REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITEYAHIA FARES DE MEDEA



Faculté de **T**echnologie

Mémoire de fin d'études de Master

Filière : Génie des procédés.
Spécialité : Génie des procédés des matériaux.

Etude du flux convectif de nanofluides micropolaire sur une plaque verticale sous l'éffet du champ magnétique

---

Présenté par :

Mlle.FERRAH lamia.

Mlle.BENCHAREF wissem

Proposé et Dirigé par

Dr. ALOUAOUI Redha.

Promotion 2020

Remerciements

Louange à Allah par la grâce duquel les bonnes choses se réalisent.

Nous tenons à remercier tout d'abord nos très chers parents. Nous remercions notre encadreur à Docteur ***Alouaoui Redha*** *pour la qualité du sujet.*

Son support et les orientations durant toute la réalisation de ce travail.

Nous remercions tous les enseignants qui ont contribué à notre formation

Dédicaces

Avant tout, je tien à remercies le bon dieu,
et l'unique qui m'offre le
courage et la volonté nécessaire pour affronter
les différentes de la vie,
Je dédie ce modeste travail
A ma mère.
A mon père.
A mon frère.
A tous mes amis

FERRAH LAMIA

Dédicaces

Avant tout, je tien à remercies le bon dieu,
et l'unique qui m'offre le
courage et la volonté nécessaire pour affronter
les différentes de la vie,
Je dédie ce modeste travail
A ma mère.
A mon père.
A mes frères et mes soeurs.
A tous ma famille.
A touts mes aims »

BENCHAREF WISSEM

الملخص:

يدرس هذا العمل بشكل أساسي تأثير المجال المغناطيسي على انتقال الحرارة في تدفق الطبقة الحدية الصفائحية الثابتة للموائع النانوية القطبية الدقيقة على لوحة عمودية متحركة .يتم تحويل المعادلات التفاضلية الحاكمة إلى معادلات تفاضلية عادية يتم حلها عدديًا .يتم إجراء دراسة بارا مترية للمعلمات الفيزيائية لإظهار تأثيرها على الملفات الشخصية المختلفة .أظهرت النتائج أن الحركة الدقيقة للجسيمات النانوية في التعليق ووجود المجال المغناطيسي بشكل عام، أصبحا مهمين في نقل الحرارة، وبالتالي لا ينبغي إهماله أثناء الحساب.

الكلمات المفتاحية: سائل النانوية القطبية، التدفق المغناطيسي، الطبقة الحدودية و لوحة متحركة

Résumé :

Ce travail étudie principalement l'effet du champ magnétique sur le transfert de chaleur dans le flux de la couche limite laminaire constante de nanofluides micropolaire sur une plaque verticale mobile. Les équations différentielles gouvernantes sont transformées en équations différentielle ordinaire qui sont résolues numériquement.

Une étude paramétrique des paramètres physiques est réalisée pour montrer leur influence sur les différents profils. Les résultats montrent que la micorotation des nanoparticules en suspension et la présence du champ magnétique en générale, deviennent importantes sur le transfert de chaleur qui ne doivent donc pas être négligées lors du calcul.

Mots-clés : nanofluides micropolaire, magnétohydronamique, couche limite et plaque mobile.

Abstract:

This work mainly studies the effect of the magnetic field on heat transfer in the flux of the constant laminar boundary layer of micropolar nanofluids on a mobile vertical plate. The governing differential equations are transformed into ordinary differential equations which are solved numerically.

A parametric study of the physical parameters is carried out to show their influence

on the different profiles. The results show that the micorotation of the nanoparticles in suspension and the presence of the magnetic field in general, become important on the heat transfer which should not therefore be neglected during the calculation.

Keywords: Micropolar nanofluids, magnetohydronamic, boundary layer and movable plate.

INTRODUCTION GENERAL

Introduction Générale

De nos jours, l'un des objectifs de la recherche scientifique dans les industries se rapporte à la résolution des questions relatives aux économies des opérations de transformations d'énergie pour atteindre l'optimum. Dans ce contexte, les études menées se fixent comme objectifs une connaissance détaillée et fiable du comportement des systèmes complexes induits par des matériaux ou fluides nouveaux et en présence des phénomènes de plus en plus variés et induisant des mécanismes nouveaux.

Le besoin d'améliorer les transferts thermiques des fluides a donné naissance au développement des nanofluides micropolaires. Ces derniers sont des solutions contenant des nanoparticules en suspension dans un fluide à base classique telle l'eau. Grâce à leurs propriétés améliorées de transfert thermique, les nanofluides micropolaires peuvent être utilisés dans une multitude d'applications en ingénierie : l'industrie automotrice, le génie biomédical, le refroidissement des éléments électroniques...etc., et même en milieu poreux rendant la complexité extrême comme deuxième niveau.

CONVECTION NATURELLE

I.1 Introduction

La convection est un mode de transfert d'énergie par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. Elle est considérée comme le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz.

Le transport d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacent.

L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces molécules du fluide. Ensuite, les molécules vont se mélanger avec d'autres molécules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie.

Dans ce cas l'écoulement transporte, simultanément, le fluide et l'énergie. L'énergie est à présent, emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement. La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre, convection forcée et convection mixte [1-2]

- ✓ **Convection forcée**

Le phénomène de convection forcée apparaît quand le mouvement du fluide est imposé par une cause mécanique extérieure (pompe, ventilateur,) au système [1-2]

- ✓ **Convection naturelle**

Le phénomène de convection naturelle thermique apparaît spontanément, sous le seul effet des différences de masse volumique résultantes des différences de températures sur les frontières et d'un champ de forces extérieures (le champ gravifique…) [1-2]

- ✓ **Convection mixte**

La convection mixte correspond au couplage des deux phénomènes précédents (convection naturelle et forcée) quand les vitesses d'écoulement, fictives, dues aux deux types de convection sont considérées séparément, du même ordre de grandeur [1-2]

I.2 La convection naturelle

I.2.1 Définition

La convection libre ou naturelle est la forme d'échange convectif la plus couramment observée au contact d'un corps chaud, la température de l'air augmente, donc sa masse volumique diminue,

exerce une poussée d'Archimède vers le haut, la masse d'air chaud s'élevée en enlevant de la chaleur au corps, elle est remplacée par une masse d'air froid qui, au contact au corps, s'échauffe et ainsi de suite. Le même phénomène peut s'observer pour des corps froids, le mouvement se faisant alors en sens inverse.

I.2.2 Equations générales de la convection naturelle :

A. Equations de conservation :

La convection naturelle est régie par trois équations : l'équation de conservation de la masse, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de l'énergie. Ces équations s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.\rho\vec{u} = 0 \qquad (\boldsymbol{I.1})$$

$$\frac{\partial \rho\vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\rho\vec{u}\vec{u} = -\vec{\nabla}p + \vec{\nabla}.\bar{\bar{\tau}} + \rho\vec{g} \qquad (\boldsymbol{I.2})$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \vec{\nabla}.\rho U\vec{u} = -\vec{\nabla}.\vec{j}_q + \bar{\bar{\tau}}:\vec{\nabla}\vec{u} - p \qquad \vec{\nabla}.\vec{u} \qquad (\boldsymbol{I.3})$$

U: énergie interne massique [J kg^{-1}]

u : vitesse du fluide [ms^{-1}]

j_q: densité du flux convectif [Wm^{-2}]

$\bar{\bar{\tau}}$: Tenseur des contraintes visqueuses [Pa]

g : accélération de pesanteur [m s^{-2}]

p : Pression [Pa]

B. Equations d'état et de transfert, hypothèses simplificatrices

- *Approximation de Boussinesq* : L'approximation de Boussinesq consiste à supposer que la masse volumique est constante sauf dans le terme généralisé de la convection naturelle soit le terme *g*r de l'équation de Navier Stoks. Ainsi ;

Sauf pour : $\rho = \rho_0 \qquad (\boldsymbol{I.4})$

$$\rho\vec{g} = \rho_0\big(1 - \beta(T - T_0)\big)\vec{g} \qquad (\boldsymbol{I.5})$$

Cette approximation linéaire est valable pour (T-T_0)$\ll T_0$

Pour un gaz parfait $\beta = \frac{1}{T_0}$; ou T_0 est la température de référence [K] ; T_0 est prise à l'infini pour une convection externe autour d'un objet et elle est prise comme une valeur moyenne loin des parois en convection interne.

- On considère l'air comme un gaz parfait (*U = Cv T+cte, H=Cp T+cte* ; *Cv* : capacité thermique massique à volume constant [J kg-1K-1], *Cp* : capacité thermique massique à pression constante [J $kg^{-1}K^{-1}$], *H* : enthalpie massique [J kg^{-1}])

On néglige l'apport de l'énergie interne dû à la dissipation visqueuse

$$\bar{\bar{\tau}} : \vec{\nabla}\vec{u} \ll \left| \vec{\nabla}.\vec{j}_q \right| \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{6})$$

On suppose que le fluide est newtonien de viscosité constante et incompressible

$$\bar{\bar{\tau}} = \rho v\left(\vec{\nabla}\vec{u} + \left(\vec{\nabla}\,\vec{u} \right)^{t} \right) \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{7})$$

On suppose que la conductivité thermique est constante

$$\vec{j}_q = -k\vec{\nabla}T \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{8})$$

En appliquant ces approximations, les équations *I.1*, *I.2* et *I.3* deviennent respectivement :

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{9})$$

$$\frac{\partial \rho_0 \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\rho_0 \vec{u}\,\vec{u} = -\vec{\nabla}\left(p + \rho_0 \mathrm{gz}\right) + \rho_0 \beta (T - T_0)\vec{g} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{10})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla}\ .T\,\vec{u} = \alpha\,\nabla^2 \mathrm{T} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{11})$$

Avec $\alpha = \frac{k}{\rho Cp}; V = \frac{\mu}{\rho}$

α: diffusion thermique du fluide [$m^2\,s^{-1}$], *v*: viscosité cinématique du fluide [$m^2\,s^{-1}$]
Par la suite on note abusivement *p* au lieu de ($p+\rho_0 gz$) et ρ au lieu de ρ_0

C. Forme adimensionnelle en convection naturelle

Dans le cas de la convection naturelle, le temps de référence (*t0*) est basé sur la diffusivité thermique :

$$t_0 = \frac{L^2}{\alpha} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{12})$$

$$t^* = \frac{\alpha t}{L^2} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{13})$$

On en déduit une vitesse de référence :

$$u_0 = \frac{\alpha}{L} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{14})$$

Ainsi, $$u^* = \frac{uL}{\alpha} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{15})$$

Les équations adimensionnelles de conservation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'écrivent respectivement :

$$\overrightarrow{\nabla^*}.\overrightarrow{u^*} = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{16})$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{u^*}}{\partial t^*} + \overrightarrow{\nabla^*}.\overrightarrow{u^*}\overrightarrow{u^*} = -\overrightarrow{\nabla^*}\, p^* + Pr\nabla^{*2}\,\overrightarrow{u^*} + Gr\, Pr^2 T^* \vec{y} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{17})$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \overrightarrow{\nabla^*}.T^*\overrightarrow{u^*} = \nabla^{*2}T^* \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{18})$$

