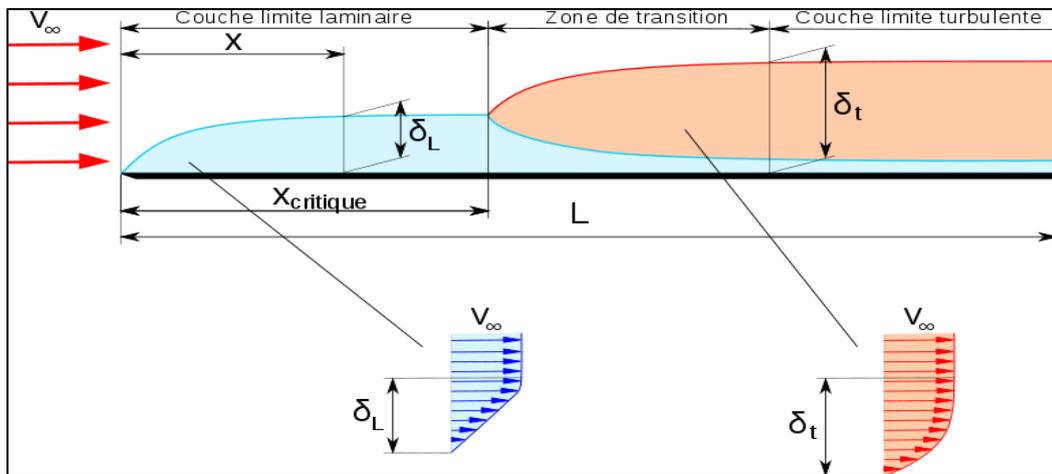


Figure I.1 : Représentation schématique des couches limites laminaire et turbulente [11].

I.3.2 Différent type de couche limite

a. Couche limite dynamique

Une des caractéristiques principales d'un fluide est la viscosité. Elle varie avec la température et ne s'annule jamais. À la paroi, la vitesse du fluide est nulle et on observe des forces de frottement qui freinent l'écoulement au voisinage de celle-ci.

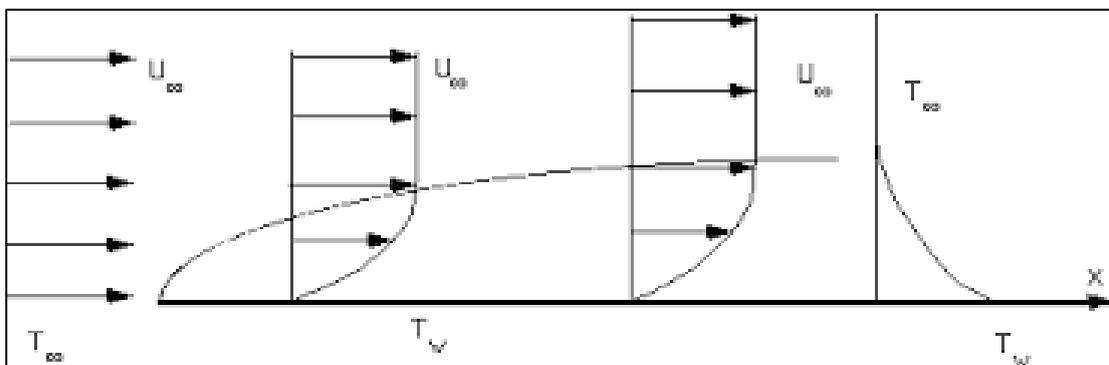


Figure I.2 : Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite Dynamique sur une paroi plane.

b. Couche limite thermique

Lorsqu' un fluide de température, s'écoule sur une paroi à la température des échanges thermiques s'établissent. Les particules échangent de la chaleur de proche en proche avec leurs voisines et un gradient de température se forme

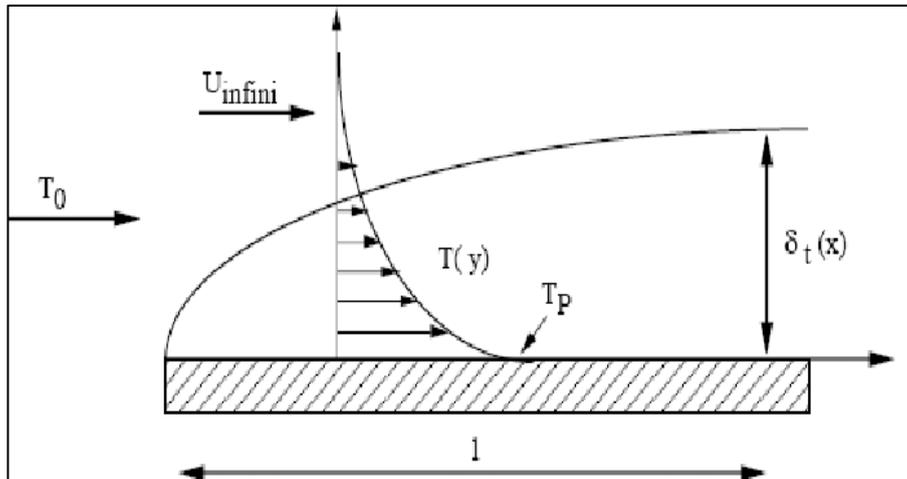


Figure I.3 : Couche limite thermique sur une plaque plane.

I.4 Jet impactant

La technique de jet impactant trouve de nombreuses applications industrielles et les résultats de sa mise en place dépendent de nombreux paramètres. Ainsi de nombreuses études expérimentales et numériques ont été menées dans le but d'une meilleure compréhension des phénomènes physiques intervenant et régissant l'impact d'un jet.

I.4.1 Configuration de jet impactant d'une paroi verticale :

En général, le jet impactant sur une paroi plane peut se décomposer en trois régions essentielles :

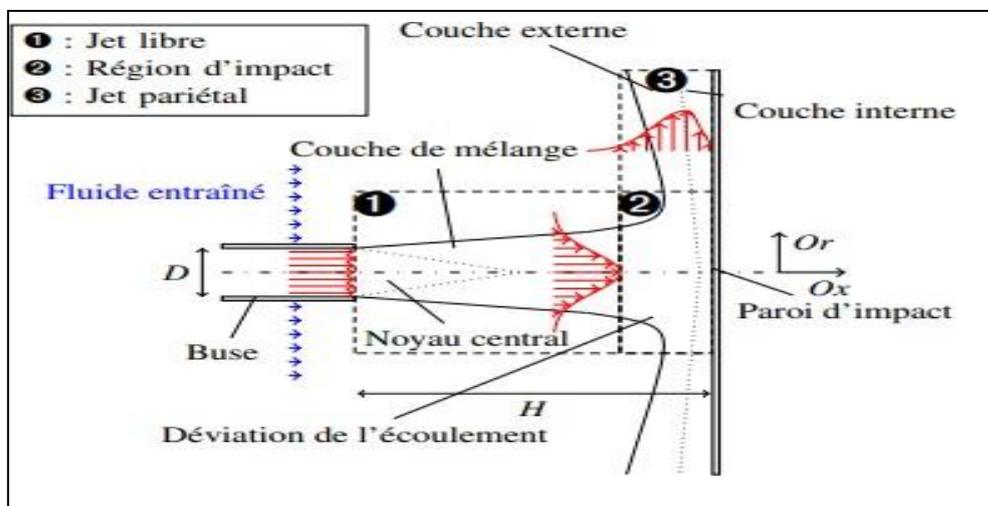


Figure I.4 : Illustration d'une structure d'un jet impactant une surface verticale [12].

a. Région de jet libre

La région de jet libre correspond à la zone pour laquelle le jet ne voit pas la plaque. Celle-ci n'a donc aucune influence sur le jet et dans cette région, le jet se comporte comme un jet libre. Elle possède la même structure de jet libre précédemment décrite. Lorsque la distance d'impact est très petite.

b. Région du jet de paroi (région d'impact)

La région est caractérisée par un point de stagnation ainsi qu'une défection de l'écoulement axial du jet qui devient pariétal. A l'approche du point de stagnation, le jet ne possède plus les caractéristiques du jet libre. La vitesse sur l'axe du jet décroît jusqu'à devenir nulle à la paroi.

c. Région de jet pariétal

Cette région est caractérisée par le développement et l'épaississement d'un jet pariétal, c'est-à-dire le long de la surface d'impact et dont la vitesse radiale maximale diminue

I.5 revue bibliographique**I.5.1 Intérêt de l'écoulement de stagnation**

L'écoulement de couche limite de stagnation avec transfert de chaleur est largement répondu dans beaucoup d'applications qui sont le siège d'écoulements en présence de fluide impactant sur des obstacles solides chauffés. On le retrouve dans différents procès industriels (dégivrage de bord d'attaque des ailes, refroidissement des aubages des turbines et des composants électroniques...) car il permet des taux élevés d'échange de chaleur et de masse.

Il convient de mettre le point sur la particularité et l'intérêt de l'écoulement de stagnation convectif. En effet, dans ce type de situation les flux thermiques échangés sont nettement plus élevés au voisinage du point de stagnation. Ce qui s'explique par l'existence d'une importante composante de vitesse normale à la paroi qui empêcherait le développement des couches limites. Le transfert de chaleur sera ainsi favorisé puisque celui-ci est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche limite.

L'écoulement au point de stagnation, a été étudié pour la première fois par Hiemenz [13], Cas d'un écoulement bidimensionnel vers une paroi semi-infinie stationnaire. Ce problème a été étendu par Homann au cas d'un écoulement axisymétrique.

I.5.2 Ecoulement de Hiemenz

L'écoulement bidimensionnel d'un fluide près d'un point de stagnation est un problème classique en mécanique des fluides. Il a d'abord été examiné par Hiemenz [13] qui a démontré que les équations de Navier-Stokes régissant l'écoulement peuvent être réduites à une seule équation différentielle ordinaire de troisième ordre en utilisant la transformation de similarité. En raison des non-linéarités dans l'équation différentielle réduite, aucune solution analytique n'est disponible et l'équation non linéaire est habituellement résolue numériquement sous réserve de conditions aux limites à deux points, dont l'une est prescrite à l'infini.

