

Étude d'un écoulement thermosolutal en convection naturelle dans un milieu poreux rempli d'un nanofluide

Hamza ALI AGHA^{1,2*}, Mohamed Najib BOUAZIZ²

¹Département de Génie mécanique, Faculté de Technologie. Université A. MIRA. Targua Ouzmour, 06000 Bejaia, Algérie

²Laboratoire de biomatériaux et phénomènes de transport, Université Y.F.M. Ain d'hab, 26000 Médéa, Algérie

* auteur correspondant : Hamzamedea20011@gmail.com

Résumé - Dans ce présent travail l'analyse d'un écoulement thermosolutal de type couche limite est présentée pour une plaque verticale semi infinie immergée dans un milieu poreux non Darcy avec extension de Forchheimer, saturé d'un nanofluide, sous des conditions aux limites convectives. Le modèle utilisé pour le nanofluide comporte l'effet de Diffusion Brownienne et la thermophorèse (modèle de Buongiorno). La formulation du problème est obtenue par des transformations de similarité appropriées. Pour valider les résultats numériques, la comparaison est faite avec ceux qui sont disponibles dans la littérature et donne un bon accord. Une étude paramétrique des paramètres physiques est menée pour afficher leur influence sur les différents profils. Les autres quantités d'intérêt sont calculées.

Mots clés : Convection Naturelle, milieu poreux, nanofluide, double diffusion.

Nomenclature

Bi_x	Nombre de Biot local,	Nb	Paramètre de mouvement Brownien,
C	Concentration, mol/m^3	Nt	Paramètre de thermophorèse,
D_B	Coefficient de diffusion Brownien, $m^2.s^{-1}$	x, y	Coordonnées cartésienne, m
D_T	Coefficient de diffusion Thermophorétique, $m^2.s^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
D_{Sm}	Diffusivité solutale de milieu poreux, $m^2.s^{-1}$	α_m	diffusivité thermique milieu p., $m^2.s^{-1}$
f	Fraction volumique adimensionnelle,	β_T	Coefficient d'expansion thermique de fluide, K^{-1}
H	Paramètre convective adimensionnel,	β_C	Coefficient d'expansion massique,
K	Perméabilité absolue, (m^2)	η	Variable de similitude,
Le	Nombre de Lewis régulier,	θ	Température adimensionnelle,
Le_p	Nombre de Lewis nanoparticules,		

1. Introduction

Les nanofluides font référence à un liquide contenant une dispersion de nanoparticules de taille nanométrique. Les nanoparticules sont de différentes particules classiques gardées en suspension dans le fluide de base sans sédimentation [1]. L'idée d'améliorer les propriétés thermiques de fluides par l'adjonction de particules n'est pas nouvelle, mais l'utilisation de particules de taille nanométrique permet potentiellement de minimiser considérablement les problèmes d'érosion et de sédimentation rencontrés avec les particules de taille plus élevée.

De plus, certains auteurs ont mis en avant des performances thermiques améliorées en conductivité thermique et en échange thermique liquide et liquide/vapeur dues à la taille nanométrique [2]. De nombreuses applications sont remarquées comme dans le transfert thermique convectif, fluides ferromagnétiques, fluides biomédicaux, nano-composites polymères, gaine des médias dans les lasers aléatoires et comme blocs de construction pour dispositifs

électroniques et optoélectroniques [3]. Les études sur les écoulements de la couche limite, thermique et massique sur une plaque plane immergée dans les milieux poreux contenant des nanofluides sont importantes à développer en raison de ses applications dans les industries et de nombreux procédés de fabrication. Nield and Kuznetsov [4] ont présenté des solutions de similarité du problème "Cheng–Minkowycz" pour un écoulement convectif doublement diffusif dans la couche limite dans un milieu poreux. Leur travail est basé sur les effets du mouvement Brownien et de thermophorèse, suivant les mécanismes dominants par Buongiorno [5]. Goyal et Bhargava [6] ont discuté l'effet de la thermodiffusion sur un écoulement de type couche limite d'un nanofluide devant une plaque plane. Murthy et al.[7] ont étudié la double diffusion thermique et massique en convection naturelle devant une plaque inclinée immergée dans un milieu poreux remplie d'un nanofluide. Khan et Aziz, [8] ont présenté une étude numérique de convection naturelle doublement diffusive sur une plaque verticale immergée dans un milieu poreux saturé d'un nanofluide en présence des flux surfaciques variables.