Pour une géométrie donnée, si les températures aux limites du système sont constantes les seuls nombres sans dimensions qui interviennent sont ceux de Grashof *(Gr)* et de Prandtl *(Pr)*. On utilise souvent le couple (*Ra, Pr*) au lieu du couple (*Gr, Pr*) où *Ra = Gr*× *Pr* est le nombre de Rayleigh. Pour un objet de forme donné, le nombre de Nusselt s'écrit alors :

$$\mathrm{Nu} = \frac{Q}{A\Delta T}\,\frac{L}{K} = f(Ra, \mathrm{Pr}) = g(Gr, \mathrm{Pr}) \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{19})$$

A étant la surface de l'objet et *Q* étant le flux de chaleur total à travers cette surface.
Ensuite, on peut montrer que :

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Ra}) \qquad \text{pour } \mathrm{Pr} \gg 1 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{20})$$

$$\mathrm{Nu} = f(Ra \times \mathrm{Pr}) \qquad \text{pour } \mathrm{Pr} \ll 1 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{21})$$

Pour l'air (à 20°C), *Pr = 0.71*

Les solutions en régime laminaire et permanent des équations I.16, I.17 et I.18 ont été déterminées dans différentes situations. Le cas d'un long cylindre horizontal (T_s et T_∞ =constantes), par exemple, a été étudié numériquement par Fujii et *al.* (1979) et Kuehn et Goldstein (1980). Leurs résultats, exprimant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh (pour *Pr=0.71*), sont représentés sur la figure I.1. Un bon accord est observé entre leurs résultats et ceux des expériences. Les différences observées pour $Ra \geq 10^6$ sont dues à la turbulence qui n'a pas été prise en compte dans leurs études

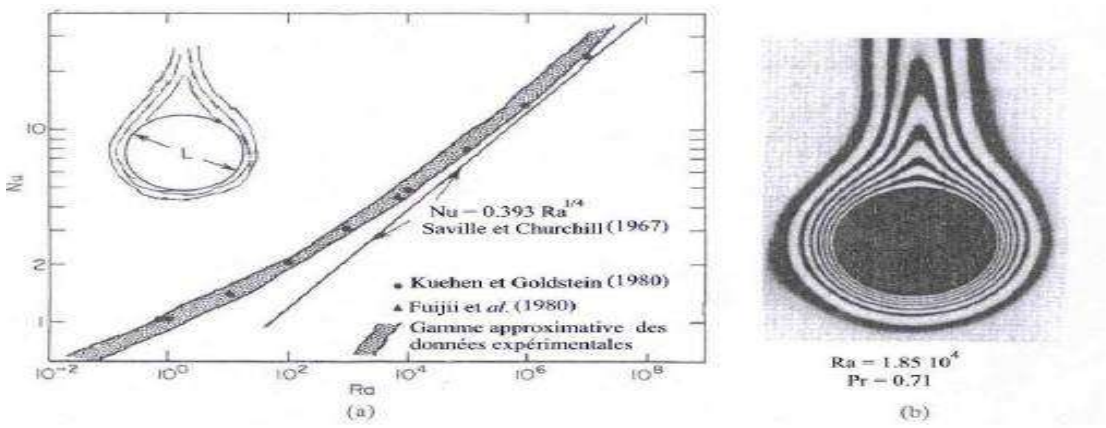


Figure I.1 : (*a) Valeurs prédites et mesurées du nombre de Nu pour un long cylindre horizontal ; (b) champ de température autour d'un cylindre horizontal en convection naturelle [2]*

I.3 Couche limite en convection libre dans un milieu libre

Le concept de la couche limite joue un rôle important pour la compréhension de la convection thermique et massique entre une surface et un fluide qui circule devant elle. Dans ce qui suit, la couche limite dynamique, thermique, et de concentration sont décrits, ainsi que leurs relations avec le coefficient de frottement, le coefficient de transfert de chaleur par convection, et le coefficient de transfert de masse par convection.

I.3.1 Couche limite massique

Lorsque l'air se déplace devant la surface d'une flaque d'eau, l'eau liquide s'évapore, et la vapeur d'eau sera transférée dans le courant d'air. Ceci est un exemple de transfert de masse par convection. Considérons un mélange binaire d'espèces chimiques A et B, qui circule sur une surface (figure I.2).

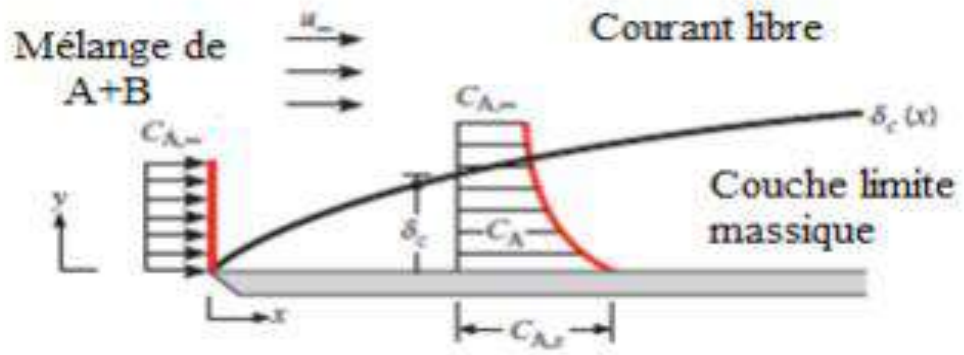


***Figure I.2**. Couche limite massique sur une plaque horizontale [3].*

La concentration molaire (kmol/m^3) de l'espèce A est à la surface $C_{A,s}$et dans le courant libre, il est libre$C_{A,\infty}$. Si $C_{A,s}$ diffère de $C_{A,\infty}$.

Le transfert de l'espèce chimique A par convection se produit. Par exemple, une espèce peut être une vapeur qui est transférée dans un courant de gaz (espèce B) due à l'évaporation à la surface du liquide (comme dans l'exemple de l'eau) ou en raison de la sublimation à une surface solide.

Dans ce cas, une couche limite de concentration se développe et qui est similaire à la couche limite dynamique et thermique.

La couche limite massique est la zone du fluide dans laquelle le gradient de concentration existe, l'épaisseur est typiquement définie comme la valeur de y pour que $[(C_{A,s}-C_A)/(C_{A,s}-C_{A,\infty})]$ =0.99 avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de transfert massique pénètrent plus loin dans le courant libre et la couche limite massique évolue. Le transfert massique par convection entre la surface et le fluide est déterminé par des conditions dans la couche limite, et il est intéressant de déterminer le taux de transfert produit. Cas particulier, pour le flux molaire de l'espèce chimique A, Il est utile de savoir que ce flux associé avec le transfert de l'espèce par la diffusion est déterminée par une expression qui est analogue à la loi de Fourier, nommée la loi Fick de la forme :

$$\ddot{q}_A = -D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{21})$$

Où D_{AB} est une propriété du mélange binaire appelé le coefficient de diffusion binaire. En tout point correspondant à y > 0 dans la couche limite de concentration de la figure II.3, le transfert d'espèces est due à la fois au mouvement d'advection et de diffusion. Cependant, en absence de l'effet de l'échelle nano ou macroscopique et l'influence de la diffusion de l'espèce sur la vitesse normale à la surface, le mouvement du fluide à la surface peut être négligé. Le transfert massique est du uniquement à la diffusion, à partir de la loi de Fick, le flux molaire à y = 0.

$$q^{"}_{A} = -D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y}|y = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{22})$$

Par analogie du transfert thermique, le coefficient de transfert massique h_m est:

$$h_m = \frac{-D_{AB}\partial C_A/\partial y|y=0}{C_{A,S}-C_{A,\infty}} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{23})$$

I.3.2 Couche limite dynamique

Pour introduire le concept d'une couche limite, on considère un écoulement sur la plaque plane de la figure I.2. Lorsque les particules de fluide entrent en contact avec la surface, leur vitesse est réduite de manière significative par rapport à la vitesse du fluide en amont de la plaque, et dans la plupart des cas, il est valable de supposer que la vitesse de la particule est égale à zéro à la paroi. Ces particules agissent alors pour retarder le mouvement des particules

dans la couche de fluide adjacente, qui servent à retarder le mouvement des particules dans la couche suivante, et ainsi de suite jusqu'à ce que, à une distance y = δ à partir de la surface, l'effet devient négligeable. Ce retard de mouvement est associé à des contraintes de cisaillement τ agissant dans des plans qui sont parallèles à la vitesse du fluide (figure I.2). Avec l'augmentation de la distance y à partir de la surface, la composante de vitesse du fluide u selon l'axe x, doit alors augmenter jusqu'à ce qu'elle se rapproche de la valeur limite u∞. L'indice ∞ est utilisé pour désigner les conditions dans l'écoulement libre en dehors de la couche limite. La quantité δ est dite l'épaisseur de la couche limite, et il est généralement définie comme la valeur de y pour lequel u = 0.99 u∞. Le profil de vitesse de la couche limite se rapporte à une manière dans laquelle u varie avec y à travers la couche limite [3]

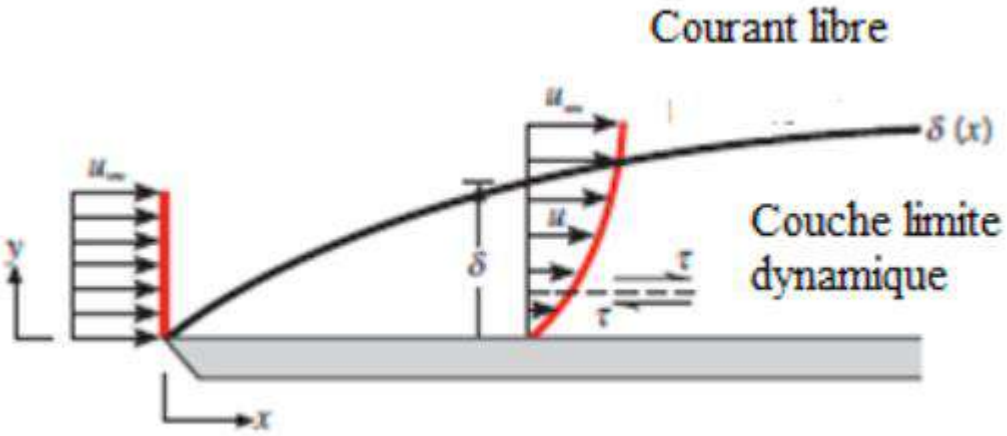


Figure I.3. *Couche limite dynamique sur une plaque plane [3]*

En conséquence, l'écoulement du fluide est caractérisé par deux zones distinctes, une couche mince de fluide (la couche limite) dans lequel des gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont grandes et une région en dehors de la couche limite dans laquelle les gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont négligeables. Avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de la viscosité pénètrent plus loin dans le courant libre et la couche limite se développe (δ Augmente avec x). En mécanique des fluides, la Contraintes de cisaillement τs, et donc les effets de frottement en sont des conséquences. Pour les écoulements, ce taux fournit la base de détermination du coefficient de frottement local [3]

$$C_f \equiv \frac{\tau_s}{\rho u^2{}_\infty/2} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{24})$$

Un paramètre essentiel dont lequel la traînée de frottement de surface peut être déterminée. En supposant un fluide Newtonien, la contrainte de cisaillement surfacique peut être évaluée à partir du gradient de vitesse à la surface.

$$\tau_s = \mu \frac{\partial u}{\partial y} | y = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{25})$$

où μ est la viscosité dynamique dans la couche limite dynamique, le gradient de vitesse à la surface dépend de la distance x en amont de la plaque. Par conséquent, la contrainte de cisaillement surfacique et le coefficient de frottement aussi dépend de x [3]

I.3.2.1 Couche limite thermique

Quand il ya un écoulement du fluide devant un surface, une couche limite thermique doit se développer s'il existe une différence de températures entre le fluide et la surface [3]. Considérons un écoulement sur une plaque plane isotherme (Figure I.4)

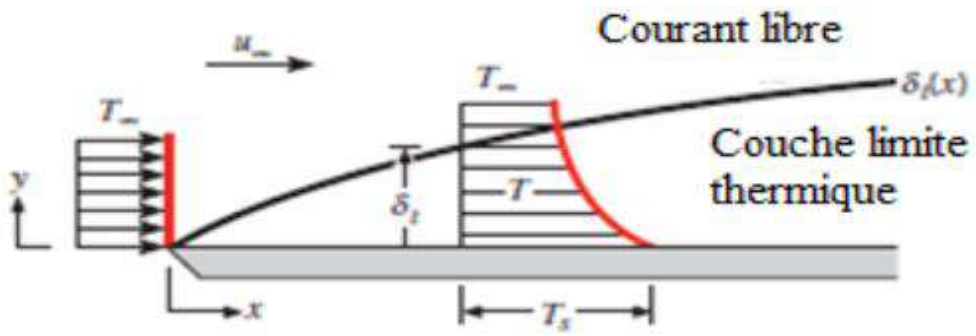


Figure I.4. *Couche limite thermique sur une plaque isothermique [3]*

La température en amont de la plaque est uniforme T(y)= T_∞, Cependant, les particules de fluide qui sont en contact avec la plaque évoluent pour atteindre l'équilibre thermique à la température de la surface de la plaque. À leur tour, ces particules échangent de l'énergie avec celles de la couche de fluide adjacente, et les gradients de température dans le fluide se développent.