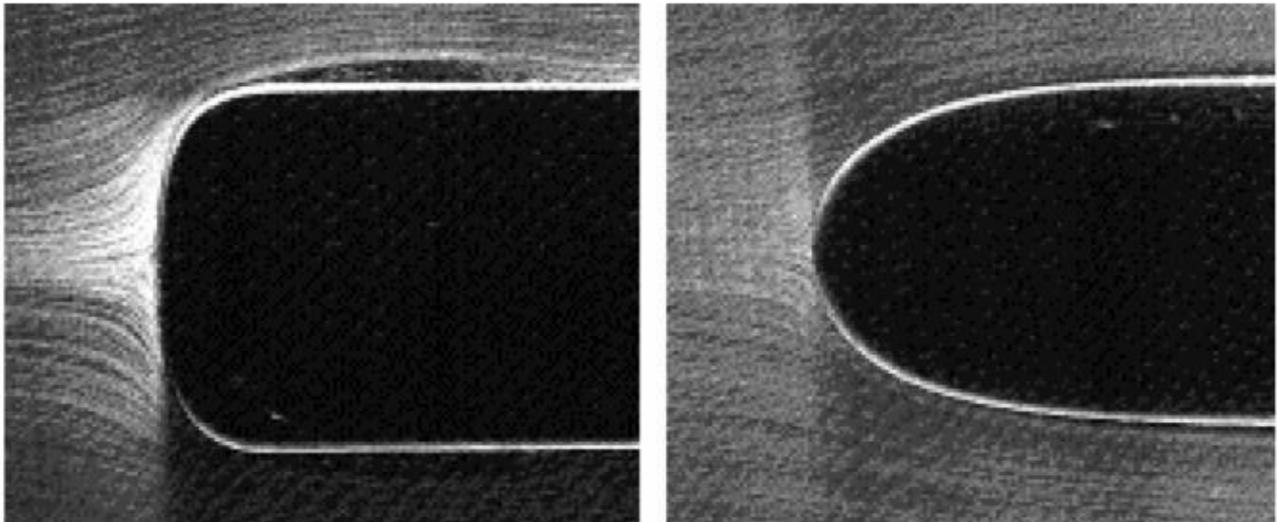


Figure I.5 : Ecoulement de point de stagnation. (Solution de Hiemenz) [13].

I.5.3. Écoulement sur une plaque verticale chauffée

Chen et al. [14], ont effectué une étude des caractéristiques du transfert de chaleur et de masse en convection mixte le long de plaques planes verticales ou inclinées, sous l'influence des effets combinés de flottabilité thermique et massique. Ils ont supposé que les effets Soret et Dufour ainsi que les vitesses interfaciales sont négligeables. La plaque est maintenue soit à température et concentration uniforme ou encore à flux thermique et massique uniforme. Les résultats numériques sont présentés pour le nombre de Nusselt local et le nombre de Sherwood local pour la diffusion de masse dans l'air ainsi que l'eau.

Ils ont déduit que les flux surfaciques locaux augmentent lorsque les forces dues à la diffusion massique (poussée due à la différence de concentration) assistent celle de flottabilité thermique, et diminue si ces deux dernières sont opposées. De plus, les effets combinés des deux forces sur le taux de transfert de masse et de chaleur ont tendance à diminuer avec l'augmentation de l'angle

d'inclinaison par rapport à la verticale. Finalement, ils mettent en place une comparaison entre les deux cas étudiés (température/concentration uniforme et flux massique/de chaleur uniforme).

Ton Hoang et al. [15], ont étudié en régime transitoire, la couche limite laminaire sur une plaque verticale en convection mixte. Le système d'équations est résolu à l'aide de la méthode numérique de différences finies, avec un schéma implicite. Ils ont montré que la nature de la plaque influe sur les épaisseurs des couches limites dynamique et thermique ainsi que sur la vitesse de l'écoulement. Ils ont observé qu'une faible perturbation de vitesse engendre une instabilité de l'écoulement.

Ramachandran et al. [16], ont étudié un écoulement bidimensionnel laminaire en présence de convection mixte sur une paroi verticale au voisinage du point de stagnation, ils ont analysé les deux cas où cette dernière est soumise à une température et à un flux de chaleur arbitraires. Les équations de Navier-stokes et l'équation d'énergie gouvernant les champs dynamique et thermique ont été dimensionnalisés, en imposant un changement de variable approprié ainsi et le système d'équations différentielles ordinaires obtenu a été résolu dans les deux configurations où les forces de flottabilité assistent l'écoulement ou au contraire lui sont opposées.

Les résultats numériques sont obtenus pour certaines valeurs du paramètre de flottabilité pour lesquelles des solutions locales existent. Ils ont conclu que le taux du transfert de chaleur ainsi que le coefficient de frottement augmentent avec l'accroissement de la valeur du paramètre de flottabilité dans la région où l'écoulement est assisté (par les forces de flottabilité), et qu'une zone de recirculation se développe dans la région où l'écoulement est ralenti, ils ont aussi constaté l'existence de solutions doubles dans cette zone pour un intervalle de valeurs du paramètre de flottabilité.

Anuar Ishak et al. [17], en (2008) ont calculé les solutions duales en convection mixte à proximité d'un point de stagnation sur une plaque verticale poreuse. L'écoulement extérieur normal à la plaque chauffée, la température de surface et la vitesse d'écoulement varient linéairement avec la longueur à partir du point de stagnation. Le système qui régit les équations différentielles partielles est d'abord transformé en un système d'équations différentielles ordinaires, et les équations transformées sont solutionnées numériquement par un système de différences finies, à savoir la méthode Keller-box. Les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur pour différentes valeurs des paramètres qui régissent sont analysés et discutés. Les deux écoulements opposés sont pris en compte. Il est constaté qu'il existe des solutions duales pour le flux au sens de l'écoulement, outre que généralement rapporté dans la littérature pour l'écoulement opposé. Ils ont étudié aussi l'effet du transfert de masse, c'est-à-dire d'aspiration ou d'injection, sur l'écoulement de couche limite en convection mixte près du point de stagnation sur une plaque plane verticale perméable.

F. Aman, A. Ishak [18], en 2010 ont traité le problème de la convection mixte d'un écoulement de fluide visqueux et incompressible au point de stagnation d'une plaque qui s'étend verticalement avec présence d'un flux de chaleur sur la surface prescrite. Les équations différentielles partielles sont d'abord transformées en un système d'équations différentielles ordinaires, avant d'être résolues numériquement par un système de différences finies connu sous le nom la méthode de Keller-box.

Les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur pour différentes valeurs des paramètres qui régissent sont analysés et discutés. Les deux flux, au sens et opposé de l'écoulement sont pris en compte. Les résultats indiquent que des solutions duales existent pour le flux opposé à l'écoulement, alors que pour l'autre la solution est unique.

Dans d'autres études similaires F. Amani et al [19], en 2011 ont étudié la convection mixte d'un écoulement permanent de couche limite au point de stagnation d'une plaque verticale avec effet de glissement ; le fluide est considéré visqueux et incompressible. La température de la plaque et la vitesse de l'écoulement extérieur varient en fonction de la distance à partir de point de stagnation.

Les équations différentielles partielles régissantes sont d'abord transformées en un système d'équations différentielles ordinaires, qui sont ensuite résolues numériquement par la méthode de Tir ; pour obtenir le coefficient de frottement de la paroi et le nombre de Nusselt local ainsi que la vitesse et les profils de température pour différentes valeurs du : paramètre de vitesse de glissement, le paramètre de glissement thermique, et le paramètre de poussée ayant une valeur fixe du nombre de Prandtl « Pr ». Les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur pour des différentes valeurs des paramètres qui régissent l'écoulement sont analysés et discutés. Deux écoulements opposés sont pris en compte.

I.6 Conclusion

Dans cette recherche bibliographique, nous avons donné dans un premier temps une description générale des nanofluides, les couches limites et le jet impactant. Dans un second temps une synthèse bibliographique est consacrée à une revue différents travaux pour mieux comprendre les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique. Nous avons constaté à travers une analyse des différents travaux les différents paramètres influençant sur l'écoulement et le transfert de chaleur à savoir la conductivité thermique, la viscosité dynamique, la fraction volumique, etc.

Chapitre II

Positionnement de problème et modélisation mathématique

Positionnement de problème et modélisation mathématique

II.1 Introduction

Dans cette partie du travail, nous présentons le modèle physique. Nous continuerons à formuler les différentes hypothèses simplificatrices et les équations gouvernantes (continuité, mouvement et d'énergie) qui peuvent être écrites sous la forme dimensionnelle. Ensuite nous posons les conditions aux limites sous forme adimensionnelle et nous introduisons les principales grandeurs dynamiques et thermiques.

II.2 Problème physique

On considère un nanofluide de température T_∞ impactant perpendiculairement sur une surface verticale. La géométrie du problème ainsi que les coordonnées utilisées sont indiquées sur la figure (II.1). La température de la plaque $T_w(x)$ et la vitesse externe $V_e = (ax, -ay, 0)$ varient linéairement avec la distance au point de stagnation.

On suppose que $T_w(x) < T_\infty$ pour une plaque froide. Les propriétés physiques du fluide sont supposées constantes sauf la densité dans le terme de force de flottabilité, qui est satisfaite par l'approximation Boussinesq.

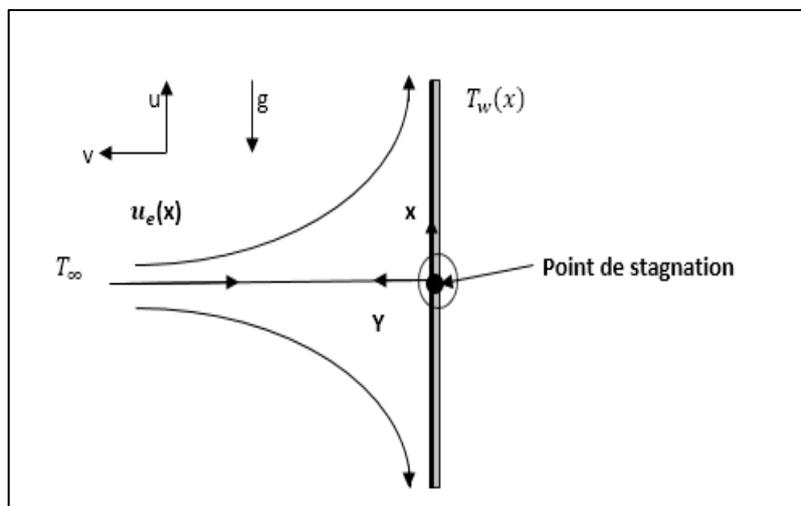


Figure II.1 : Schématisation de modèle physique

II.3 Hypothèse simplificatrice

Pour la modélisation du problème par des équations dans leur état est très difficile, nécessite l'adoption de quelques hypothèses simplificatrices afin de rendre leurs solutions possibles. On considère donc que :

- ✓ L'écoulement de fluide et transfert de chaleur sont permanent et le régime est laminaire.
- ✓ Le fluide est newtonien et incompressible.
- ✓ La plaque est imperméable.
- ✓ L'écoulement est bidimensionnel et en coordonnées cartésiennes (x, y).
- ✓ le transfert de masse entre les particules et le fluide est négligeable.
- ✓ Les propriétés thermo physiques du fluide (μ , C_p , K , ρ , β) sont constantes.
- ✓ Le transfert de chaleur par rayonnement et la dissipation visqueuse sont négligeables.
- ✓ L'approximation de Boussinesq est valide, elle consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables au niveau de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho = \rho_\infty$), sauf au niveau du terme de gravité. La variation de la température est donnée comme suit :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$$

β : Le coefficient d'expansion thermique à pression constante.