À partir des études mentionnées ci-dessus, le présent travail est consacré pour l'étude de l'influence des paramètres thermophysiques et mécanismes couplés sur les transferts de chaleur et de masse. Ainsi, le but de ce travail est d'analyser l'effet combiné de Soret, et de Dufour sur les transferts convectifs naturels thermique et massique, devant une plaque verticale immergée dans un milieu poreux non-Darcéen contenant un nano-fluide qui inclut les effets de mouvement Brownien et la thermophorèse. Basé sur le modèle développé par Nield et Kuznetsov [4] à partir de celui de Buongiorno cité plus haut. Les équations de similarité obtenues s'avèrent des équations différentielles ordinaires non linéaires et sont résolues numériquement. Les effets des paramètres pertinents, principalement le paramètre de Forchheimer et de Dufour, sur les profils ont été représentés graphiquement et discutés. Les caractéristiques intéressantes des solutions comme le nombre de Nusselt local et Sherwood local sont tabulées.

2. Formulation de problème physique et analyse mathématique

En considère dans cette étude un écoulement thermosolutal en convection naturelle devant une plaque verticale semi infinie immergé dans un milieu poreux non Darcéen remplie d'un nano-fluide visqueux en présence de l'effet de Soret et Dufour. Le modèle physique, avec la direction de champ de pesanteur et le système de coordonnées est montré dans la figure (1). La concentration C et la fraction volumique des nanoparticules ϕ dans la surface de la plaque sont C_w et ϕ_w , respectivement. On suppose que la plaque est en contact avec un fluide chaud caractérisé par une température T_f qui fournit un coefficient de transfert de chaleur h . Les valeurs de l'ambiance correspondantes de la température, concentration et la fraction volumique quand y tends vers l'infini sont notées par T_∞ , C_∞ et ϕ_∞ . L'approximation de Oberbeck- Boussinesq et la couche limite pour le nano-fluide sont supposées validées [4]. L'équilibre thermique local dans le milieu poreux homogène est également supposé. Il y'a uniquement l'effet du mouvement Brownien et la thermophorèse qui interviennent dans cette configuration pour les nanoparticules. On suppose également que le soluté n'affecte pas le transport des nanoparticules. Sous ces hypothèses, les équations gouvernantes de couches limites hydrodynamique, thermique et massique peuvent être écrites sous la forme dimensionnelle:

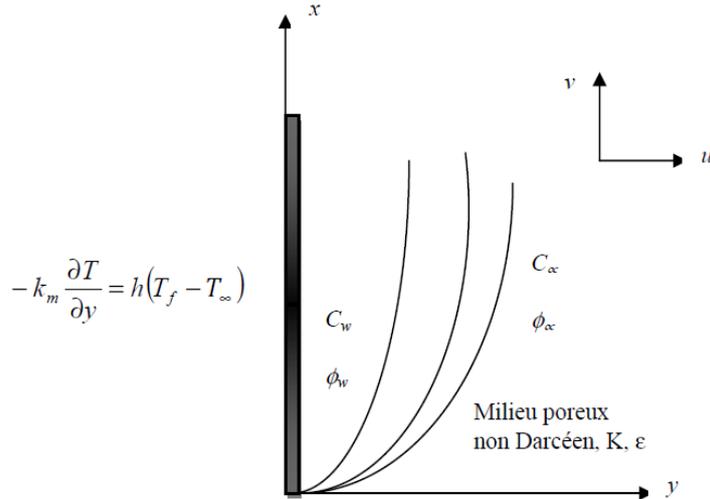


Figure 1: Modèle physique et système de coordonnées.