La zone du fluide ou existent ces gradients de température appelé la couche limite thermique, et leur épaisseur δT est typiquement définie comme la valeur de y pour laquelle le rapport $(T_s - T)/(T_s - T_\infty)$= 0.99. L'expérience montre que δT évolue le long de la paroi, et quela couche limite thermique s'épaissit quand on s'éloigne du bord d'attaque. La relation entre les conditions dans cette couche limite et le coefficient de transfert de chaleur par convection

peut facilement être mise en évidence. À une distance x du bord d'attaque, le flux local thermique surfacique peut être obtenu en appliquant la loi de Fourier pour le fluide à y = 0

$$q'_s = -k_f \frac{\partial T}{\partial y}\Big| y = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{26})$$

Cette expression est appropriée parce que, à la surface, il n'y a pas un mouvement fluide et le transfert d'énergie se produit uniquement par conduction. Rappelant la loi de Newton, nous voyons que:

$$q'_s = h(T_s - T_\infty) \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{27})$$

On obtient :

$$\mathrm{h} = \frac{-K_f \partial T/\partial y|y=0}{T_{s-T_\infty}} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{28})$$

Par conséquent, les conditions imposées dans la couche limite, qui influencent le fortement gradient de température à la paroi $\partial T/\partial y|y = 0$, détermine le taux de transfert thermique. Tant que δ_T augmente avec l'augmentation de x, le gradient de température dans la couche limite doit donc diminuer avec l'accroissement de x, et il en résulte que h et q' s'affaiblissent avec l'élévation de x [2].

I.3.2.2 Équations de couche limite laminaire en convection libre

Le mouvement d'un fluide dans lequel les gradients de vitesse, température et de concentration coexistent, les équations doivent se conformer à plusieurs lois physiques fondamentales. En particulier, à chaque point dans le fluide, la loi de la conservation de masse, de l'énergie et des espèces chimiques, ainsi que la deuxième loi de Newton doit être satisfaites. Les équations représentant ces exigences sont obtenues par l'application des lois sur un volume de contrôle différentiel situé dans l'écoulement (figure I.5.). Ces équations servent de point de départ de l'analyse de couches limites laminaires [4].

$$\mathrm{div}\vec{V} = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{29})$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V}.grad\vec{V} = -\frac{1}{\rho} grad(p^*) + div(v.grad\vec{v}) \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{30})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}.grad(T) = div\big(\alpha.grad(T)\big) + \mu\emptyset + \dot{q} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{31})$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + \vec{V}.grad(C_A) = div\big(\alpha.grad(C_A)\big) + \dot{N} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{32})$$

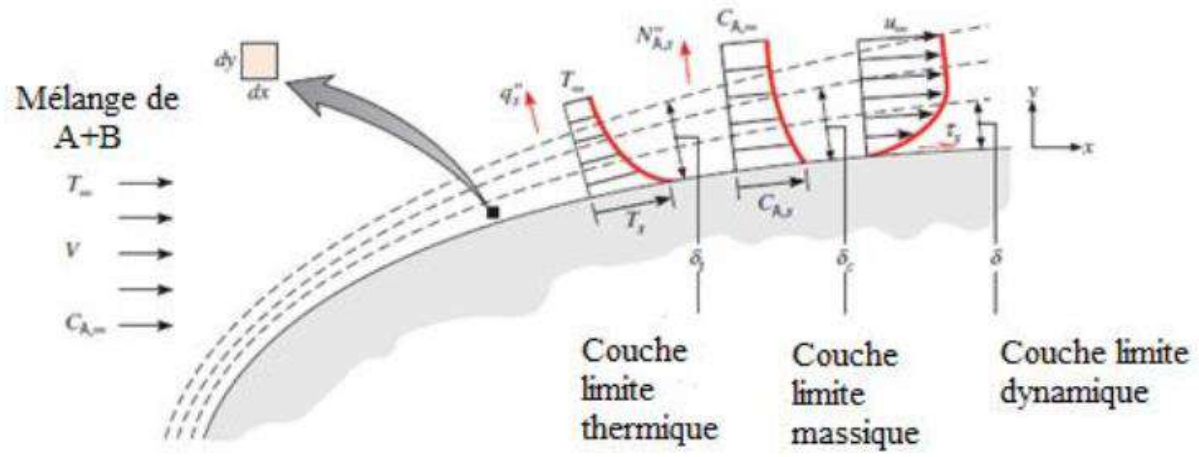


Figure I.5. *Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire [4]*

Considérons un écoulement de couche limite laminaire (figure I.5) qui est entraîné par des forces de flottabilité. On suppose que le régime soit stable, à deux dimensions, la force de gravité est constante et dirigée vers le bas (sens inverse de l'axe x). Ainsi, on suppose que le fluide est incompressible.

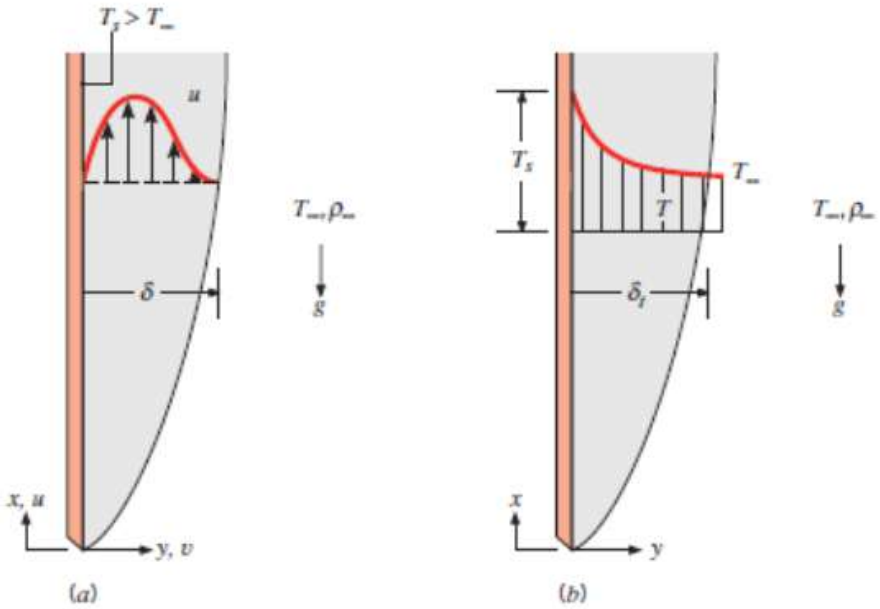


Figure I.6. *Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée: (a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique [4]*

Les caractéristiques observées de l'écoulement à proximité de la paroi autorisent à conserver les approximations de la couche limite dynamique [4]. À savoir :

$$v \ll u, et \frac{\partial^2 u}{\partial X^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{33})$$

Par contre, $\frac{\partial u}{\partial x}$ n'est pas toujours négligeable devant $\partial u/\partial y$: au voisinage du maximum um (figure I.6.) on a en effet $\partial u/\partial y = 0 et \partial u/\partial x \neq 0$. Le même problème se rencontre d'ailleurs dans les jets pariétaux ou dans les zones de décollement.Quoi qu'il en soit, il résulte de (I.33) que l'équation de continuité est inchangée, et que dans l'équation de quantité de mouvement selon x, le terme $\partial^2 u/\partial x^2$ disparait [4]. En fin dans la couche limite thermique et massique, les approximations suivantes sont justifiées :

$$\frac{\partial T}{\partial X} \ll \frac{\partial T}{\partial Y}, et \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{34})$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial X} \ll \frac{\partial C_A}{\partial Y}, et \frac{\partial^2 C_A}{\partial X^2} \ll \frac{\partial^2 C_A}{\partial Y^2} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{35})$$

Ce qui traduit par la disparition des termes $\partial^2 T/\partial X^2$ et $\partial^2 C_A/\partial X^2$ dans l'équation de l'énergie et de la concentration. En ce qui concerne la pression, vu la lenteur de l'écoulement il est admis que les gradients de pression induits par le champ de vitesse sont faibles. Autrement dit, la pression motrice p* obéit à la loi de la statique, comme dans le fluide au loin, ce qui s'exprime par :

$$\text{grad}\,(q^*) \approx 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{36})$$

Le regroupement des conditions précédentes va conduire aux équations de couche limite en convection libre laminaire. En ce qui concerne le terme en $\vec{g}$ dans l'équation de quantité du mouvement, si on se trouve dans le cas $T_S > T_\infty$, l'écoulement se fait vers le haut. On choisit alors pour x la même direction, de sorte que $\vec{g} = -g\vec{x}$ (la pesanteur dirigée vers le bas) et le terme $\vec{g}$ devient $+\beta(T - T_\infty)g$ .Au contraire, avec $T_s < T_\infty$ l'écoulement est descendant, et on préfère encore prendre $\vec{x}$ dans le sens du mouvement. Cette fois, $\vec{g} = +g\vec{x}$ et le terme $\vec{g}$ s'écrit $-\beta(T - T_\infty)g$.