ρ_0 : Masse volumique du fluide à T_0 .

T_0 : Température de référence.

II.4 Formulation mathématique :

La formulation mathématique de notre problème repose sur les équations lient les différents paramètres (pression, vitesse, température). Ses équations sont obtenues à partir de :

- ✓ La loi de conservation de masse « équation de continuité ».
- ✓ La loi de conservation de quantité de mouvement « Newtonien, Navier-stokes ».
- ✓ La loi de conservation d'énergie « équation de l'énergie ».

a. Equation de continuité

Cette équation est déduite du principe de conservation de masse. Elle s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial \rho_{nf}}{\partial t} + \text{div}(\rho_{nf} \vec{V}) = 0 \quad (\text{II. 1})$$

Tel que

$$\text{div}(\vec{V}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (\text{II. 2})$$

ρ : la masse volumique.

\vec{V} : Le vecteur vitesse.

b. Equations de quantité de mouvement

Les équations de la conservation de la quantité de mouvement sont données par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho_{nf} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right) = (-\nabla P + \mu_{nf} \nabla^2 \vec{V} - \vec{g}(\rho\beta)_{nf}(T - T_\infty)) \quad (\text{II. 3})$$

β : Coefficient de dilatation.

μ : Viscosité dynamique.

c. Equation d'énergie

L'équation d'énergie est obtenue par l'application de premier principe de la thermodynamique, elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\nabla \cdot \vec{V})T = a_{nf} \nabla^2 T \quad (\text{II. 4})$$

α : Diffusivité thermique du nanofluide.

$$a_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}}$$

II.5 Equations de conservations dimensionnelles

En tenu compte des hypothèses simplificatrices précédemment, les équations régissant de l'écoulement en coordonnée cartésienne s'écrit comme suit :

a. Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II. 5})$$

b. Equation de quantité de mouvement

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_{nf} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - g(\rho\beta)_{nf}(T - T_\infty) \right) \quad (\text{II. 6})$$

c. Equation d'énergie

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a_{nf} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (\text{II. 7})$$

II.6 Condition aux limites

$$u = 0 \quad v = 0 \quad T = T_w(x) = T_\infty + bx \quad \text{à} \quad y = 0$$

$$u \rightarrow U(x) = ax \quad T \rightarrow T_\infty \quad \text{Lorsque} \quad y \rightarrow \infty$$

II.7 Equations adimensionnelles et transformations autosimilaires

La forme adimensionnelle est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes physiques indépendamment des systèmes de mesures, et pour réduire le nombre de paramètres de notre étude, elle permet aussi la simplification de la résolution d'équations. La technique est particulièrement utile pour les systèmes qui peuvent être décrit par des équations différentielles.

Pour résoudre les systèmes d'équation de quantité mouvement et continuité, on cherche une solution de type autosimilaire étant donné qu'il s'agit d'un écoulement de couche limite. Ainsi on introduit les expressions suivantes :

$$\eta = \left(\frac{U}{\vartheta x} \right)^{\frac{1}{2}} y = \left(\frac{a}{\vartheta} \right)^{\frac{1}{2}} y \quad (\text{II. 8})$$

$$\psi = (U\vartheta x)^{\frac{1}{2}} f(\eta) = (\vartheta a)^{\frac{1}{2}} x f(\eta) \quad (\text{II. 9})$$

$$\theta(\eta) = \frac{(T - T_\infty)}{(T_w - T_\infty)} \quad (\text{II. 10})$$

η : variable de similarité.

Où, Ψ est la fonction de courant définie comme suit :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (\text{II. 11})$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (\text{II. 12})$$

En développant u et v, on trouve :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = axf'(\eta) \quad (\text{II. 13})$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = (-a\vartheta)^{\frac{1}{2}}f(\eta) \quad (\text{II. 14})$$

Après simplification on ramène les équations de mouvement aux dérivées partielles difficiles à résoudre à des équations différentielles ordinaires :

$$\frac{1}{(1-\varphi)^{2.5}((1-\varphi) + \varphi(\rho_s/\rho_f))} f'''' + ff'' + 1 - f'^2 + \lambda \frac{(1-\varphi)(\rho\beta)_f + \varphi(\rho\beta)_s}{(1-\varphi)\rho_f + \varphi\rho_s} \theta = 0 \quad (\text{II. 15})$$

$$\frac{1}{Pr [(1-\varphi) + \varphi((\rho Cp)_s/(\rho Cp)_f)]} \frac{K_{nf}/K_f}{Pr} \theta'' + f\theta' - f'\theta = 0 \quad (\text{II. 16})$$

Où le signe (') représente une différentielle par rapport à η .

$$\text{Tel que} \quad Pr = \frac{\vartheta}{a} \quad \text{et} \quad \vartheta = \frac{\mu}{\rho}$$

ϑ : C'est la viscosité cinématique de fluide.

II.8 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont :

$$f(0) = 0 \quad f'(0) = 0 \quad \theta(0) = 1 \quad \text{à} \quad \eta = 0$$

$$f'(\eta) \rightarrow 1 \quad \theta(\eta) \rightarrow 0 \quad \text{Lorsque} \quad \eta \rightarrow \infty$$

Pour les besoins ultérieurs de cette étude nous intéressé à des grandeurs physiques suivantes, qui sont le coefficient de frottement C_f et le nombre Nusselt local Nu_x qui sont définis comme suit :

$$C_f = \frac{\tau_w}{(\rho_f u^2 / 2)} \quad (\text{II. 17})$$

$$Nu_x = \frac{x q_w}{k_f (T_w - T_\infty)} \quad (\text{II. 18})$$

Comme τ_w représente la contrainte de cisaillement à la paroi et q_w représente le flux de chaleur transmis par la paroi au fluide.

$$\tau_w = \mu_{nf} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (\text{II. 19})$$

$$q_w = -k_{nf} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (\text{II. 20})$$

En utilisant les variables de similarité on obtient :

$$C_f Re_x^{1/2} = \frac{1}{(1-\phi)^{2.5}} f''(0) \quad (\text{II. 21})$$

$$\frac{Nu_x}{Re_x^{1/2}} = -\frac{k_{nf}}{k_f} \theta'(0) \quad (\text{II. 22})$$

Avec

$$Re_x = \frac{u x}{\nu} \quad \text{C'est le nombre de Reynolds local}$$

II.9 Conclusion

Dans ce chapitre on a défini le problème physique, introduit les équations mathématiques pour trouver à la fin des équations simplifiées à résoudre numériquement avec les méthodes de Runge-Kutta et la technique de tir.

Chapitre III

Méthode de résolution

Méthode de résolution

III.1 Introduction

Les équations différentielles constituent l'un des domaines les importants de l'analyse numérique grâce à leurs nombreuses applications. Elles permettent de modéliser mathématiquement plusieurs phénomènes physiques et biologiques... Vu que la majorité, pour ne pas dire la totalité des phénomènes physiques ne sont pas linéaires, il n'existe pas de solutions analytiques pour ces problèmes, et pour cela on utilisera des méthodes numériques afin de trouver des solutions approchées aux solutions exactes.

Dans ce chapitre, nous présentons la méthode de Runge-Kutta d'ordre quatre et la méthode de tir utilisé pour résoudre le système d'équations différentielles ordinaires modélisant le problème physique étudié.

III.2 Méthode d'Euler

En mathématiques, la méthode d'Euler, du mathématicien Leonhard Euler, c'est une procédure numérique qui permet de résoudre de façon approximative des équations différentielles ordinaires du premier ordre avec une condition initiale (problème de Cauchy), c'est la plus ancienne et simple des méthodes. L'inconvénient est néanmoins qu'elle est peu précise et l'erreur introduite à la première itération.

Une équation différentielle est une équation ayant pour inconnue une ou plusieurs fonctions, elle se présente sous la forme d'une relation entre ces fonctions inconnues et leurs dérivées successives. Une équation différentielle est dite linéaire, si elle est écrite sous forme d'une combinaison linéaire (coefficients constants) de dérivées successives des inconnues [20].

Elle s'écrit de la façon suivante :

$$f' = F(x, f) \quad (\text{III. 1})$$

Le passage au domaine discret se fait par un développement en série de Taylor de la solution $f(x_{i+1})$ au voisinage de $x = x_i$, généralement on arrête le développement à un ordre qui dépend de la précision voulue. Si on fait un développement d'ordre deux, on écrit :

$$f(x_{i+1}) = f(x_i) + f'(x_i)(x_{i+1} - x_i) + \frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{2} f''(x_i) \quad (\text{III. 2})$$

On pose $x_{i+1} - x_i = \Delta x$ alors :

$$f_{i+1} = f_i + \left(\frac{df}{dx}\right)_i + \varepsilon(\Delta x^2) \quad (\text{III. 3})$$

Tel que

$\varepsilon(\Delta x^2)$ Est appelée erreur de troncature, et elle est bornée, ce qui est équivalent à écrire :

$$f_{i+1} = f_i + \left(\frac{df}{dx}\right)_i \quad (\text{III. 4})$$

On obtient alors le schéma d'Euler, qui s'écrit sous la forme :

$$f_{i+1} = f_i + \Delta x F(f_i, x_i) \quad (\text{III. 5})$$

Le but est d'appliquer la méthode de Runge-Kutta, qui est très recommandée pour ce genre de problème. Elle nous permet d'aboutir à des solutions approximatives avec une grande précision.

III.3 Méthode de Runge-Kutta

Les techniques de Runge- Kutta sont des schémas numériques a un pas qui permettent de résoudre les équations différentielles ordinaires. Elles font parties des méthodes les plus populaires de par leur facilité de mise œuvre et de leur précision [20].

III.3.1 Méthode de Runge-Kutta d'ordre N

Les méthodes de Runge-Kutta (RK) sont très utilisées en pratique et correspondent à la généralisation de la méthode d'Euler. Elles permettent d'obtenir la précision d'une approche de série de Taylor sans nécessiter le calcul de dérivées plus élevées.

Cette sur le schéma numérique suivant : famille de méthodes explicites plus efficaces et plus pratiques que les méthodes d'Euler est basée

$$f_{i+1} = f_i + \Delta x \quad (\text{III. 6})$$

Avec :

$$k_j = F(Y_j, x_i + h\xi_j) \quad , 0 \leq \xi_j \leq 1$$

$$Y_i = f_i + \sum_{k=1}^N \omega_k Y_k \quad (\text{III. 7})$$

En d'autres termes, on estime la pente de la fonction f en N points de l'intervalle $[x_i, x_i + \Delta x]$, puis l'on calcule une pente moyenne (c'est le terme $\sum_{j=1}^N \omega_j K_j$) qui sert alors à calculer l'incrément par la méthode d'Euler. Les coefficients ξ_j, ω_j et les poids ω_j sont déterminés en imposant que le schéma (III.7) soit équivalent à celui qui est associé à la méthode des séries entières d'ordre N .