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

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\mu}{K}u - \frac{\rho_{f\infty}C_f}{\sqrt{K}}u^2 + \left[(1-\phi_\infty)\rho_{f\infty}g\{\beta_T(T-T_\infty) + \beta_C(C-C_\infty)\} - (\rho_p - \rho_{f\infty})g(\phi - \phi_\infty) \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_m \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \tau \left[D_B \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} + \left(\frac{D_T}{T_\infty} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + \sigma D_{TC} \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad (4)$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \left(u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} \right) = D_{sm} \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + D_{CT} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \left(u \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = D_B \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \left(\frac{D_T}{T_\infty} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (6)$$

Ici, p est la pression, u et v , les composantes de vitesse de Darcy, T la température, C la concentration et ϕ la fraction volumique de nanoparticules. Les paramètres physiques sont notées K la perméabilité de milieu poreux avec la porosité ε , ρ_f la masse volumique, μ la viscosité, β_T le coefficient d'expansion thermique de fluide de base, β_C le coefficient d'expansion massique, g l'accélération gravitationnelle, D_{CT} diffusivité de Soret et D_{TC} coefficient de diffusion de Dufour. La masse volumique des particules est ρ_p , $(\rho c)_p$ la capacité thermique effective de nanoparticule, tandis que $(\rho c)_f$ est la capacité thermique de fluide de base. α_m est la diffusivité thermique du milieu poreux. Le coefficient de diffusion Brownienne est noté par D_B , le coefficient de diffusion thermophorétique D_T , et la diffusivité solutale D_{sm} pour le milieu poreux.

Les conditions aux limites pour les équations ci-dessus sont:

$$y=0: v=0, \quad -k_m \frac{\partial T}{\partial y} = h(T_f - T), \quad C = C_w, \phi = \phi_w \quad (7)$$

$$y \rightarrow \infty: u=0, T \rightarrow T_\infty, C \rightarrow C_\infty, \phi \rightarrow \phi_\infty \quad (8)$$

Le nombre de Rayleigh local Ra_x est défini par:

$$Ra_x = \frac{(1 - \phi_\infty) \rho_{f\infty} K g \beta_T (T_f - T_\infty) x}{\alpha_m \mu} \quad (9)$$

et la variable de similitude est introduite:

$$\eta = \frac{y}{x} Ra_x^{1/2} \quad (10)$$

Nous étudions la situation où le transfert de la chaleur domine le transfert de masse et le cas où le nombre de Lewis est grand. Suite à l'analyse de l'échelle présentée par Nield et Bejan [9], les variables pertinentes sont jugées appropriées.

En utilisant les transformations suivantes:

$$s = \frac{\psi}{\alpha_m Ra_x^{1/2}}; \quad \theta = \frac{(T - T_\infty)}{(T_f - T_\infty)}; \quad \gamma = \frac{(C - C_\infty)}{(C_w - C_\infty)}; \quad f = \frac{(\phi - \phi_\infty)}{(\phi_w - \phi_\infty)} \quad (11)$$

Où ψ est la fonction de lignes de courant classique, et à partir de la définition, les composantes de vitesse deviennent:

$$u = \frac{\alpha_m}{x} Ra_x s'; \quad \text{et} \quad v = -\frac{\alpha_m}{2x} Ra_x^{1/2} (s - \eta s') \quad (12)$$