Sous ces hypothèses les (I.29 - I.32) deviennent comme suit:

$$\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{37})$$

$$u\frac{\partial u}{\partial X} + v\frac{\partial u}{\partial y} = g\beta(T - T_\infty) + v\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad (\boldsymbol{I}.\mathbf{38})$$

$$u\frac{\partial T}{\partial X} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad (\boldsymbol{I.39})$$

$$u\frac{\partial C_A}{\partial X} + v\frac{\partial CA}{\partial y} = D_{AB}\frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \qquad (\boldsymbol{I.40})$$

I.2.3.1. Considérations de similitude

Les paramètres sans dimension qui régissent l'écoulement de convection naturelle et le transfert de chaleur pour une plaque verticale sont de la forme [5].

$$X^* \equiv \frac{X}{L},\ \ y^* \equiv \frac{y}{L}\ , u^*\ \equiv \frac{u}{u_0}\ v^*\ \equiv \frac{v}{u_0}, T^* \equiv \frac{T-T_\infty}{T_{s-T_\infty}}$$

Où L est une longueur caractéristique et u_0 est une vitesse de référence, les équations de quantité de mouvement et de l'énergie (I.38, I.39) sont réduites :

$$u^*\frac{\partial u^*}{\partial X^*} + v^*\frac{\partial u^*}{\partial y^*} = \frac{g\beta(T_s-T_\infty)L}{{u_0}^2}T^* + \frac{1}{Re_L}\frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \qquad (\boldsymbol{I.41})$$

$$u^*\frac{\partial T^*}{\partial X^*} + v^*\frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{1}{Re_L\,Pr}\frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \qquad (\boldsymbol{I.42})$$

Le paramètre sans dimension dans le premier terme du côté droit de l'équation (I.41) est une conséquence directe de la force de flottabilité. La vitesse de référence u0 peut être spécifiée afin de simplifier la forme de l'équation. il est convenable de choisir

${u_0}^2 = g\beta(T_s - T_\infty)L$, de sorte que le terme multipliant T∗ devient l′unité. Alors Re_L devient

$$\left[g\beta(T_s - T_\infty)\ L^3/v^2\right]^{1/2}$$

Il est d'usage de définir le nombre de Grashof Gr_L comme le carré de ce nombre de Reynolds :

$$Gr_L \equiv \frac{g\beta(T_s-T_\infty)L^3}{v^2} \qquad (\boldsymbol{I.43})$$

En conséquence, Re_L dans les équations (I.41) et (I.42) est remplacé par ${Gr_L}^{1/2}$,ainsi le nombre de Grashof (ou plus précisément, ${Gr_L}^{1/2}$) joue le même rôle dans la convection libre que le nombre de Reynolds joue en convection forcée. Basé sur la forme résultant des équations (I.41) et (I.42), nous nous prédisons des corrélations de transfert de chaleur de forme Nu_L = f (Gr_L, Pr) en convection libre. Rappelons que le nombre de Reynolds permet de mesurer le rapport de forces d'inertie aux forces visqueuses agissant sur un élément de fluide. En revanche, le nombre de Grashof est une mesure du rapport entre les forces de flottabilité et forces de la viscosité agissant sur le fluide.
De nombreuses solutions aux équations de couche limite de convection libre laminaires ont

été obtenues, et un cas particulier qui a reçu beaucoup d'attention implique convection libre à partir d'une surface verticale isotherme dans un milieu libre (Figure I.6). Pour cette géométrie les équations (I.37 - I.39) doivent être résolues sous des conditions aux limites de la forme :

$y = 0: u = v = 0, T = T_s$

$y \to \infty: u \to 0, T \to T_\infty$

Une solution de similarité au problème ci-dessus a été obtenue par Ostrach [6]. La solution nécessite le recours à des variables de transformation par l'introduction de variable de similarité de la forme :

$$\eta \equiv \frac{y}{X}\left(\frac{Gr_X}{4}\right)^{1/4}$$

et représentant les composantes de vitesse en termes d'une fonction de courant définie comme:

$$\Psi(x,y) \equiv f(\eta)[4v\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4}] \qquad (\boldsymbol{I.44})$$

Avec la définition précédente de la fonction de courant, la composante de vitesse selon x peut être exprimée comme :

$$u=\frac{\partial\Psi}{\partial y}=\frac{\partial\Psi}{\partial\eta}\frac{\partial\eta}{\partial y} = \frac{2v}{x}Gr_x{}^{1/2}\dot{f}(\eta) \qquad (\boldsymbol{I.45})$$

L'évaluation de la composante de vitesse d'une manière analogue $v=-\partial\Psi/\partial x$ et en introduisant la température adimensionnée

$$T^* \equiv \frac{T-T_\infty}{T_{s-T_\infty}} \qquad (\boldsymbol{I.46})$$

Les trois équations aux dérivées partielles (I.37 - I.38) peuvent ensuite être réduites à deux équations différentielles ordinaires de la forme

$$\dddot{f} + 3f\ddot{f} - 2(\dot{f})^2 + T^* = 0 \qquad (\boldsymbol{I.47})$$

$$\ddot{T^*} + 3Prf\dot{T^*} = 0 \qquad (\boldsymbol{I.48})$$

Où f et T* sont des fonctions de η et que les exposants doubles et triples respectivement, se rapportent à la deuxième et troisième dérivées par rapport à η. Notez que f est la variable dépendante correspondante à la couche limite dynamique et que l'équation de continuité (I.37) est automatiquement satisfaite au moyen de l'introduction de la fonction de courant. Les conditions aux limites transformées nécessaires pour résoudre les équations de quantité de mouvement et de l'énergie (I.38 et I.39) sont alors de la forme

$$\eta = 0: f = \dot{f} = 0; T^* = 1 \qquad (\boldsymbol{I.49})$$

$\eta \to \infty: \dot{f} \to 0, T^* \to 0$

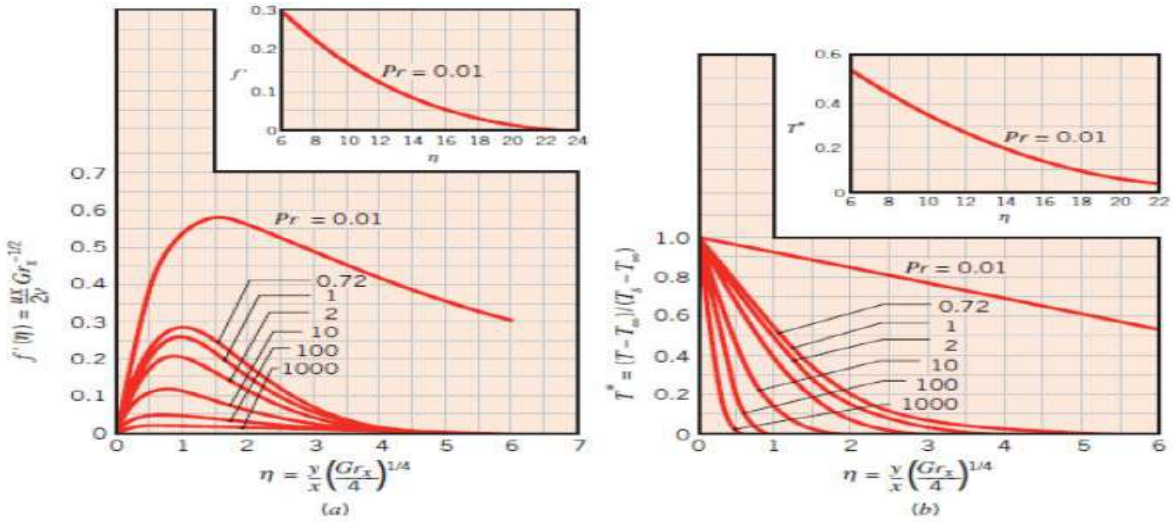


Figure I.6*. Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale isothermique:(a) profils de vitesse, (b) profils de température [3, 6].*

La solution numérique a été obtenue par Ostrach [6], Utilisant la loi de Newton pour le coefficient de convection local *h*, le nombre Nusselt local peut être exprimé comme :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = \frac{[q_s/(T_s - T_\infty)]x}{k} \qquad (\boldsymbol{I.50})$$

On peut aussi exprimer le nombre du Nusselt local sous la forme adimensionnée comme suit :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = -\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{dT^*}{d\eta}\Big|\eta = 0 \qquad (\boldsymbol{I.51})$$

I.3 Travaux bibliographies relatifs au domaine

Le transfert de chaleur et de masse le long d'une surface ont suscité une attention considérable dans ces dernières années en raison de leur importance dans le domaine scientifique tel que la biologie, l'océanographie, l'astrophysique, la géologie et les processus chimiques en tant que ceux rapportées par Fournier 1990 [7] ; Rudes et al [8] ; Marcoux et al 1999 [9] ; Mamou

2003[10] :Markus2004[11]

Dans la nature, les courants libres de convection provoqués par des différences de la température, l'écoulement est également affecté par les différences dans la constitution matérielle, par exemple, dans des écoulements atmosphériques là existent des différences de concentration de H_2O et par conséquent l'écoulement est affecté par une telle différence de concentration. Dans beaucoup d'applications de technologie, les gaz étrangers (H_2O, CO_2 , etc) sont injectés. Ceci cause une réduction de la contrainte de cisaillement, de la conductibilité de transfert de masse ou du taux de transfert thermique. La convection naturelle sur une plaque a fait l'objet de plusieurs études

théoriques et expérimentales. Parmi lesquelles nous présentons quelques-unes que nous avons jugé proches de notre cas. Somers 1956 ; Mather et al 1957 [12] ; Gill et al 1965 [13] ont analysé le même problème du transfert thermique simultané et de la double diffusion sur une surface verticale avec différentes des conditions ou différents des méthodes numériques.

Adams et Fadden 1966 [14] a étudié expérimentalement la convection libre avec une force de flottabilité opposée. Les résultats obtenus montrent que les valeurs des nombres de Nusselt et de Sherwood dépendent de la nature du fluide et de nombre de Schmidt (Pr<Sc et Pr>Sc).

I.4.Conclusion

Les flux convectifs qui proviennent en partie ou exclusivement de forces de flottabilité sont examinés, et les paramètres sans dimension nécessaires pour caractériser ces flux ont été introduits. Cette présentation n'a pas d'autre prétention que de fournir les bases pour une analyse des situations de convection naturelle rencontrées dans les applications courantes. L'analyse complète d'un problème réel, le dimensionnement d'une installation ou l'optimisation d'un procédé où ces mécanismes convectifs interviennent parfois de façon déterminante nécessitent évidemment des connaissances spécifiques plus étendues. On a souhaité insister sur les aspects fondamentaux de cette question afin d'aider à la formulation d'un problème.

LES FLUIDES NANOPOLAIRES

II.1. INTRODUCTION

Les nanofluides sont des dispersions des particules de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm) appelées nanoparticules, dans un fluide de base afin d'en améliorer certaines propriétés. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. Dans le cas des fluides caloporteurs, un des premiers paramètres à prendre en compte afin d'évaluer le potentiel d'échange de chaleur est la conductivité thermique.

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 $base\ des\ nanoparticules\ de\ conductivité\ tr$ès élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques.

II.2. Fluides nanoparticules

II.2.1. Nanoparticules et les fluides porteurs

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm). Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire. Elles ont un intérêt à la fois fondamental et appliqué et sont très étudiées de nos jours. De nombreux physiciens et chimistes les synthétisent, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires [*15*]

- ✓ ***Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont :***

-l'oxyde d'aluminium, Al_2O_3.
- l'aluminium, Al.
- le cuivre, Cu.
- l'oxyde de cuivre, CuO.
-l'or, Au.
- l'argent, Ag.
- les nanotubes de carbone.
- le silicone, Si.
- le dioxyde de titane, TiO2.

- ✓ ***Les liquides de base les plus utilisés sont :***

- l'eau.
- l'éthylène-glycol, EG.
- les huiles.
- le Toluène.