III.3.2 Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4

Les méthodes (R-K) les plus populaires sont du quatrième ordre. Dans la méthode classique Runge-Kutta d'ordre quatre, les dérivées sont évaluées en quatre points, une fois à chaque fin et deux fois au milieu de l'intervalle.

On considère l'équation différentielle du premier ordre suivante :

$$f' = F(x, f), \quad f(x_0) = f_0 \quad (\text{III. 8})$$

La méthode de Runge-Kutta d'ordre quatre utilise plusieurs points intermédiaires pour calculer la valeur de f_{i+1} à partir de la valeur de f_i :

On considère un point intermédiaire A d'abscisse $x_i + \frac{\Delta x}{2}$ dont la valeur de l'ordonnée est donnée par :

$$f_{iA} = f_i + \Delta x \left(\frac{df}{dx} \right)_i \quad (\text{III. 9})$$

Puis un point B d'ordonnée :

$$f_{iB} = f_i + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{dy}{dx} \right)_{iA} \quad (\text{III. 10})$$

On calcule alors l'ordonnée d'un point C d'abscisse $x_i + \Delta x$ à l'aide de la relation :

$$f_{iC} = f_i + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{df}{dx} \right)_{iB} \quad (\text{III. 11})$$

On pose

$$\begin{cases} K_1 = \Delta x \left(\frac{df}{dx} \right)_i \\ K_2 = \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{df}{dx} \right)_{iA} \\ K_3 = \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{df}{dx} \right)_{iB} \\ K_4 = \Delta x \left(\frac{df}{dx} \right)_{iC} \end{cases} \quad (\text{III. 12})$$

Puisque $f'=F(x, f)$ on aura donc

$$\begin{cases} K_1 = F(x_i, f_i) \\ K_2 = F\left(x_i + \frac{\Delta x}{2}, f_i + \frac{K_1}{2}\right) \\ K_3 = F\left(x_i + \frac{\Delta x}{2}, f_i + \frac{K_2}{2}\right) \\ K_4 = F(x_i + \Delta x, f_i + K_3) \end{cases} \quad (\text{III. 13})$$

L'ordonnée définitive f_{i+1} du point d'abscisse $x_i + \Delta x$ est donnée par la relation :

$$f_{i+1} = f_i + \frac{1}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (\text{III. 14})$$

- K_1 est la pente au début de l'intervalle ;
- K_2 est la pente au milieu de l'intervalle, en utilisant la pente K_1 pour calculer la valeur de f au point $x_i + \frac{\Delta x}{2}$;
- K_3 est de nouveau la pente au milieu de l'intervalle, mais obtenue cette fois en utilisant la pente K_2 pour calculer f ;
- K_4 est la pente à la fin de l'intervalle, avec la valeur de f calculée en utilisant K_3 .

III.4 Méthode de Tirs

À ce point du raisonnement, nous avons seulement considéré les solutions des équations différentielles pour lesquelles les conditions initiales sont connues. Cependant, beaucoup d'applications dans les sciences physiques n'ont pas des conditions initiales, mais plutôt des conditions aux limites. En effet, la méthode de Tir consiste à transformer le problème aux limites en un problème aux valeurs initiales [21]. Elle est basée sur les quatre étapes itératives suivantes :

- On choisit une condition initiale $x=0$, qui peut être la vitesse initiale par exemple.
- On résout alors le problème aux conditions initiales par l'une des méthodes précédemment exposées, telle que la méthode de Runge- Kutta d'ordre quatre.
- On calcule la valeur de la condition aux limites.
- Si la valeur finale n'est pas atteinte, on modifie la valeur initiale, et on recommence les étapes précédentes jusqu'à l'obtention de la valeur finale souhaitée.

Pour donner au lecteur une idée, nous présentons l'exemple suivant. Soit l'équation différentielle ordinaire du second ordre aux conditions aux limites suivantes :

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = F\left(x, f, \frac{df}{dx}\right), \quad x \in [a, b] \quad (\text{III. 15})$$

Ayant les conditions aux limites suivantes :

$$f(a) = c_1, \quad f(b) = c_2 \quad (\text{III. 16})$$

Nous pouvons encore approcher ce problème par le choix des conditions initiales suivantes :

$$f(a) = c_1, \quad \frac{df(a)}{dx} = e_n \quad (\text{III. 17})$$

La constante e_n doit être déterminée de telle sorte que $f(b)$ soit égale à c_2 . Elle est généralement arbitraire qui toutefois vérifie le test de convergence :

$$|f(b, e_n) - c_2| \leq \varepsilon \quad (\text{III. 18})$$

Avec ε nombre réel infiniment petit.

Si le test de convergence n'est pas vérifié il va falloir corriger la valeur de e_n par le moyen d'une correction de type Newton ; le processus itératif est ainsi poursuivi jusqu'à satisfaction du test de convergence. On présente dans ce qui suit le principe de la correction de Newton :

À partir du développement limité à l'ordre 1 au voisinage de e_n :

$$f(b, e_{n+1}) = f(b, e_n) + (e_{n+1} - e_n) \frac{df(b, e_n)}{de_n} = c_2 \quad (\text{III. 19})$$

On déduit la formule de correction de Newton suivante :

$$e_{n+1} = e_n + \frac{c_2 - f(b, e_n)}{\frac{df(b, e_n)}{de_n}} \quad (\text{III. 20})$$

L'utilisation de la formule de correction (III.20) nécessite la connaissance préalable de G . On résout alors le problème aux variations relatives a :

$$\frac{d}{de_n} f(b, e_n) \quad (\text{III. 21})$$

Associée à l'équation (III.15) munie des conditions aux limites (III.17).

Le problème se présente comme suit :

$$\frac{d}{de_n} \left(\frac{d^2 f}{dx^2} \right) = \frac{d}{de_n} \left(F(x, f, \frac{df}{dx}) \right), \quad x \in [a, b] \quad (\text{III. 22})$$

Avec

$$\frac{d}{de_n} f(a) = 0 \quad \frac{d}{de_n} f'(a) = 1 \quad (\text{III. 23})$$

L'équation (III.22) munie des conditions aux limites (III.23) est résolue par la méthode de Range-Kutta d'ordre quatre.

III.5 Algorithme de résolution

L'exemple cité précédemment montre bien que le problème consiste à chercher la valeur appropriée de e_n , qui satisfait le problème original, l'algorithme est comme suit :

- On résout l'équation différentielle pour des conditions initiales quelconques
- $y(a) = c_1$ et $y'(a) = e_n$.
- On évalue pour $x = b$, la valeur de $f(b)$, puis on compare cette valeur à la valeur recherchée.
- On ajuste la valeur de e_n jusqu'au niveau de précision désiré.
- Une fois que l'on obtient par itérations successives, la valeur cible voulue avec la précision désirée, on affiche les conditions initiales trouvées.

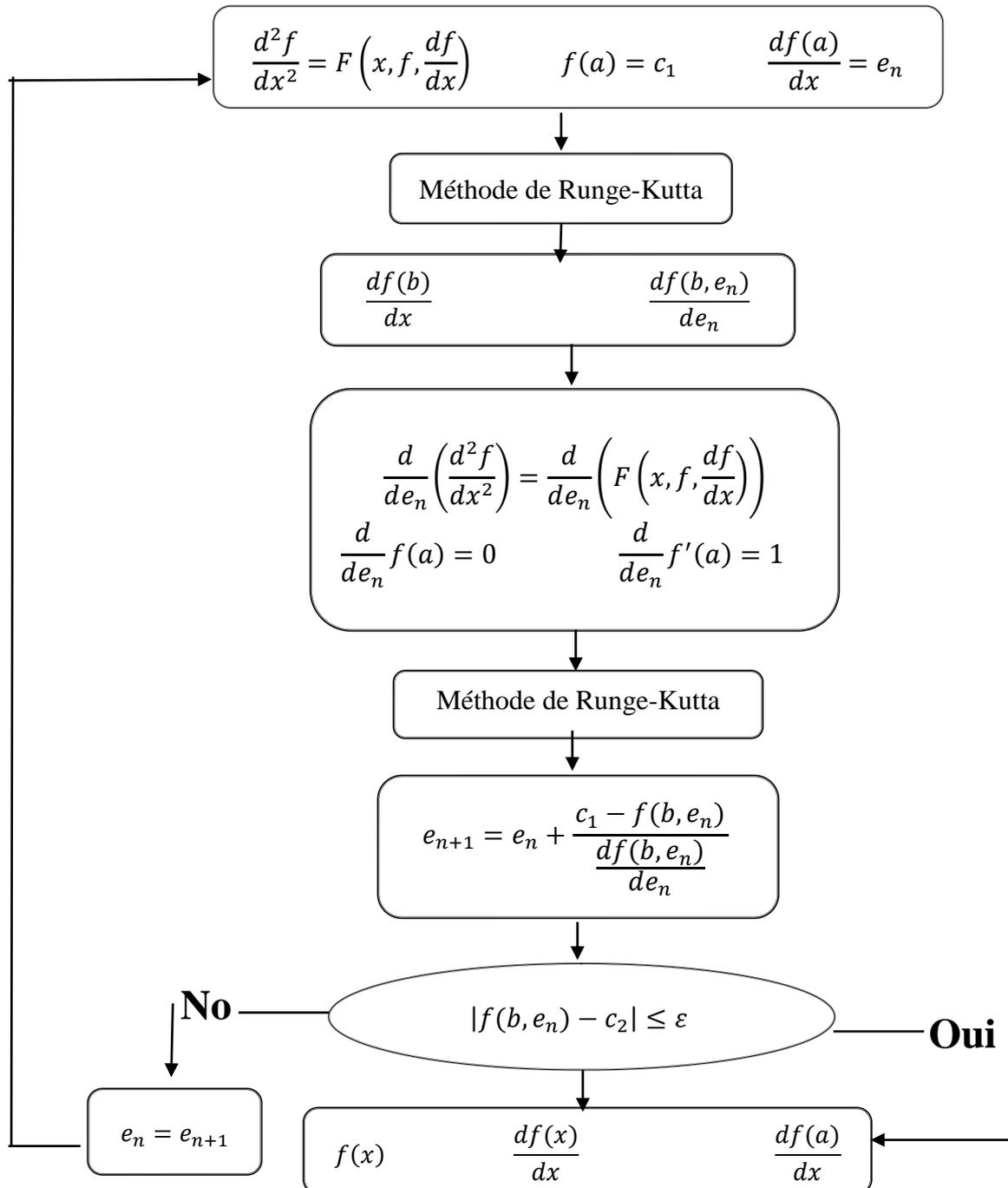


Figure III.1 : Organigramme général de résolution (Méthode de Tir) [21].