Les équations (1- 6) avec les variables de similarité ci-dessus peuvent être encore réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires:

$$s'' + 2Fos's'' = \theta' + Nc\gamma' - Nr f' \quad (13)$$

$$\theta'' + Nbf'\theta' + Nt\theta'^2 + \frac{1}{2}s\theta' + Nd\gamma'' = 0 \quad (14)$$

$$\gamma'' + \frac{1}{2}Le\gamma's + Ld\theta'' = 0 \quad (15)$$

$$f'' + \frac{Nt}{Nb}\theta'' + \frac{1}{2}Le_p s f' = 0 \quad (16)$$

Les conditions initiales et aux limites sont deviennent:

$$s(0)=0, \theta'(0)=-H(1-\theta(0)), \gamma(0)=f(0)=1 \quad (17)$$

$$s'(\infty)=\theta(\infty)=\gamma(\infty)=f(\infty)=0 \quad (18)$$

Dans les équations au dessus, Nc est le taux de flottabilité régulière $Nc = \beta_c (C_w - C_\infty) / \beta_T (T_f - T_\infty)$, Nr est le taux de flottabilité de nanoparticules $Nr = (\rho_p - \rho_{f\infty})(\phi_w - \phi_\infty) / (1 - \phi_\infty) \rho_{f\infty} \beta_T (T_f - T_\infty)$, Nb est le paramètre de mouvement Brownien $Nb = \tau D_B (\phi_w - \phi_\infty) / \alpha_m$, Nt est le paramètre de thermo-phorèse

$Nt = \tau D_T (T_f - T_\infty) / \alpha_m T_\infty$, Le est le nombre de Lewis $Le = \alpha_m / \varepsilon D_{sm}$, Le_p est le nombre de Lewis pour le nanoparticules $Le_p = \alpha_m / \varepsilon D_B$. Fo représente le paramètre de Non -Darcéen $Fo = c_f \sqrt{K} \alpha_m Ra_x / \nu x$. H est le paramètre convectif $H = Bi_x / Ra_x^{1/2}$, Ld est le paramètre de Dufour-Lewis $Ld = D_{CT} (T_f - T_\infty) / D_{sm} (C_w - C_\infty)$ et Nd est le nombre de Dufour modifier $Nd = \sigma D_{Tc} (C_w - C_\infty) / \alpha_m (T_f - T_\infty)$. Les quantités physiques d'intérêt sont le nombre de Nusselt local Nu_x , le nombre de Sherwood local régulier Sh_x et nombre de Sherwood de nanofluide Sh'_x qui sont définies comme:

$$Nu_x = \frac{xq_w}{k_m (T_f - T_\infty)} \quad Sh_x = \frac{xq'_w}{D_{sm} (C_w - C_\infty)} \quad Sh'_x = \frac{xq''_w}{D_B (\phi_w - \phi_\infty)}$$

Où q_w est le flux thermique surfacique, q'_w est le flux massique à la surface et q''_w est le flux massique de nanoparticules surfacique sont donnés par:

$$q_w = -k_m \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \quad q'_w = -D_{sm} \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0} \quad q''_w = -D_B \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_{y=0}$$

En utilisant les variables sans dimensions, on obtient:

$$\frac{Nu_x}{Ra_x^{1/2}} = -\theta'(0) \quad \frac{Sh_x}{Ra_x^{1/2}} = -\gamma'(0) \quad \frac{Sh'_x}{Ra_x^{1/2}} = -f'(0)$$

2.1. Méthode numérique

L'ensemble d'équations différentielles ordinaires couplées (13) - (16) est fortement non linéaire et ne peut être résolu analytiquement, avec les conditions aux limites (17-18), ils forment un problème aux limites à deux points qui peut être résolu pour certaines valeurs des paramètres le régissant. La méthode des différences finies qui implémente la formule de Lobatto à trois étapes de collocation (III.A) et le polynôme de collocation fournit une solution continue qui est du quatrième ordre en précision, de manière uniforme dans l'intervalle d'intégration. La sélection du maillage et l'erreur de contrôle sont basés sur le résidu de la solution en continu. La technique de collocation utilise un maillage de points pour diviser l'intervalle en sous-intervalles d'intégration. Le solveur `bvp4c` détermine une solution numérique en résolvant un système d'équations algébriques résultant avec les conditions aux limites, et les conditions de collocation imposées sur tous les sous-intervalles. Le solveur estime alors l'erreur de la solution numérique sur chaque sous-intervalle. Si la solution ne satisfait pas aux critères de tolérance, le solveur adapte le maillage et répète le processus. L'utilisateur doit fournir les points du maillage initial ainsi qu'une approximation initiale de la solution aux points de maillage.