Tableau II.1 **:** Combinaisons nanoparticules/fluides de base [16]

	Acétone	**Eau**	**Ethylène glycol**	**Huile**	**Toluène**	**Décéne**	**Éthanol**
Ag		*		*			
AIN							*
Au		*			*		
$Al_{70}Cu_{30}$			*				
Al_2O_3		*	*	*			
Bi_2Te_3							
C(diamant)		*					
C(graphite)		*		*			
C(NTC)		*		*		*	
C(fulleréne)				*	*		
Cu	*	*	*	*			
CuO		*	*				
Fe			*				
SiC		*					
SiO_2		*	*				
TiO_2		*	*				
WO_3			*				
ZrO_2		*					

II.2.2. Types de nanoparticules

La production de nouveaux nanomatériaux (nanoparticules) constitue un champ de recherche en pleine expansion, aussi seules 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 (figure I.4)

- ***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 titaneTiO_2, Nanotube de silicium.)

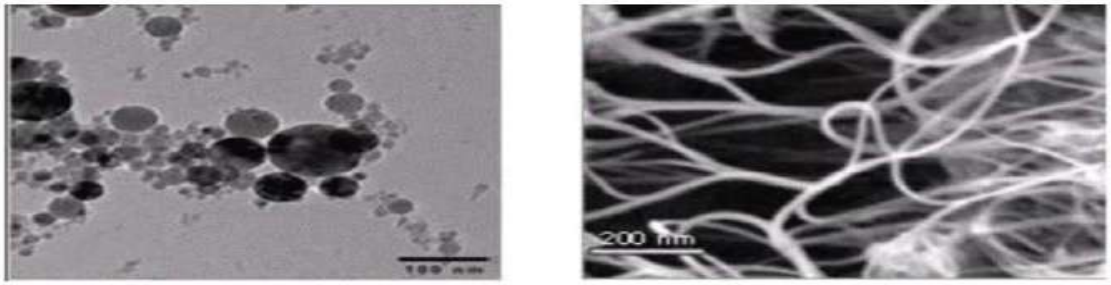


***Figure II.1* :** *Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone* [*17*]

II.2.3. Fabrication et préparation des nanofluides

Le point délicat est la fabrication de si petits morceaux de matière plus ou moins bien calibrés. Inutile d'essayer d'en faire chez soi en ponçant un bout de cuivre pour en faire de la poussière par exemple. Ça ne fera que des particules de taille micrométrique au mieux, qui encrasseront le circuit. 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 général, les nanoparticules utilisées pour la synthèse de nanofluides sont à base d'oxydes, de nitrures, de carbures, de métaux purs ou d'alliages, de nanotubes de carbone (NTC). On trouve également des particules composites pouvant utiliser des polymères.

Les fluids nanopolaires

Il y a deux méthodes principales pour obtenir un nanofluide :

- ***La méthode en une seule étape*** : consiste à produire les nanoparticules dans le fluide de base moins industrielle, elle n'est utilisable que pour certains nanofluides mais permet d'éviter l'agglomération et l'oxydation des nanoparticules. 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 (figure I.5).

- ***La méthode en deux étapes*** : consiste à produire dans un premier temps les nanoparticules, puis à les disperser dans le 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. En outre, pour éviter l'agglomération due aux forces d'attraction entre les particules, on utilise des forces de répulsion électrostatique en chargeant la surface des particules en adaptant le pH. On peut également utiliser les forces de répulsions tériques à l'aide de molécules adsorbées ou greffées sur la surface.

Les procédés de fabrication sont de nature physique ou chimique. Ils font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise en œuvre et pour obtenir des particules de taille voulue. Chaque méthode a ses inconvénients et certains ne sont pas aptes à produire de grandes quantités de nanoparticules pour une production de masse vu les contraintes inhérentes au procédé.

Les principaux moyens peuvent être :

- ✓ La mécano synthèse (broyage à haute énergie).
- ✓ La précipitation chimique (réduction de sels métalliques par exemple).
- ✓ Les dépôts chimiques ou physiques en phase vapeur (CVD ou PVD).
- ✓ Les dépôts chimiques en phase vapeur assistés par plasma (PECVD).
- ✓ La condensation de vapeurs par détente brutale dans des tuyères supersoniques.
- ✓ La pulvérisation cathodique radiofréquence.
- ✓ La sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion laser).
- ✓ La pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs).

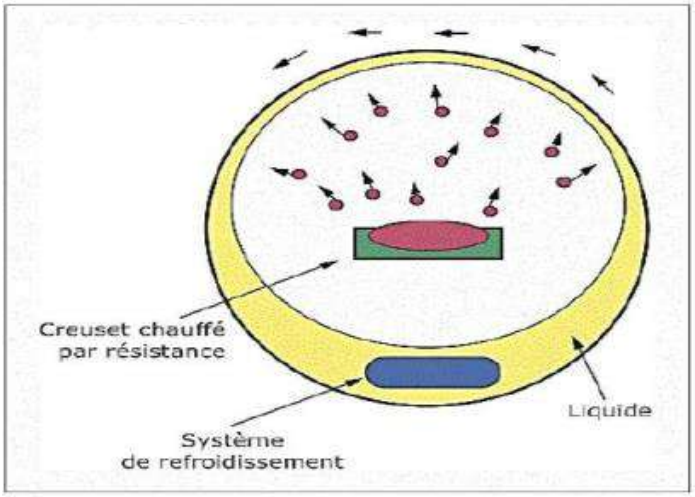


Figure II.2 : *Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape* [*16*]

II.2.4. Les propriétés thermophysiques des nanofluides

L'introduction des nanoparticules dans un fluide modifie ses propriétés physiques (masse volumique, chaleur spécifique, conductivité thermique, viscosité dynamique, etc.). On supposera que les nanoparticules dans le fluide de base peuvent être facilement fluidisées et par conséquent, le modèle à une seule phase, où la phase fluide et les nanoparticules sont en état d'équilibre thermodynamique et se déplacent à la même vitesse locale, est adopté. Les propriétés thermophysiques du fluide dépendent de la concentration, de la température et de volume des nanoparticules.[*17*]

II.2.4.1. Masses volumiques

Nous revenons à la définition de la masse volumique de mélange

$$\rho = \left(\frac{m}{V}\right)_n = \frac{m_f + m_s}{V_f + V_S} = \frac{\rho_f V_f + \rho_s V_s}{V_f + V_s} \qquad (II.1)$$

Or la fraction volumique des nanoparticules, noté φ désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (fluide +solide)

$$\varphi = \frac{VOlume\ solide}{Volume\ totale\ d'un\ nanofluide} = \frac{V_S}{V_S + V_f} \qquad (II.2)$$

On en déduit alors la masse volumique du nanofluide pour une température donné qui s'écrit :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)_{\rho f} + \varphi \rho_s \qquad (II.3)$$

Où :

ρ_{nf}: La masse volumique du nanofluide

ρ_f: La masse volumique de fluide de base

ρ_s: La masse volumique des nanoparticules solides

II.2.4.2. Conductivité thermique

De nombreux travaux traitant l'augmentation de la conductivité thermique peuvent être trouvés dans la littérature. Nous retenons dans la suite de ce travail les différents modèles [*17*] :

- ✓ ***Modèle de Maxwell (1873)***

Maxwell [18] :a été l'un des premiers qui a étudié analytiquement la conduction thermique d'un fluide contenant des particules sphériques en suspension en ignorant les effets d'interaction entre ces particules. L'équation qui en résulte est :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s+2k_f+2(k_s-k_f)\varphi}{k_s+2k_f-(k_s-k_f)\varphi} \qquad (II.4)$$

Oùk_{nf} , k_f et k_s désignent respectivement les conductivités thermiques du nanofluide, du fluide porteur et des particules solides et φ la fraction volumique des particules

- ✓ ***Modèle de Hamilton – Crosser (1962)***

Le modèle d'**Hamilton [*19*]** est une extension de modèle de Maxwell. Il concerne les particules de forme quelconque. Il prit en compte de la non-sphéricité des particules. La conductivité thermique est donnée par l'expression suivante.

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s+(n-1)k_f-(n-1)(k_s-k_f)\varphi}{k_s+(n-1)k_f+(k_s-k_f)\varphi} \qquad (II.5)$$

Où n : facteur de forme empirique donné par n= $\frac{3}{\Psi}$ ($n = 3$ pour les particules sphériques)

avec Ψ est la sphéricité définit comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule et φ la concentration volumique des nanoparticules dans le fluide

II.2.4.3. Viscosité dynamique

Pour les suspensions constituées de nanoparticules sphériques, on dispose de différent modèle et de formules semi- empiriques variée décrivant l'évolution de la viscosité du nanofluide en fonction de la fraction volumique.

- ✓ ***Modèle d'Einstein (1906)***

Einstein [20] a étudié la viscosité dynamique d'un nanofluide pour un mélange contenant des suspensions diluées de particule fine, sphérique. L'expression qui caractérise ce modèle est la suivante :

$$\mu_{nf}=\mu_f(1+2.5\varphi) \qquad (II.6)$$

Avec μ_{nf} et μ_f désignent respectivement les viscosités dynamiques du nanofluide, du fluide de base et φ la fraction volumique des nanoparticules. Cette relation est valable que pour φ<0.03.

- ✓ ***Modèle de Brinkman (1952)***

Pour le modèle ***de Brinkman[21]*** la viscosité dynamique est définie par l'expression suivante :

$$\mu_{nf}=\frac{\mu_f}{(1-\varphi)^{2.5}} \qquad (II.7)$$

On remarque que pour les faibles fractions volumiques, la relation de Brinkman conduit à celle d'Einstein.

Ce n'est pas d'ailleurs les seules on trouve de nombreuses autres corrélations approximant de façon satisfaisante la viscosité du nanofluide dans certaine gamme de variation de la concentration volumique. Pack et Cho [*22*] ont obtenu une corrélation spécifique pour le nanofluide (eau+Al_2O_3).

$$\mu_{nt}=\mu_f(1+39.11\varphi+533.9\varphi^2) \qquad (II.8)$$

II.2.4.4. Chaleurs spécifiques

La chaleur spécifique d'un nanofluide est donnée par deux formules ou le premier est estimé par **Pack** et **Cho [*23*]** comme suit :

$$(c_p)_{nf}=(1-\varphi)(c_p)_f+\varphi(c_p)_S \qquad (II.9)$$

Et la deuxième est estimée par **Xuan** et **Roetzel[*24*]** comme suit.

$$(\rho c_p)_{nf}=(1-\varphi)(\rho c_p)_f\varphi(\rho_{cp})_s \qquad (II.10)$$

II.2.5. Domaine d'applications des nanofluides

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau, sont utilisés comme liquide de Les nanofluides peuvent être employées pour améliorer le transport de chaleur et l'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermique. Dans cette section, quelque exemples d'application seront présentés tel que le transport, la micro- électronique, le nucléaire et la biomédicale.[17].

II.2.5.1. Refroidissement des systèmes thermiques

Refroidissement dans les moteurs des véhicules. L'addition des nanoparticules dans ces liquides améliore le taux de refroidissement

II.2.5.2. Refroidissement des systèmes électroniques

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluide de refroidissement. Un nanofluide à base d'eau est empli pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur.

II.2.5.3. Refroidissement des systèmes nucléaires

L'institut de technologie da Massachusetts à réservé un centre interdisciplinaire uniquement pour les nouvelles nanotechnologies (nanofluide) dans l'industrie de l'énergie nucléaire. Actuellement, ils évaluent l'impact potentiel de l'utilisation des nanofluides sur la sureté neutronique, et la performance économique des systèmes nucléaires.

II.2.5.4. Refroidissement des systèmes militaires

Les exemples des applications militaires incluent le refroidissement de l'électronique de puissance et les armes d'énergie dirigée. Ces derniers impliquent des flux thermiques très élevés ($q>500$ à $1000 W/cm^2$), où les nanofluides ont montrés leur efficacité pour refroidir ces systèmes, et aussi les autres systèmes militaires, y compris les véhicules militaires, les sous-marins, et les diodes lasers à haute puissance.