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé brièvement la méthode de Range-Kutta d'ordre quatre pour résolutions des équations utilisées dans notre étude. Nous avons aussi présenté l'algorithme ainsi que l'algorithme de résolution qui concerne la méthode de Range-kutta associée à la technique de tir. L'objectif de chapitre suivant sera la présentation des résultats issus de la simulation.

Chapitre IV

Résultats et interprétation

Résultats et interprétation

IV.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus, en ce qui concerne la résolution numérique du système d'équation différentielle qui gère le problème étudié. Citons que le problème étudié est un jet de nanofluide impactant sur une plaque verticale. Dans cette étude nous avons exploité les équations de Navier-stokes et de l'énergie au voisinage de la paroi pour mettre en claire le développement de la couche limite. Pour bien comprendre le comportement des nanofluides nous avons considéré trois différents types de nanoparticules [cuivre (Cu), nickel (Ni), alumine (Al_2O_3)] avec l'eau comme un fluide de base.

	Propriété	C_p	ρ	K	β
Fluide de base	H_2O	4179	997.1	0.613	21
Nanoparticule	Ag	235	10500	429	1.89

Tableau IV.1 : Propriétés thermo-physiques du fluide de base et les nanoparticules

IV.2 résultats et discussions

IV.2.1 Caractéristiques dynamique

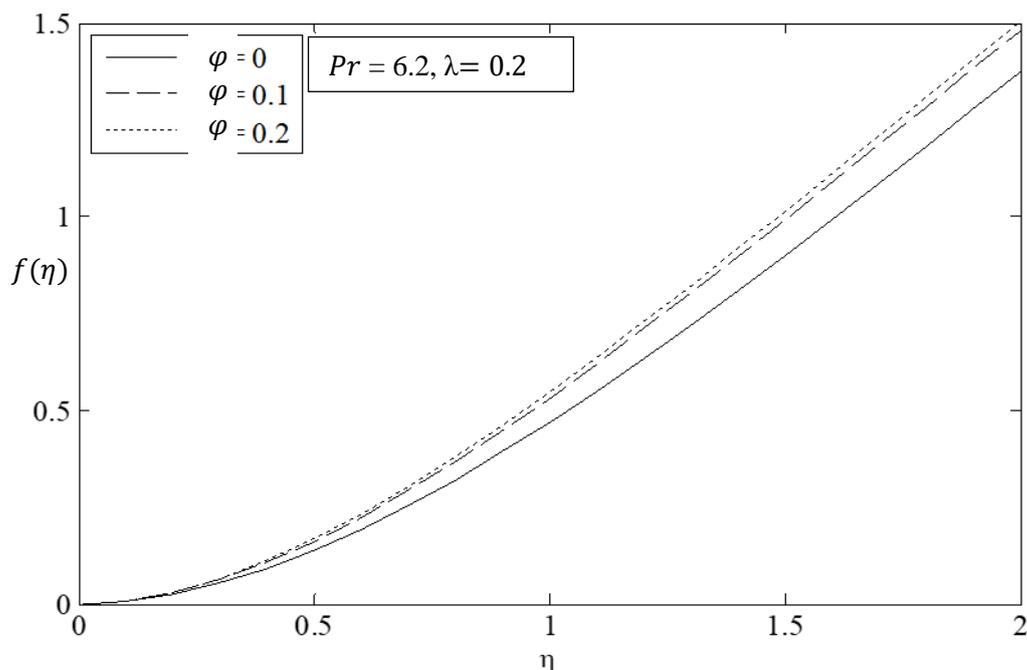


Figure IV.1 : Effet de la fraction volumique sur le profil de f

La variation du profil f en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de la fraction volumique $\varphi = 0$; $\varphi = 0.1$; $\varphi = 0.2$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et le paramètre de flottabilité $\lambda = 0.2$ est illustrée sur la figure IV.1. A partir de cette figure, nous observons que le profil de vitesse augmente avec l'augmentation de la fraction volumique φ ce qui est conséquence du fait que les forces d'inertie dynamique surmontent les forces de viscosité.

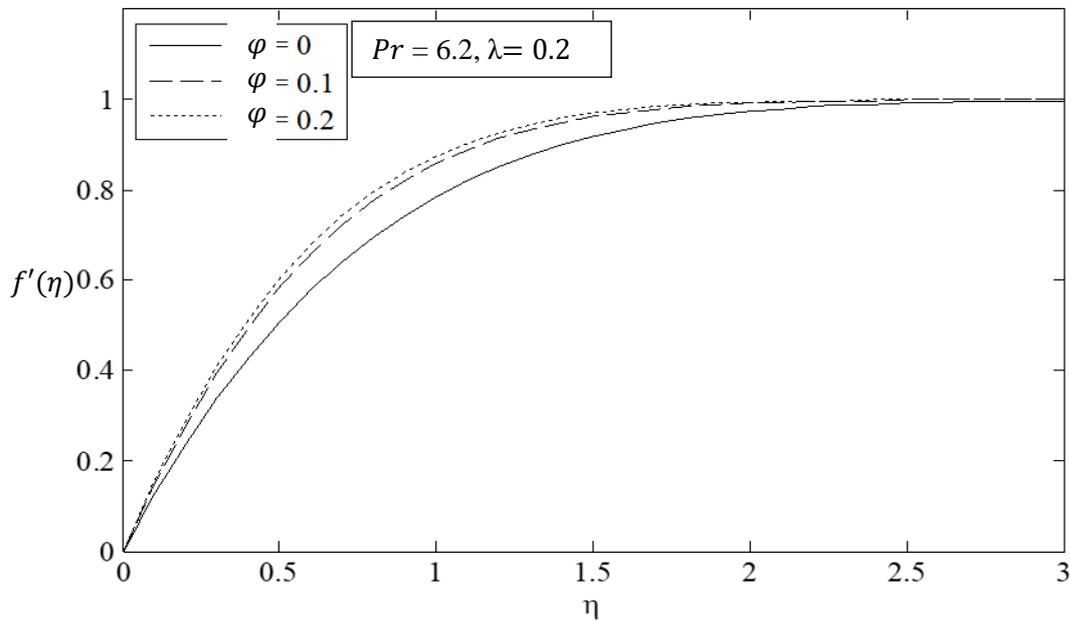


Figure IV.2 : Effet de la fraction volumique sur le profil de f'

La variation de profil de vitesse f' en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de la fraction volumique $\varphi = 0$; $\varphi = 0.1$; $\varphi = 0.2$, tout en fixant le nombre Prandtl $Pr = 6.2$ et le paramètre de flottabilité $\lambda = 0.2$ est représenté sur la figure IV.2. On remarque que l'augmentation de la fraction volumique fait augmenter le profil de vitesse f' ce qui permet de conclure que la fraction volumique accélère l'écoulement.

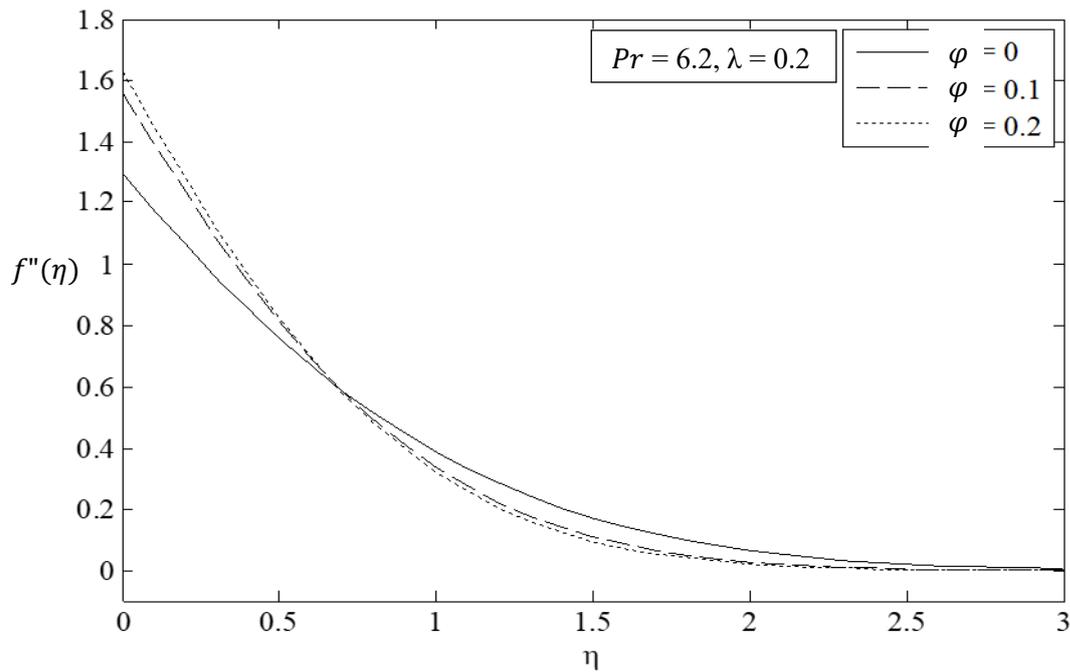


Figure IV.3 : Effet de la fraction volumique sur le profil de f''

La variation du profil de f'' en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de la fraction volumique $\varphi = 0$; $\varphi = 0.1$; $\varphi = 0.2$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr=6.2$, et le paramètre de flottabilité $\lambda = 0.2$ est représenté sur le figure IV.3 .A partir de cette figure, on observe que le profil de f'' augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et cela pour des petites valeurs de la variable η , mais par contre pour des grandes valeurs de la variable η on remarque l'effet inverse. Plus à cela on remarque que le profil de f'' augmente avec la diminution de l'épaisseur au voisinage de la paroi, mais par contre, loin de la paroi on remarque l'effet inverse.