Les régions de l'écoulement sont contrôlés par des paramètres thermo-physiques, à savoir Nc , Nr , Nd , Ld , Nb , Nt , Le , Le_p , Fo et H . Un calcul numérique est effectué pour différentes valeurs des paramètres affichés dans toutes les figures. Afin de vérifier l'exactitude de la méthode utilisée, nous comparons les présents résultats à ceux obtenus par Nield et Kuznetsov [4] et par Murphy et al. [7] via le nombre de Nusselt (tableau1). Il ressort de ce tableau que les résultats actuels sont en bon accord avec ceux rapportés par les travaux cités.

Tableau 1: Comparaison de nombre de Nusselt pour une convection naturelle devant une plaque verticale dans un milieu poreux Darcéen saturé d'un nanofluide avec $Le = 10, Le_p = 10, Fo=0, Ld= 1.0$.

paramètres	Nield et Kuznetsov [4]	Murphy et al. [7]	Présent travail
$Nr=Nb=Nt=Nc=Nd=0$	0.4439	0.443748	0.44390
$Nr=Nb=Nt=0.2, Nc=Nd=0$	0.3343	0.334158	0.33429
$Nr=Nb=Nt=0, Nc=Nd=0.2$	0.1770	0.177014	0.17708
$Nr=Nb=Nt=0.2, Nc=Nd=0.2$	0.1053	0.105250	0.10530

3. Résultats et discussions

Afin d'obtenir un aperçu clair sur le phénomène physique du problème, une étude paramétrique est effectuée et les résultats numériques obtenus sont affichés à l'aide d'illustrations graphiques. L'effet du paramètre convectif H , le paramètre de Dufour modifié Ld , le paramètre Soret Nd , couplé avec le mouvement Brownien, la thermophorèse et le paramètre de Forchheimer, sur les profils de la vitesse $s'(\eta)$, de température $\theta(\eta)$, de la concentration $\gamma(\eta)$ et la concentration des nanoparticules $f'(\eta)$.

La variation de la distribution de la vitesse adimensionnelle suivant la variable de similarité η est représentée respectivement sur les figures 2 et 3 pour quelques ensembles de valeurs de Fo et Nb . A partir de ces figures, on constate que la courbure de la vitesse augmente jusqu'à un maximum et diminue ensuite asymptotiquement vers zéro au bord de la couche limite. En outre, l'augmentation du paramètre Forchheimer Fo conduit à diminuer la vitesse à proximité de la plaque en raison de l'effet d'inertie qui implique la réduction de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique. $Fo = 0$, représente le cas où l'écoulement est de Darcy, Figure 2. Cependant, la présence de nanoparticules en termes du mouvement Brownien contribue à l'amélioration de la vitesse près de la paroi et l'épaisseur de la couche limite s'agrandit lorsque le paramètre du mouvement Brownien Nb augmente.