II.2.5.5. La biomédecine

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédicale. Par exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement de cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des

drogues. Aussi pour une chirurgie plus sure en produisant le refroidissement efficace autour de région chirurgicale [*17*].

II.2.5.6. D'autres applications :

Il y a des situations nombreuses ou l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique peut être liée à la qualité, la quantité, et au coût d'un produit d'un processus. Par exemple, dans l'industrie de l'énergie renouvelable, les nanofluides sont utilisés pour augmenter le transfert de chaleur à partir des capteurs solaires aux réservoirs de stockage et pour augmenter la densité d'énergie. Les liquides réfrigérants de nanofluide ont une application potentielle dans la majorité des industries de transformation, telles que les matériaux, la production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz.[*17*]

II.3. Les avantages est les inconvénients des nanofluides

II.3.1. Les avantage de nanofluides

✓ Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides.
✓ Haut dispersion et stabilité avec prédominante mouvement brownien des particules.
✓ Particules réduites de colmatage par rapport aux conventionnelles boues, favorisant ainsi la miniaturisation du système.

✓ Propriétés ajustables, dont la conductivité thermique et la mouillabilité de la surface, en faisant varier les concentrations de particules en fonction de différentes applications.[*16*]

II.3.2. Les inconvénients du nanof1luides

✓ Le manque de l'accord des résultats obtenus par différents chercheurs.
✓ Le manque de compréhension théorique des mécanismes responsables de changements des propriétés.

✓ Mauvaise caractérisation des suspensions.

✓ Stabilité des nanoparticules dispersion.

✓ Chute de pression accrue et la puissance de pompage.

✓ Viscosité supérieur, chaleur spécifique basse.

✓ Le coût élevé des nanofluides.

✓ Difficultés dans le processus de production

II.4.Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une revue sur les différents modes de transfert de chaleur ainsi qu'une étude détaillée sur les nanofluides utilisés au cours de cette décennie, leurs propriétés physiques et leur application dans de nombreux problèmes.

RESULTATS ET DISCUSSION

III.1. INTRODUCTION :

Il y a eu une croissance significative de l'utilisation des nanofluides. La nécessité d'améliorer les fluides caloporteurs a motivé le développement de ces nouveaux fluides. Ces particules d'ingénierie dispersées dans un fluide de base ont de nombreuses applications telles que dans les systèmes micro électromécaniques (MEMS), les systèmes nano-électromécaniques (NEMS), le génie biomédical (imagerie et ablation), les réacteurs nucléaires et l'extraction de l'énergie géothermique.

La plupart des fluides de base sont de l'eau et de l'huile, mais ces dernières années, certains fluides non newtoniens sont naturellement rencontrés dans de nombreux procédés industriels et chimiques. Ils présentent les principaux avantages pour servir de support aux nanoparticules. en ajoutant une équation supplémentaire représentant le moment angulaire local qui fonctionne également dans l'équation de moment classique.

III.2. Formulation mathématique :

Considérons un flux convectif laminaire régulier de nanofluide micropolaire incompressible électriquement conducteur le long d'une plaque verticale semi-infinie. Un champ magnétique transversal B_0 est appliqué normalement sur la plaque. Le champ magnétique varie en intensité en fonction de x. Dans cette formulation, la dissipation magnétique n'est pas ignorée. La plaque est perméable et reçue / fluide fluide avec une vitesse transversale v_w et se déplace le long de la direction x avec une vitesse constante U. La paroi est maintenue à température constante et fraction volumique de nanoparticules au niveau de la plaque verticale, Tw et ϕw, et ces les valeurs sont supposées être supérieures à la température ambiante et la fraction volumique de nanoparticules ambiantes atteinte lorsque y tend vers l'infini, $T\infty$ et $\phi\infty$, respectivement. La direction x qui est prise le long de la plaque est également la direction de l'écoulement et l'axe y lui est normal. Le diagramme schématique du problème physique actuel est illustré à la figure III.1.

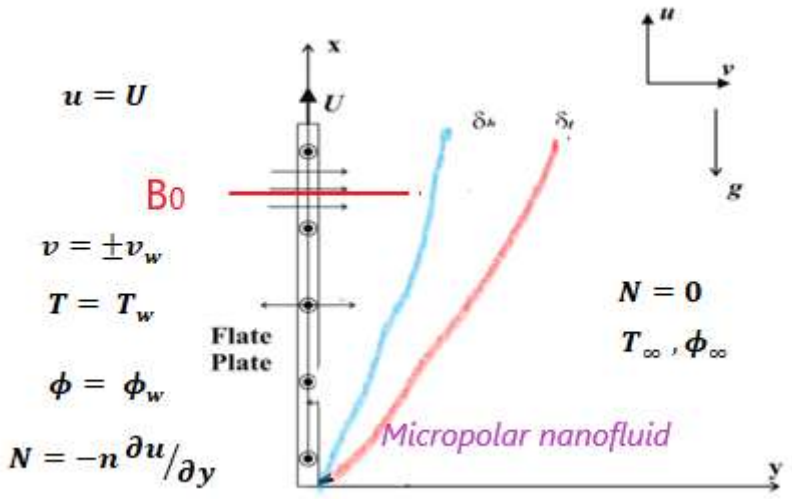


Figure III.1. Modèle physique et système de coordonnées.

Ensuite, sous ces hypothèses avec l'approximation de Boussinesq pour la densité, le modèle mathématique approprié pour le nanofluide micropolaire peut être développé. Ainsi, les équations de conservation régissant la masse, la quantité de mouvement et le moment angulaire, l'énergie et la fraction volumique des nanoparticules peuvent être écrites comme

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \qquad (III.1)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=\left(\frac{\mu+K}{\rho}\right)\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{K}{\rho}\frac{\partial N}{\partial y}+g\beta(T-T_\infty)-\frac{\sigma B_0^2}{\rho}u \qquad (III.2)$$

$$j\rho\left(u\frac{\partial N}{\partial x}+u\frac{\partial N}{\partial y}\right)=\gamma\frac{\partial^2 N}{\partial y^2}-K\left(2N+\frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad (III.3)$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{(\rho c)_p}{(\rho c)_f}\left(D_B\frac{\partial \phi}{\partial y}\cdot\frac{\partial T}{\partial y}+\left(\frac{D_T}{T_\infty}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right)+\frac{\sigma B_0^2}{(\rho c)_f}u^2 \qquad (III.4)$$

$$u\frac{\partial \phi}{\partial x}+v\frac{\partial \phi}{\partial y}=\left(D_B\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}+\left(\frac{D_T}{T_\infty}\right)\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \qquad (III.5)$$

Ici, T est la température dans la couche limite et *N* la composante du vecteur de microrotation normal au plan *x-y*. D'autres paramètres et quantités sont spécifiés dans la nomenclature. Nous suivons les travaux de nombreux auteurs récents tels que référencés par Long Hsiao en supposant que la viscosité du gradient de spin est $\gamma=(\mu+\kappa/2)j$.

Les conditions aux limites de la paroi perméable et du cours d'eau correspondantes sont établies comme suit

$$at\ y=0: u=U, v=\pm v_w, T=T_w, \phi=\phi_w \text{ and } N=-n\,\partial u/\partial y$$

$$for\ y \to \infty : u \to 0,\ T \to T_\infty, \phi \to \phi_\infty, N \to 0 \quad \textbf{(III.6)}$$

Dans l'équation ci-dessus n = 1/2 qui représente une faible concentration d'écoulements de particules et indique la disparition de la partie anti-symétrique du tenseur de contraintes.

Des quantités sans dimension sont introduites pour obtenir les solutions de similarité

$$\eta = \left(U/_{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}} y,\ \psi = (\nu x U)^{\frac{1}{2}} f(\eta),\ N = \left(U/_{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}} h(\eta)$$

Alors que pour la température sans dimension et la fraction volumique de nanoparticules,

$$\theta = (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty),\ S = (\phi - \phi_\infty)/(\phi_w - \phi_\infty)$$

Où η est la variable de similarité indépendante, f (η) est la fonction de flux sans dimension, h (η) est la microrotation sans dimension, $\theta(\eta)$est la température sans dimension et $\phi(\eta)$ est la fraction volumique des nanoparticules. De plus, ψ est la fonction de flux qui est définie de la manière habituelle comme $u = \partial\psi/\partial y$ et $v = -\partial\psi/\partial x$.

Ensuite, les composantes de vitesse deviennent

$$u = Uf'(\eta) \text{ and } v = \frac{1}{2}\left(\nu U/_x\right)^{1/2}(\eta f' - f).$$

En utilisant les variables non dimensionnelles, les équations (1-5) avec les conditions aux limites (6) peuvent être encore réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles des solutions numériques seront plus facilement obtenues

$$(1+K)f''' + \frac{1}{2}f.f'' - M.f' + K.h' + Gr_x.\theta = 0 \quad \textbf{(III.7)}$$

$$\left(1+\frac{K}{2}\right)h'' - K\left(2h + f''\right) + \frac{1}{2}(h.f)' = 0 \quad \textbf{(III.8)}$$

$$\theta'' + \frac{1}{2}Pr.f.\theta' - Nb.S'.\theta' - Nt\left(\theta'\right)^2 + M.Ec.Pr.f'^2 = 0 \quad (III.9)$$

$$S'' + \frac{1}{2}Pr.Ln.f.S' + \frac{Nt}{Nb}\theta'' = 0 \quad (\textbf{III.10})$$

Les conditions aux limites deviennent

$$\eta = 0 : f'(0) = 1, f(0) = \pm f_w, h(0) = -\frac{1}{2}f''(0), \theta(0) = S(0) = 1$$

$$\eta -> \infty : f'(\infty) = 0,\ h(\infty) -> 0, \theta(\infty) -> 0, S(\infty) -> 0 \quad (\textbf{III.11})$$

Où, nous avons pris $j = \nu x/U$ comme densité de micro-inertie. $f_w = -2v_w\sqrt{x/\nu U}$ indique la vitesse d'aspiration / d'injection sans dimension au niveau de la plaque.

Les différents paramètres impliqués sont définis par

$$Gr_x = g\beta(T_w - T_\infty)\, x/U^2 \quad (III.12)$$

$$K = \kappa/\mu \quad (III.13)$$

$$Ln = \alpha_{nf}/D_B \quad (III.14)$$
$$Nb = (\rho c)_p D_B(\phi_w - \phi_\infty)/(\rho c)_f \alpha_{nf} \quad (III.15)$$
$$Nt = (\rho c)_p D_T(T_f - T_\infty)/(\rho c)_f T_\infty \alpha_{nf} \quad (III.16)$$
$$M_x = Ha_x^2/Re_x = \sigma B_0^2 x/\rho U \quad (III.17)$$
$$E_C = U^2/c_p\,(T_w - T_\infty) \quad (III.18)$$
$$Pr = \nu/\alpha \quad (III.19)$$

Gr_x, K, Ln, Nb, Nt, M_x, Ec et Pr désignent le nombre de Grashof thermique local, le paramètre de matériau, le nombre de Nanofluid Lewis, le paramètre de mouvement brownien, le paramètre de thermophorèse, le paramètre magnétique, le nombre d'Eckert et le nombre de Prandtl. Ha_x et Re_x liés à M_x sont respectivement les nombres de Hartman et de Reynolds connus.