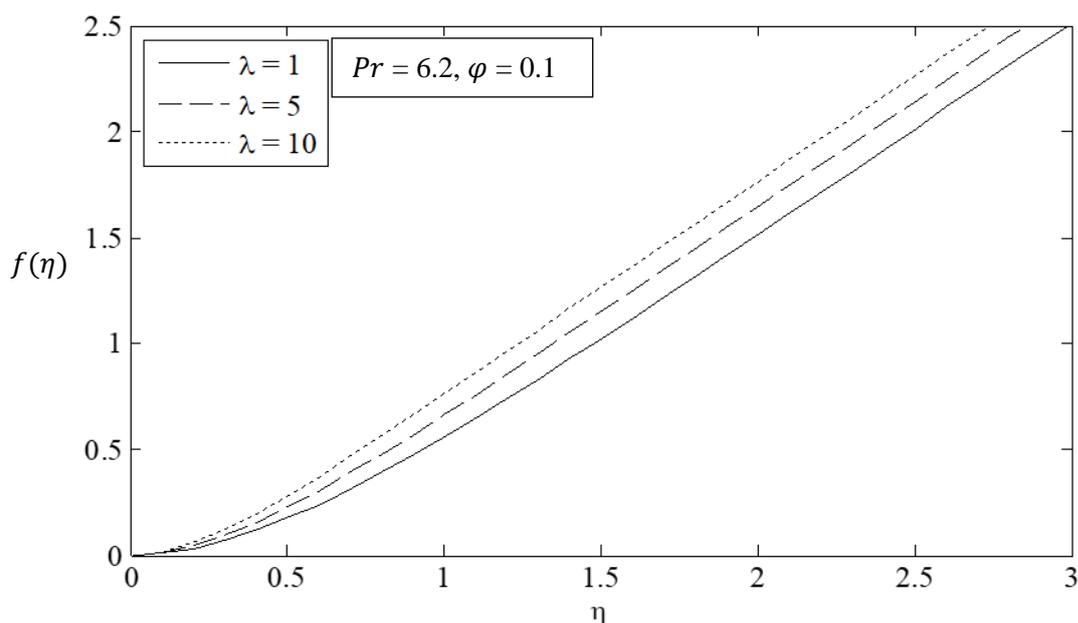


Figure IV.4 : Effet du paramètre de flottabilité sur le profil de f

La variation du profil f en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de paramètre de flottabilité $\lambda=1$; $\lambda=5$; $\lambda=10$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et la fraction volumique $\varphi=0.1$ est illustrée sur la figure IV.4. A partir de cette figure, nous observons que le profil de vitesse f augmente avec l'augmentation de paramètre de flottabilité ajoutons à cela l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique et la vitesse locale.

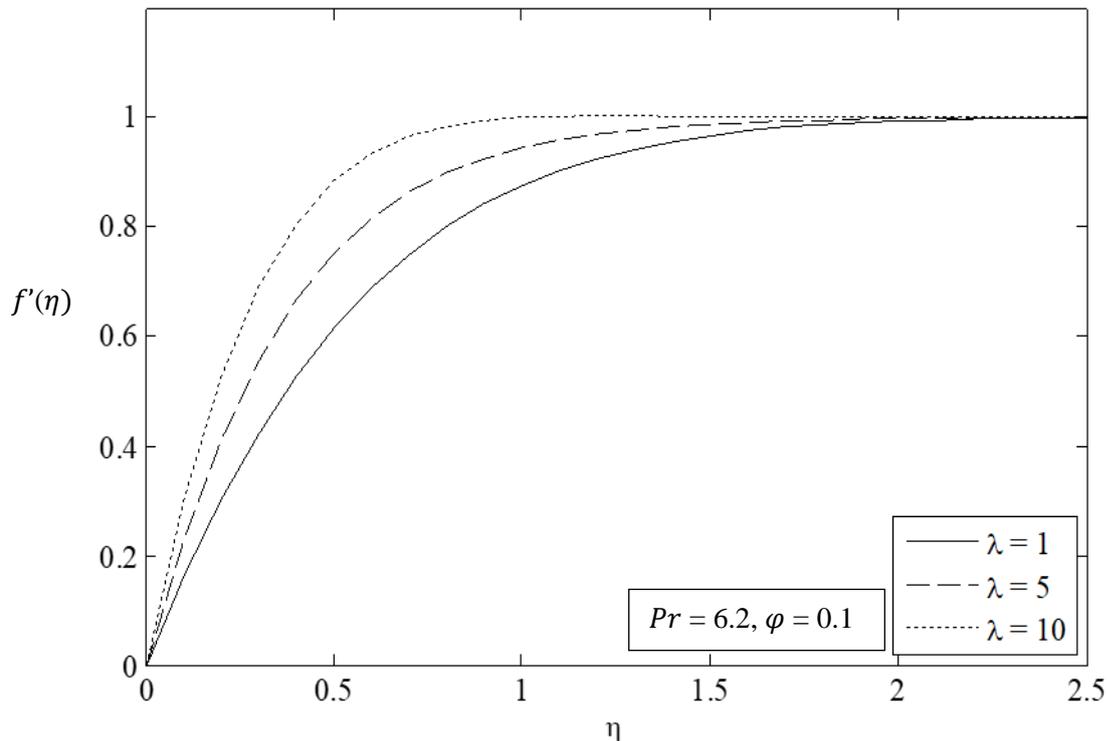


Figure IV.5 : Effet du paramètre de flottabilité sur le profil de f'

La variation du profil f' en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de paramètre de flottabilité $\lambda=1$; $\lambda=5$; $\lambda=10$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et la fraction volumique $\varphi=0.1$ est illustrée sur la figure IV.5. A partir de cette figure on remarque que l'augmentation de paramètre de flottabilité conduit à la diminution de l'épaisseur de la couche limite. On constate aussi que ce dernier, fait accélérer l'écoulement.

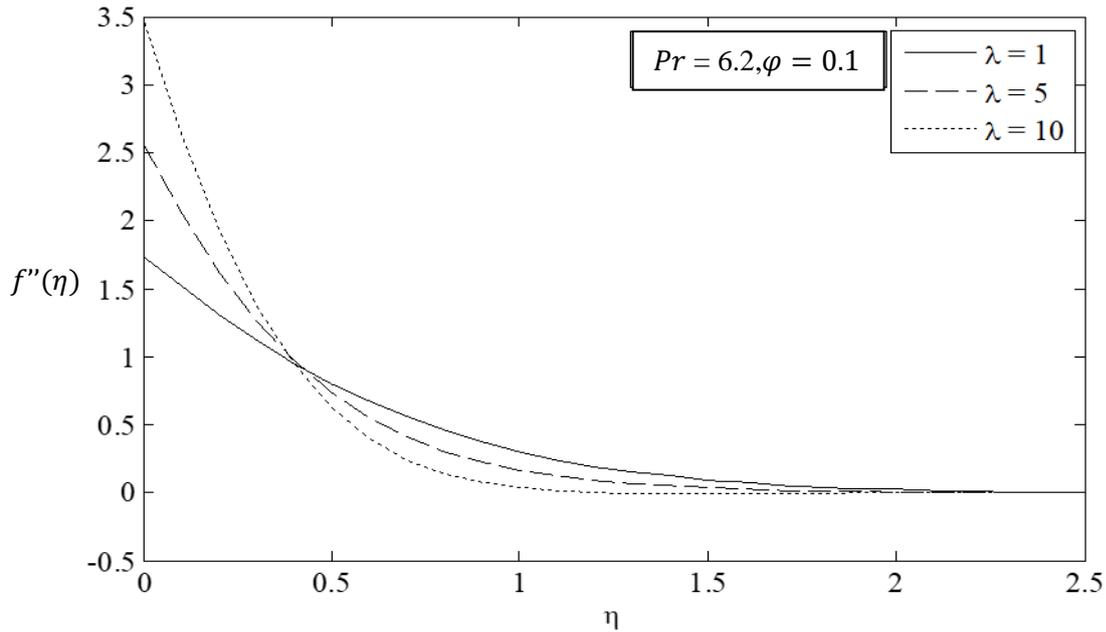


Figure IV.6 : Effet du paramètre de flottabilité sur le profil de f''

La variation du profil f'' en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de paramètre de flottabilité $\lambda=1$; $\lambda=5$; $\lambda=10$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et la fraction volumique $\varphi=0.1$ est illustrée sur la figure IV.6. A partir de cette figure, on observe que le profil de f'' augmente avec l'augmentation de paramètre de flottabilité et cela pour des petites valeurs de la variable η , mais par contre pour des grandes valeurs de la variable η on remarque l'effet inverse. Plus à cela on remarque que le profil de f'' augmente avec la diminution de l'épaisseur au voisinage de la paroi, mais par contre, loin de la paroi on remarque l'effet inverse.

IV.2.2 Caractéristiques thermiques

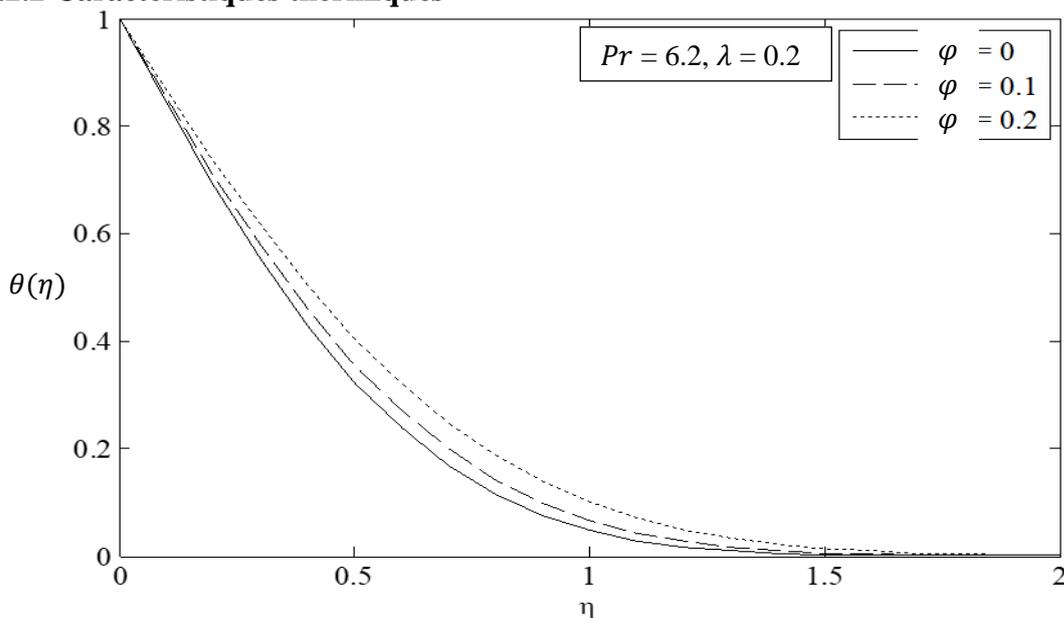


Figure IV.7 : Evolution de la température adimensionnelle pour différentes valeurs de φ

En consultant la figure IV.7 qui présente l'évolution de la température adimensionnelle θ en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de la fraction volumique $\varphi = 0$; $\varphi = 0.1$; $\varphi = 0.2$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et le paramètre de flottabilité $\lambda = 0.2$. On remarque que l'augmentation de la fraction volumique diminue le profil de température θ et on remarque aussi que la diminution de l'épaisseur de la couche limite fait diminuer le profil de température.