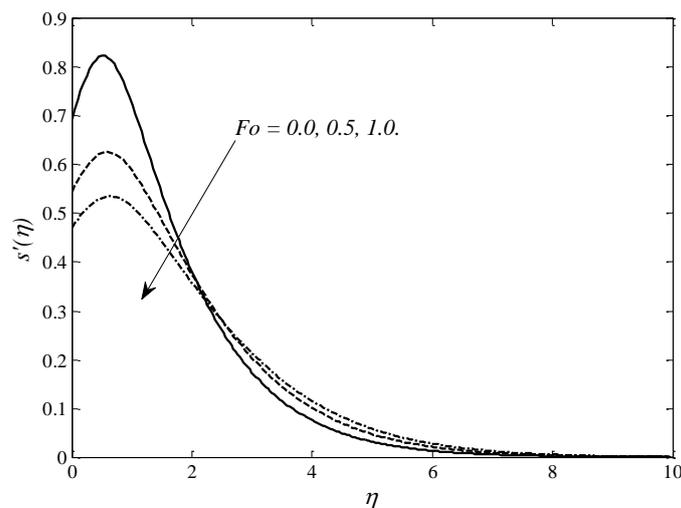


Figure 2: effect of Fo on velocity ($Ld=1.0, Nd=0.2, Nr=0.5, Nc=0.2, Nb=0.5, Nt=0.2, Le=10.0, Lep=10.0$).

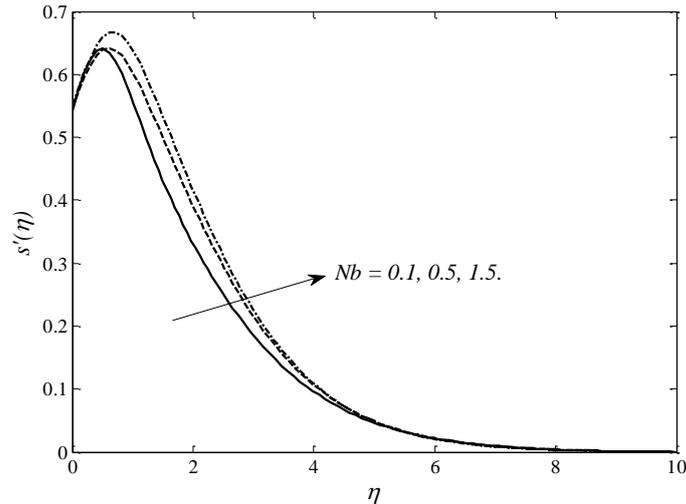


Figure 3: effect of Nb on velocity for ($Fo=0.5, Ld=01.0, Nd=0.2, Nr=0.5, Nc=0.2, Nb=01.5, Nt=0.5, Le=10.0, Lep=10.0$).

Dans la figure 4, l'effet de paramètre convectif H est plus prononcé à proximité de la paroi du profil de température. Il est évident que les conditions thermiques aux limites agissent dans la sous-couche de la couche limite thermique. Nous devons remarquer ici que cette tendance est conforme au mécanisme fondamental du transfert de chaleur. Ceci est en accord avec le fait qu'un flux conductif fourni par la plaque verticale est transféré par un grand H et par conséquent moins de différence de température ($T_f - T$) c'est à dire un grand écart de température du fluide. En outre, la température locale dans la couche limite thermique augmente à mesure que l'effet de la thermophorèse augmente.

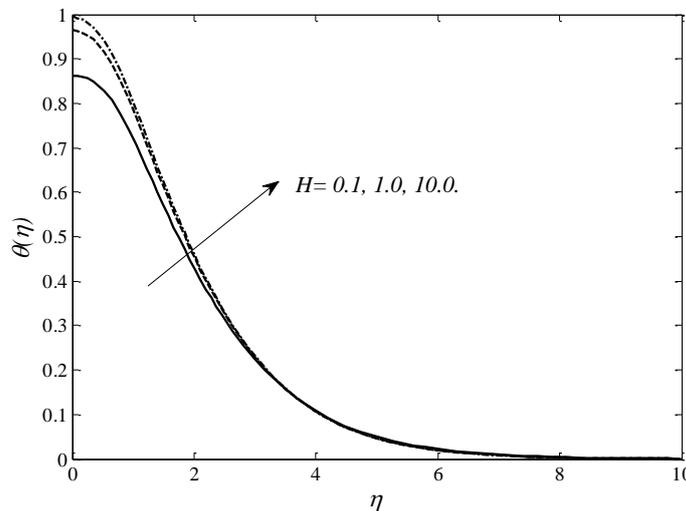


Figure 4: Effect of H on temperature for ($Fo=Ld=0.5, Nd=0.2, Nr=Nc=Nb=Nt=0.5, Le=10.0, Lep=10.0$).