La contrainte de cisaillement de surface τ_w, la contrainte de couple de paroi m_w et le flux de chaleur de surface q_w sont donnés par

$$\tau_w = [(\mu + \kappa)\frac{\partial u}{\partial y} + \kappa N]_{y=0} \; ; \; m_w = (\frac{\partial N}{\partial y})_{y=0} \; ; \; q_w = -\lambda_g(\frac{\partial T}{\partial y})_{y=0}$$

Pour les applications pratiques, les grandeurs physiques d'intérêt correspondantes sont le coefficient de frottement cutané C_f, la contrainte de couple de paroi sans dimension M_w et le nombre de Nusselt local Nu_x, qui sont définis comme

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U^2} \; ; \; M_w = \frac{m_w}{\rho U^2 x} \; ; \; Nu_x = \frac{x q_w}{\lambda_g(T_w - T_\infty)}$$

En utilisant les variables sans dimension, nous obtenons

$$\frac{1}{2}C_f Re^{\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{K}{2}\right)f''(0) \; ; M_w Re_x = \left(1 + \frac{K}{2}\right)h'(0); \; \frac{Nu_x}{Re^{\frac{1}{2}}} = -\theta'(0) \quad (III.20)$$

III.3. Résultats et discussion :

L'ensemble des équations différentielles ordinaires couplées (III.7) - (III.10) est hautement non linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement. Avec les conditions aux limites (III.11), les équations aux dérivées partielles non linéaires régissant ce flux particulier sont transformées en un système d'équations différentielles ordinaires via la technique de similarité ; ils forment un problème de valeur limite à deux points, qui peut être résolu en utilisant la méthode des différences finies qui implémente la formule de collocation de Lobatto en 3 étapes.

Une solution continue est fournie par le polynôme de collocation qui est précis au quatrième ordre. La sélection du maillage et le contrôle des erreurs sont liés au résidu de la solution continue. Une bonne précision est trouvée, non rapportée ici, par rapport à un modèle similaire pour valider le code de calcul.

Ensuite, des calculs numériques ont été effectués pour les profils de vitesse, de microrotation et de température ainsi que sur le coefficient de frottement, la contrainte de couple de paroi et le nombre de Nusselt, ont été mis en évidence à la fin de l'étude. Les résultats rapportés en mode graphique sont effectués pour différentes valeurs des paramètres indiqués sur toutes les figures.

III.3. 1 Effet du paramètre magnétique *M* et du paramètre matériau *K*

Des courbes typiques sont obtenues pour la vitesse du fluide, figures III.2 et III.3. A partir de la première figure, on peut observer qu'augmenter le paramètre magnétique *M* diminue la vitesse f' à l'intérieur de la couche limite hydrodynamique. Cela est dû à la force de Lorentz qui agit et ralentit le mouvement du fluide. La comparaison utile entre un fluide faible ou newtonien et des nanofluides fortement micropolaires montre que cet effet magnétique est aussi et plus important pour les vrais nanofluides micropolaires. Cela est dû à la force de Lorentz dans le sens opposé à la vitesse lente du fluide micropolaire. Cependant, un champ magnétique important conduit à une faible épaisseur des couches limites pour les nanofluides classiques. Le champ magnétique développe la force de Lorentz qui perturbe non seulement le flux principal mais aussi la microrotation des particules. La figure III.3 illustre le profil de vitesse angulaire. Comme on peut le voir, l'effet de *M* sur les nanofluides micropolaires est plus prononcé à proximité de la plaque mobile, où l'augmentation du champ magnétique correspond à une augmentation substantielle de la vitesse angulaire. Dans une zone représentative $\eta > 2$, on observe moins d'effet. Bien que le même effet se rencontre dans la même zone pour un nanofluides faiblement micropolaires, la tendance est telle que la vitesse angulaire diminue plus fortement avec *M*. Ceci s'explique par la différence de concentration des particules dans les deux cas. En d'autres termes, la microrotation joue un rôle majeur pour un nanofluide micropolaire fort. Il a noté à partir de la figure III.4 que l'application d'un champ magnétique à l'écoulement conduit à une faible augmentation du profil de température avec l'augmentation de *M*. Ceci est attribué à la vitesse réduite et à la dissipation magnétique comme commenté ci-dessus. Ensuite, la chaleur échangée avec la plaque mobile est réduite, provoquant à son tour une augmentation de la température dans la couche limite thermique. Comparativement, les profils correspondants de nanofluides faiblement micropolaires présentent une température plus élevée et une couche limite plus épaisse. Dans l'ensemble, cela indique qu'une chaleur importante peut être obtenue par des nanofluides micropolaires plutôt que par un fluide classique.

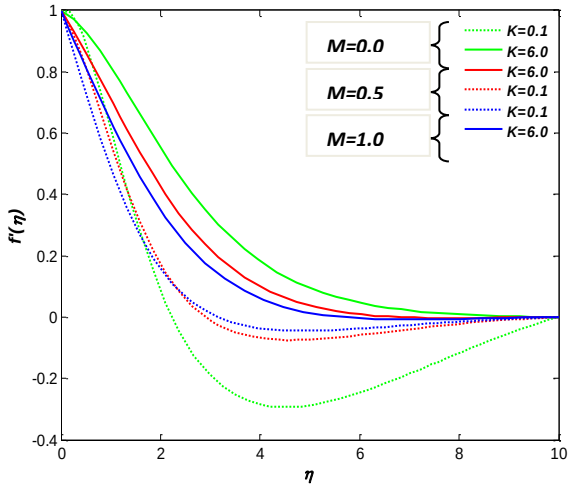


Fig III.2. Velocity profiles $f'(\eta)$ for different values of M. ($Gr_x = 2.0$, $Pr = 6.2$, $f_w = 1.0$, $Ec = 0.1$, $Ln = 2.0$).

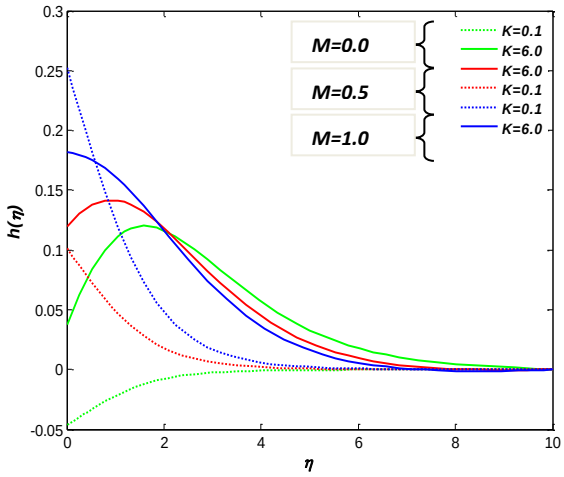


Fig III.3. Microrotation profiles $h(\eta)$ for different values of M. ($Gr_x = 2.0$, $Pr = 6.2$, $f_w = 1.0$, $Ec = 0.1$, $Ln = 2.0$).

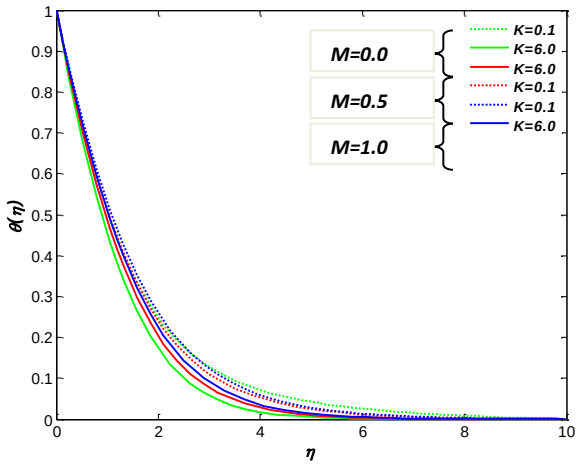


Fig III.4. Temperature profiles $\theta(\eta)$ for different values of M.
($Gr_x = 2.0$, $Pr = 6.2$, $f_w = 1.0$, $Ec = 0.1$, $Ln = 2.0$)

III.3.2 Effet du paramètre d'aspiration / injection f_w et du paramètre de matériau K

Les effets de l'aspiration / injection à travers la plaque perméable avec des nanofluides micropolaires sont illustrés dans les figures III.5-III.7. Le passage de l'aspiration à l'injection conduit à l'amélioration de la couche limite hydrodynamique, comme indiqué sur la figureIII. 5. Il est évident que la vitesse du fluide diminue lorsque l'aspiration se produit et inversement. A l'inverse, l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique est moindre en cas d'aspiration qu'en cas d'injection. Les résultats montrent que les nanofluides micropolaires ont plus de résistance à l'écoulement, comme prévu. Cependant, cet effet peut être inversé dans le cas d'une injection avec de puissants nanofluides micropolaires.

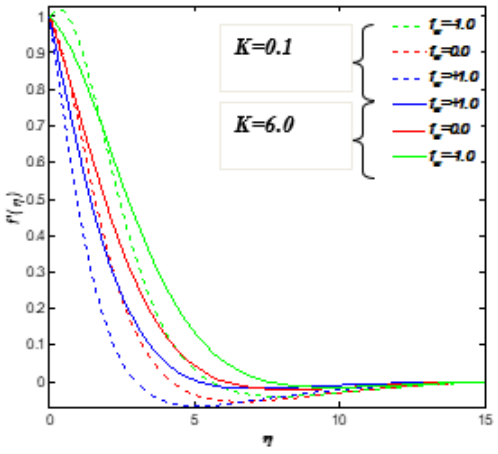


Fig.5. Velocity profiles $f'(\eta)$ for different values of f_w (Gr_x = 2.0, Pr = 6.2, M= 1.0, Ec = 0.1, Ln =2.0).

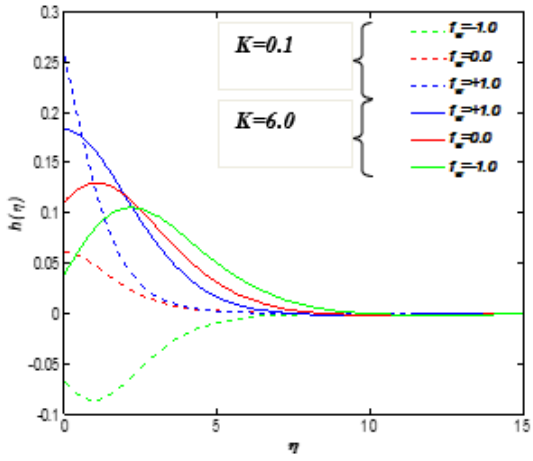


Fig.6. Microrotation profiles $h(\eta)$ for different values of f_w. (Gr_x = 2.0, Pr = 6.2, M= 1.0, Ec = 0.1, Ln = 1.0).

La figure III.6 montre la tendance opposée à la microrotation, en particulier

Dans la première région près de la plaque perméable mobile. Il convient de noter que la vitesse angulaire commence à partir d'une valeur minimale pour atteindre une valeur de crête puis commence à diminuer. Un tel comportement n'apparaît pas pour les nanofluides micropolaires en cas d'aspiration. Il est intéressant de noter qu'une valeur négative de la vitesse angulaire est observée pour un nanofluide micropolaire faible en cas d'injection. Ces résultats démontrent que la microrotation est intensive au milieu de la couche limite, en fonction de K et fw.