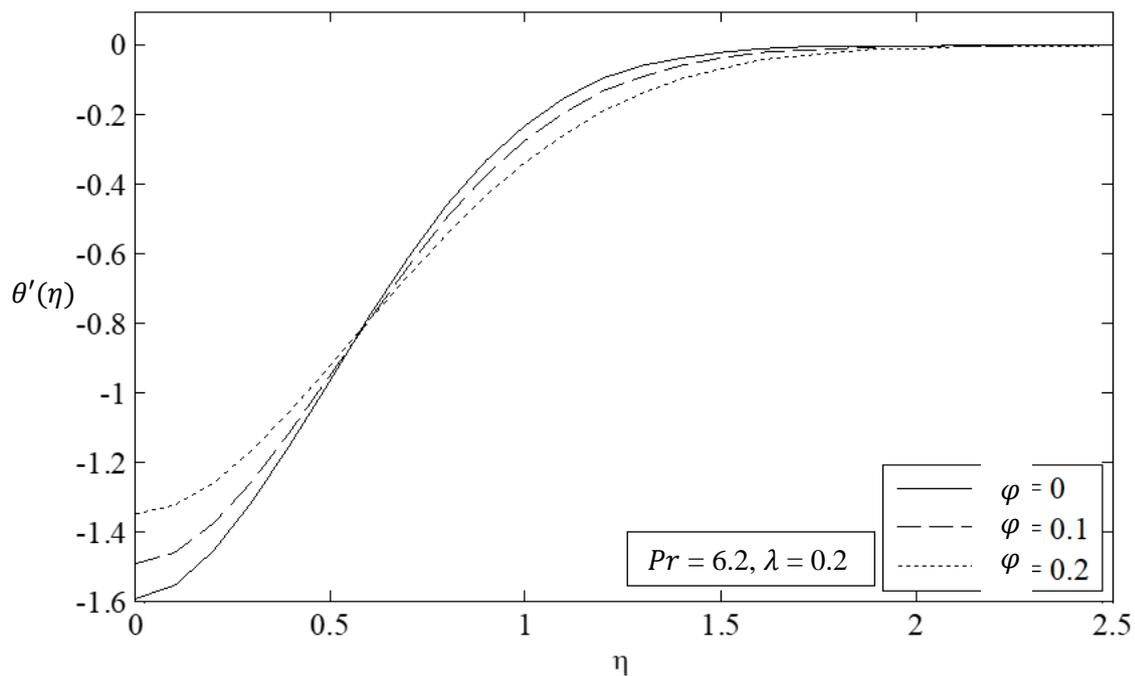


Figure IV.8 : Evolution du gradient de température θ' pour différentes valeurs de φ

L'évolution du gradient de température θ' en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de la fraction volumique $\varphi = 0$; $\varphi = 0.1$; $\varphi = 0.2$, tout en fixant le nombre Prandtl $Pr = 6.2$ et le paramètre de flottabilité $\lambda = 0.2$ est illustrée sur la figure IV.8. A partir de cette figure on observe que le gradient de température diminue avec l'augmentation de la fraction volumique et cela pour des petites valeurs de la variable (η), mais par contre pour des grandes valeurs de la variable adimensionnel (η) on remarque l'effet inverse.

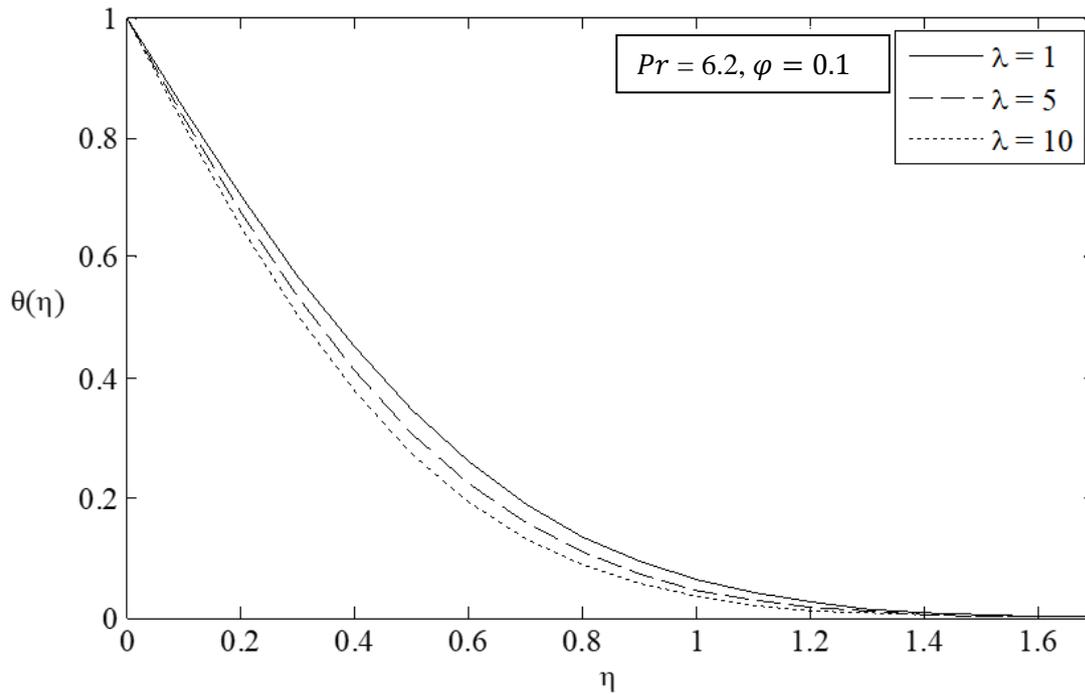


Figure IV.9 : Evolution de la température adimensionnelle pour différentes valeurs du Paramètre de flottabilité.

L'évolution de la température adimensionnelle θ en fonction de la variable adimensionnelle (η) pour différentes valeurs de paramètre de flottabilité $\lambda = 1$; $\lambda = 5$; $\lambda = 10$, tout en fixant le nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et la fraction volumique $\varphi = 0.1$ est illustrée sur la figure IV.9. D'après cette figure on remarque que la viscosité joue un rôle important dans la diminution de profile de température θ (lorsque la viscosité augmente, le profil de température diminue). En plus de ça on remarque que le profil de température θ diminue avec la diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique.

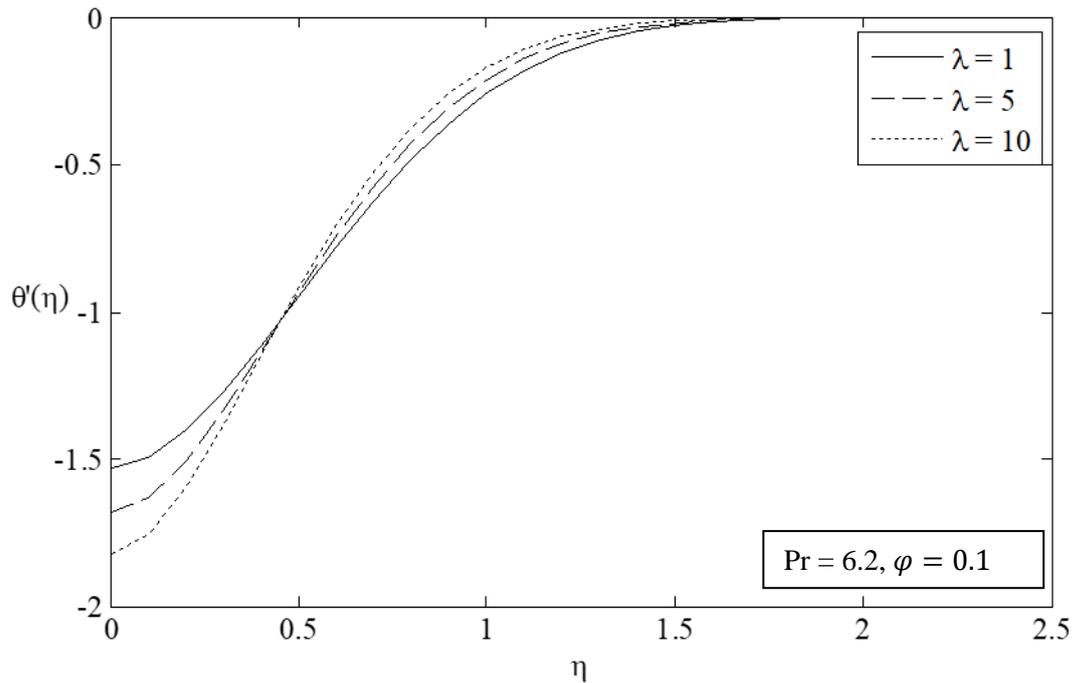


Figure IV.10 : Evolution du gradient de température θ' pour différentes valeurs du paramètre De flottabilité λ .

L'évolution du gradient de température θ' en fonction de la variable adimensionnel (η) pour différentes valeurs de paramètre de flottabilité $\lambda = 1$; $\lambda = 5$; $\lambda = 10$, tout en fixant le nombre Prandtl $Pr = 6.2$ et la fraction volumique $\varphi = 0.1$ est illustrée sur la figure IV.10. On remarque que le gradient de température θ' augmente avec l'augmentation de paramètre de flottabilité et cela au voisinage de la paroi, mais par contre loin de la paroi on remarque l'effet inverse.

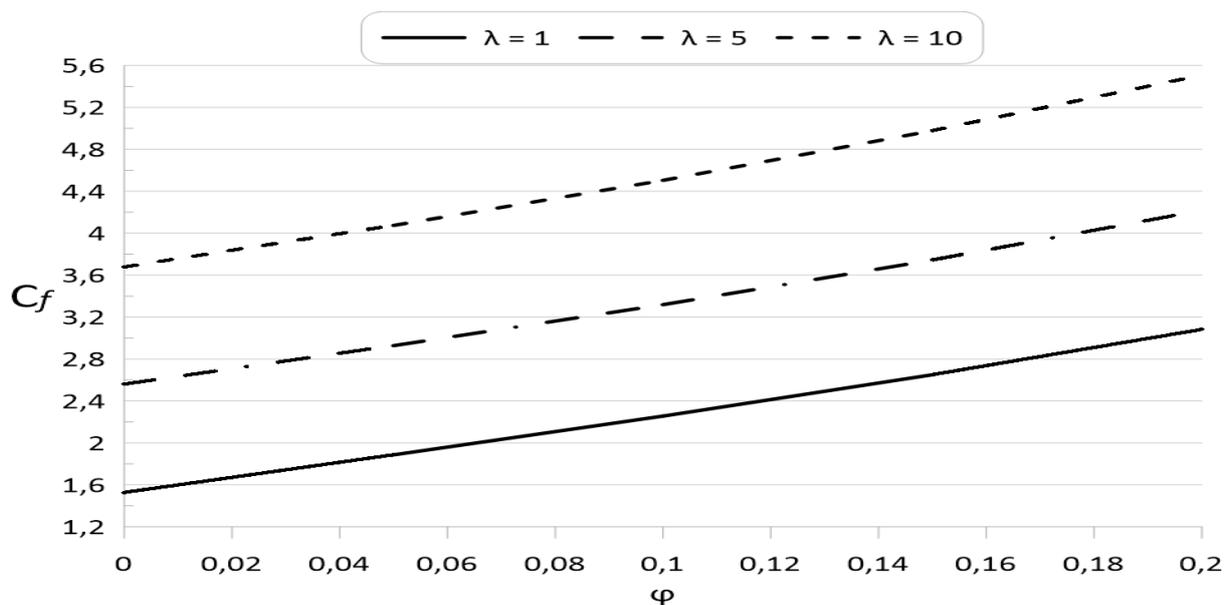


Figure IV.11 : Le coefficient de frottement (C_f) pour différentes valeurs de φ

La variation du coefficient de frottement en fonction de la fraction volumique φ pour différentes valeurs du paramètre flottabilité est illustrée sur la figure IV.11. A partir de cette figure on constate que l'augmentation de la fraction volumique conduit à la diminution de l'épaisseur de la couche limite et par conséquent une augmentation plus élevée de coefficient de frottement. De plus il est intéressant de noter que l'augmentation du paramètre de flottabilité induit un accroissement du coefficient de frottement.

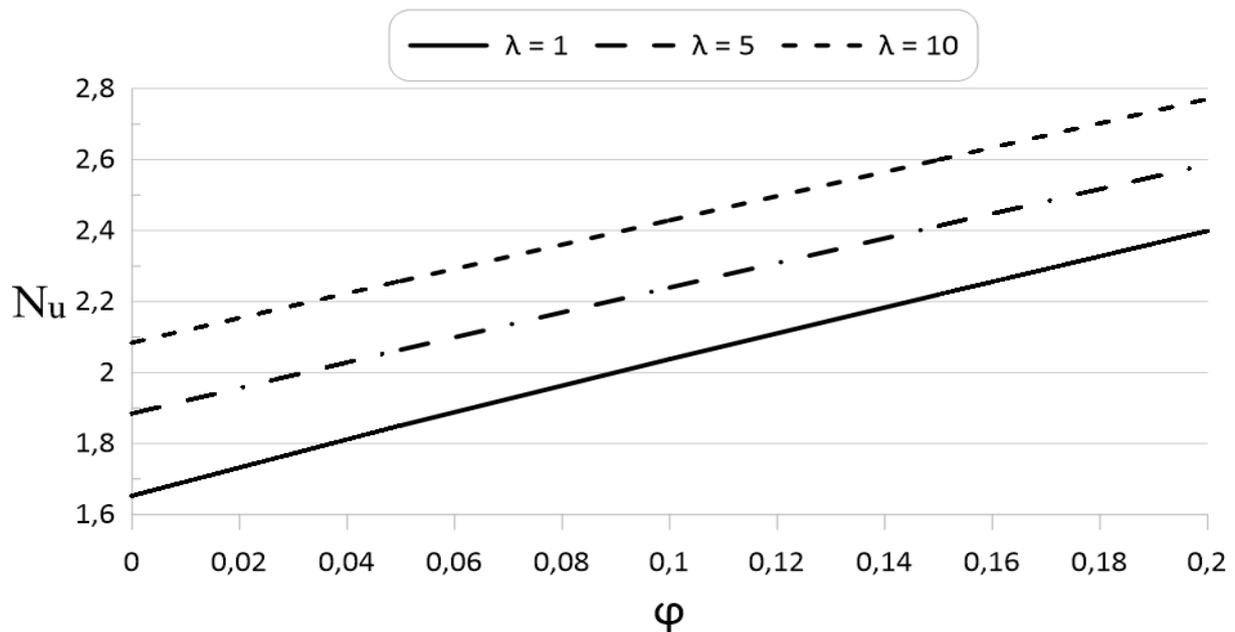


Figure IV.12: Le nombre de Nusselt (Nu) pour différentes valeurs de φ

La variation du nombre de Nusselt local en fonction de la fraction volumique φ pour différentes valeurs de paramètre flottabilité est illustrée sur la figure IV.12. On constate que l'amélioration du transfert de chaleur convectif est due à l'augmentation de la fraction volumique, ainsi que à la diminution de l'épaisseur de la couche limite.

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié le comportement de l'écoulement des nanofluides et leur influence sur le développement de la couche limite thermique et dynamique. Dont on a tracé les profile de vitesse de température on fonction de la variable adimensionnelle, et de coefficient de frottement et de Nusselt on fonction de fraction volumique ainsi que le paramètre de flottabilité. On a constaté que la présence des nanoparticules dans le fluide de base (eau) fait augmenter le transfert de chaleur et accélère l'écoulement.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail nous avons mené une étude sur le refroidissement d'une plaque verticale chauffé par un jet de nanofluide, une étude bibliographique nous a permis de nous familiariser sur l'écoulement de couche limite au voisinage de point de stagnation et d'acquérir une idée globale sur les caractéristiques d'un écoulement en présence des nanofluides impactant sur la plaque verticale.

Dans la première partie, les équations de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de l'énergie ont été posées, ensuite les équations sont réduites à un système d'équations différentielles ordinaires, qui se présente sous forme d'un problème aux valeurs limites. Ces équations sont résolues numériquement en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre quatre associée à la méthode de tir.

Pour cette étude on varie la fraction volumique (φ) et le paramètre de flottabilité (λ) pour tracer des profile de vitesse, de température, le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt. On a utilisé l'eau comme un fluide de base et des nanoparticules d'argent (Ag).

L'analyse des résultats auxquelles nous avons abouti conduisent à ces conclusions :

- Il est vrai que l'addition de nanoparticules d'argent dans l'eau pure augmente sa conductivité thermique et donc améliore le transfert de chaleur.
- La différence de transfert thermique en utilisant un nanofluide, dépend de l'augmentation de la valeur de la fraction volumique des nanoparticules.
- L'augmentation de paramètre de flottabilité améliore le transfert de chaleur.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Gladés Bachir, Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard, Thèse doctorat L'Université Toulouse III- Paul Sabatier 2010.
- [2] Amin Behzadmehr, Hassan Azarkish. An Introduction to the NanoFluid, universty of Sistan and Baluchestan, 2000.
- [3] RIBIERO João-Paulo, Dossier Technique de l'ingénieur, nm5115, Nanofluides pour les applications thermiques, 2009.
- [4] Khan, W. A., & Aziz, A. (2011). Natural convection flow of a nanofluid over a vertical plate with uniform surface heat flux. *International Journal of Thermal Sciences*, 50(7), 1207-1214.
- [5] Aziz, A., & Khan, W. A. (2012). Natural convective boundary layer flow of a nanofluid past a convectively heated vertical plate. *International Journal of Thermal Sciences*, 52, 83-90.
- [6] Rashad, A. M., El-Hakiem, M. A., & Abdou, M. M. M. (2011). Natural convection boundary layer of a non-Newtonian fluid about a permeable vertical cone embedded in a porous medium saturated with a nanofluid. *Computers & Mathematics with Applications*, 62(8), 3140-3151.
- [7] Ergin Esirgemez et al, experimental study of a round jet impinging on a convex cylinder, *Meas. Sci. Technol.* 18 No 7 (July 2007) 1800-1810.
- [8] S. A. Nada et al, slot/slots air jet impinging cooling of a cylinder for different jets– cylinder configurations, *Heat Mass Transfer* (2006) 43: 135–148.
- [9] B.C. Pak and Y.I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat Transfer*, 11(2), 151–170, 1998.
- [10] Y. Xuan and W. Roetzel, Conception for heat transfer correlation of Nano fluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 43 (19). 3701-3707.(2000) .

- [11] boundary layer on a flat plate (source: own work).
- [12] PIERRE GRENSON^{1*}, PHILIPPE REULET¹, BERTRAND AUPOIX¹. “Étude expérimentale aérodynamique et thermique d’un jet rond chauffé impactant une paroi plane”. May 2016.
- [13] T. S. Chen, C. F. Yuh, Combined heat and mass transfer in mixed convection vertical and inclined plates, *Int.J.Heat Mass Transfer*, (1979), 23, 527-537.
- [14] Mai Ton Hoang, R.Zebriri, T.Lorenzo, Convection mixte en régime transitoire de couche limite laminaire sur une plaque verticale, *C.R. Acad. Sci. Paris*, t.329.Série II b, p. 627-631, (2001).
- [15] N.Ramachandran, T.S. Chen, B.F.Armaly, Mixed convection in stagnation flows adjacent to vertical surfaces,
- [16] A.Ishak , R.Nazar , M.Arifin and I.Pop « Dual solutions in mixed convection flow near a stagnation point on a vertical porous plate » *International Journal of Thermal Sciences* 47 417–422. (2008)
- [17] F. Aman and A.Ishak « Mixed Convection Flows Toward a Stagnation-point on a Stretching Sheet » *Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, 4(9): 4453-4460.(2010).
- [18] F.Amani , A.Ishak and I.POP « Mixed convection boundary layer flow near stagnation-point on vertical surface with slip » *Appl. Math. Mech. -Engl. Ed.*, 32(12), 1599–1606 (2011).
- [19] N. Ramachandran, T.S. Chen, B.F. Armaly, Mixed convection in stagnation flows adjacent to vertical surfaces, *ASME J. Heat Transfer* 110 (1988) 373–377.
- [20] Belahacen.T , Adnane.L , Etude dynamique et thermique d’un jet de nanofluide impactant sur un cylindre, mémoire de master, Université, Abderrahmane MIRA BEJAIA,2018.
- [21] Benmammar.L, Benyahai.D, Etude numérique de l’écoulement de couche limite induit par un jet impactant sur une paroi verticale chauffée, mémoire de master, Université, Abderrahmane MIRA BEJAIA,2018.

Résumé

Utilisation des nanofluides pour le refroidissement des surfaces à hautes températures par jet impactant

Le travail réalisé dans ce mémoire a pour objectif de comprendre l'utilisation des nanofluides pour le refroidissement des surfaces à hautes températures par jet impactant pour cela nous avons présenté les différentes formules mathématiques, ainsi que les hypothèses simplificatrices, (Navier-Stokes et d'énergie). Puis nous avons passé à la résolution numérique de ces équations à l'aide de méthode Runge-Kutta d'ordre quatre associé à la méthode de tir qui permettent de résoudre le système d'équations différentielles ordinaires prenant en considération l'influence des différentes valeurs de la fraction volumique, le paramètre de flottabilité et les caractéristiques de la couche limite.

Mots clés : paroi verticale, couche limite, jet impactant, nanofluides.

Abstract

Use of nanofluids for cooling surfaces at high temperatures by impinging jet

work carried out in this final dissertation aims to understand the use of nanofluids for the cooling of surfaces at high temperatures by impacting jet for this we have presented the different mathematical formulas, as well as the simplifying hypotheses, (Navier-Stokes and d'energy). Then we moved on to the numerical resolution of these equations using the fourth-order Runge-Kutta method associated with the shooting method which makes it possible to solve the system of ordinary differential equations taking into account the influence of the different values of the volume fraction, the buoyancy parameter and the characteristics of the boundary layer.

Keywords : vertical wall, boundary layer, impinging jet, nanofluids.