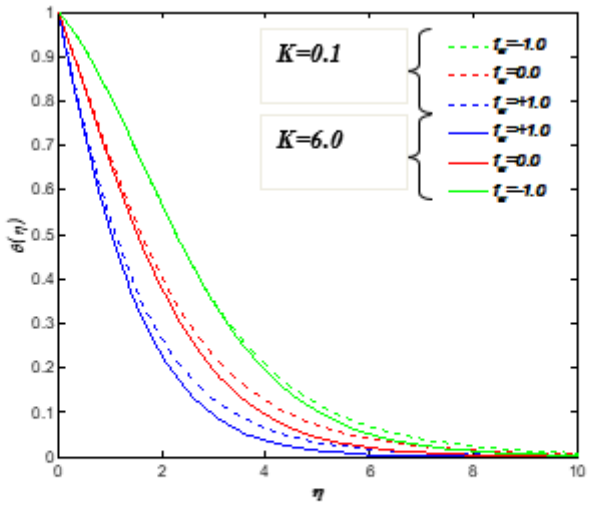


Fig.7. Temperature profiles $\theta(\eta)$ for different values of f_w. (Gr_x = 2.0, Pr = 6.2, M= 1.0, Ec= 0.1, Ln =0.1)

L'influence du paramètre aspiration / injection fw sur le profil de température est illustrée à la figure III.7. En cas d'aspiration, la température diminue tandis qu'un effet inverse est observé en cas d'injection. Par conséquent, une légère amélioration du transfert de chaleur avec des nanofluides micropolaires est rencontrée dans ces conditions.

III.3.3. Effet du nombre de Prandtl Pr et du paramètre de matériau K

Il est intéressant d'afficher les profils de vitesse, de vitesse angulaire et de température avec des changements dans les valeurs du nombre de Prandtl, car il est bien connu que ce nombre crucial dépend inversement de la conductivité thermique des nanofluides. La chute spectaculaire de cette propriété est liée à la perte de stabilité du nanofluide qui se traduit par une sédimentation / séparation des phases . Les nanoparticules ont tendance à former des agrégats de plus grande taille et le nanofluide devient inutilisable.

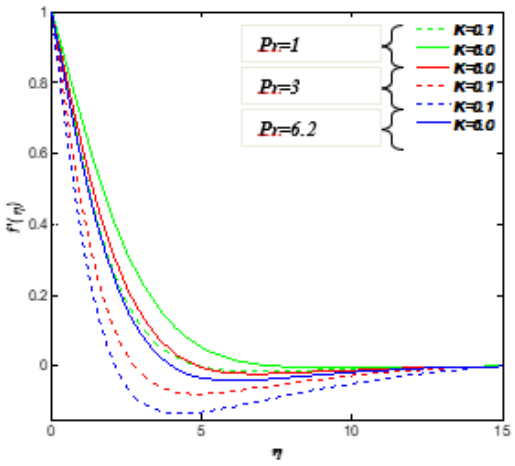


Fig.8. Velocity profiles $f'(\eta)$ for different values of Pr (Gr_x = 2.0, f_w= 1.0, M= 1.0, Ec = 0.1, Nb=Nt=0.1, Ln=2.0).

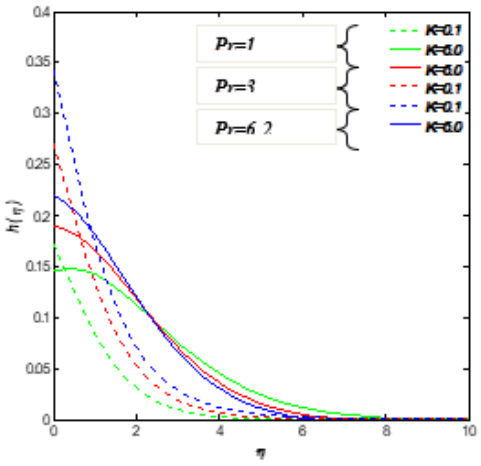


Fig.9. Microrotation profiles $h(\eta)$ for different values of Pr (Gr_x = 2.0, f_w= 1.0, M= 1.0, Ec = 0.1, Nb=Nt=0.1, Ln=2.0).

Comme on peut le voir sur la figure III.8 ci-dessus, la vitesse à l'intérieur de la couche limite diminue plus lentement pour un Pr faible en comparaison avec la grande valeur de Pr. Ceci est plus observé avec un micropolaire qu'avec un nanofluide classique, ce qui est compréhensible en ce qui concerne la complexité physique du premier fluide. Comme résultat important, la stabilité d'un nanofluide avec un fluide de base microplar est relativement stable pour les valeurs plus élevées du paramètre de matériau. Concernant la relation entre Pr et la stabilité via la conductivité thermique, les conditions optimales doivent être déterminées dans ces cas. Le profil de microrotation de la figure III.9 est similaire aux courbes rapportées dans la figure III.6 sans la courbe en cloche près de la plaque et le niveau de microrotaion est moindre pour le liquide micropolaire que le fluide de base newtonien.

La stabilité des nanofluides est une condition de leur utilisation. Souvent, des tensioactifs sont utilisés qui se situent à l'interface entre la nanoparticule et le fluide de base pour augmenter la stabilité d'un nanofluide. En général, la raison de l'instabilité est que le regroupement entraîne une diminution de la conductivité thermique due à la sédimentation des particules. Certains résultats démontrent la stabilité du nanofluide micropolaire telle que rapportée. Pour de plus grandes valeurs du paramètre matériel en conjonction avec les grandes valeurs de Pr, ce type de nanofluide de base révèle son intérêt pour de nombreuses applications où le nanofluide classique devient inutilisable. Les biosurfactants sont un agent prometteur.

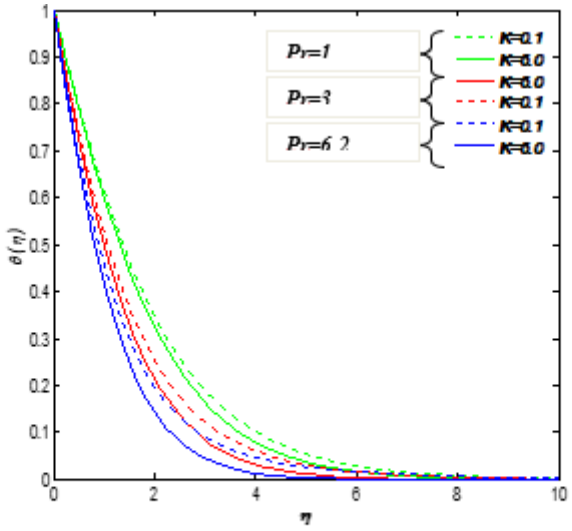


Fig.10. Temperature profiles $\theta(\eta)$ for different values of Pr ($Gr_x = 2.0$, $f_w = 1.0$, $M = 1.0$, $Ec = 0.1$, $Nb = Nt = 0.1$, $Ln = 2.0$).

Dans la figure III.10, aucune nouvelle tendance n'est observée pour le profil de température.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

Les équations régissant l'écoulement laminaire micropolaire des nanofluides, la chaleur convective et le transfert de masse devant une plaque verticale perméable ont été formulées. La plaque est considérée avec une vitesse et le fluide complexe a été soumis à un champ magnétique uniforme. Une transformation de similarité a été utilisée pour changer les équations différentielles partielles régissantes en équations ordinaires qui sont résolues numériquement. Les résultats numériques ont été présentés graphiquement pour illustrer les détails des caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur et de masse et leur dépendance à l'égard de certains paramètres physiques.

À partir des résultats obtenus au cours de cette étude, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

• Le paramètre magnétique a un fort effet sur les caractéristiques de l'écoulement des nanofluides micropolaires. Il joue un autre effet dissipant qui peut affecter de manière significative le transfert d'énergie.

• Travailler avec un micropolaire élevé entraîne une modification de la température, de la vitesse angulaire et qui à son tour affectent les taux de transfert de chaleur, mais l'effet est plus visible pour la vitesse d'écoulement, et une plus grande influence est observée pour le coefficient de frottement cutané.

• Il est clair que l'aspiration / injection de la plaque perméable peut modifier le débit, la vitesse angulaire et la température sans dimension. Pour un point de vue contrôle, le frottement de la peau, l'effort du couple de paroi et la chaleur peuvent être régulés principalement par une plaque perméable dans le boîtier d'aspiration.

• La stabilité du nanofluide micropolaire est meilleure que celle d'un nanofluide classique, bien que l'utilisation de tensioactifs ou de biosurfactants puisse fournir un anti-clustering.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographies

Référence Bibliographies

[1] Bejan A., Allan D., Kraus., " Heat transfer handbook", TJ250.B35, (2003).

[2] Ismail T., "Modelling in transport phenomena", Elsevier Science B.v, (2002)

[3] [4] [5][6] *Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., Dewitt, D. P., "Fundamentals of Heat and Mass Transfer", 7th edition, John Wiley & Sons, (2011)* …

[7] Fournier R.O., "Double-diffusive convection in geothermal systems: the salton sea", California,Geothermal system as a likely candidate Geothermics, Vol.19, No. 6, pp. 481–496, (1990).

[8] Rudels B., Björk G., Muench R.D. and Schauer U., "Double-diffusive layering in the eurasian basin of the arctic ocean", Journal of Marine Systems, Vol. 21,pp. 3–27, (1999).

[9] Marcoux M., Charrier-Mojtabi, M.C. and Azaiez M., "Double diffusive convection in an annular vertical porous layer ", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 42, No. 13, pp. 2313–2325, (1999).

[10] Mamou M., "Stability analysis of the perturbed rest state and of the finite amplitude steady double-diffusion convection in a shallow porous enclosures", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, No.12, 2263–2277, (2003).

[11] Markus M., "Double-diffusive convection:A simple demonstration", Journal of Chemical Education., Vol. 81, No. 4, pp. 526–529, (2004).

[12] Some E.V., "Theoretical considerations of combined heat and masse transfer from a vertical Flat Plate ", Aeme journal of Applled Mechanics.Vol.23, pp.295-301, (1956).

[13] Gill E.D. Casal et D.H. zeh,Int.J.Heat Mass Transfer 8,1135, (1965).

[14] Adams J.A., McFadden P.W., "Simultaneous heat and mass transfer in free convection with opposing body forces ", AICHE, Journal, Vol. 12, pp. 642-647, (1966).

[15] RIBIERO João-Paulo, Nanofluides pour les applications thermiques, Dossier Technique de l'ingénieur, nm5115, 2009.

[16] KHENTOUL MOUSSA, étude numérique de la convection mixte dans un canal horizontal contenant des ailettes, thèse de doctorat 3èmecycle (LMD)en génie mécanique, option : Génie thermique et énergétique, université de Constantine 2016.

[17] N. Hamraoui, Etude numérique du transfert de chaleur dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard. Diplôme de master En Physique des fluides et des transferts, université de tunes 2013**.**

Bibliographies

[18] J.C. Maxwell. A Treatise on electricity and magnetism, Clarendon Press, U.K., 1891. [19] R.L. Hamilton and O.K. Crosser. Thermal conductivity of heterogeneous two component systems. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals 1(3), 187-191, 1962. [20] A. Einstein. Investigations on the Theory of the Brownian Movement. Dover Publications, New York, 1956.[21] H.C. Brinkman. The viscosity of concentrated suspensions and solution. J. Chem.Phys., 20, 571–581, 1952. [22] B.C.Pak and Y.I.Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, Exp. Heat Transfer 11(1998) (2),pp.151-170. [23] 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. [24] Y. Xuan and W. Roetzel. Conception for heat transfer correlation of nanofluids. International