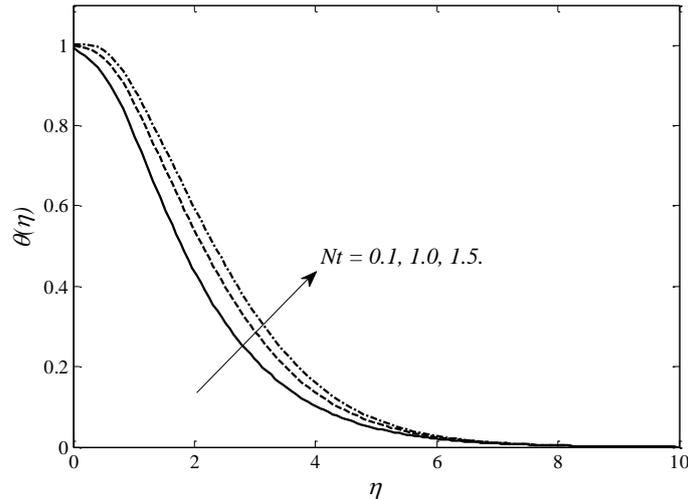


Figure 5: effect of Le on temperature for ($Fo=0.5, Ld=0.5, Nd=0.2, Nr=0.5, Nc=0.2, Nb=0.5, Le=10.0, Lep=10.0$).

La figure 6 représente l'influence du nombre de Lewis régulier Le . On peut voir que les distributions de concentration est grandement sensible à l'augmentation du nombre de Lewis qui conduit à réduire l'épaisseur de la couche limite massique et pour cette situation particulière le gradient net de concentration est observé à proximité de la paroi lorsque le nombre Le est plus grand. La même tendance peut être observée dans le cas du paramètre de Dufour modifier Nd , figure 7.

La figure 8 illustre le profil de fraction de volume de nanoparticules typiques pour diverses valeurs du nombre de Lewis du nanofluide Le_p . A partir de ces données, on constate que l'augmentation régulière du nombre de Lewis Le_p , il y a tendance à diminuer la distribution de la fraction volumique des nanoparticules.

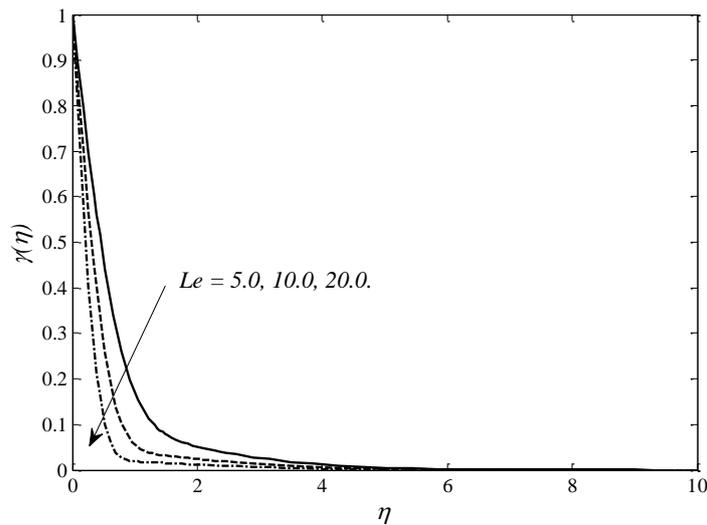


figure 6: effect of Le on concentration for ($Fo=Ld=Nd=Nr=Nc=Nb=Nt=0.5, Lep=10.0$).

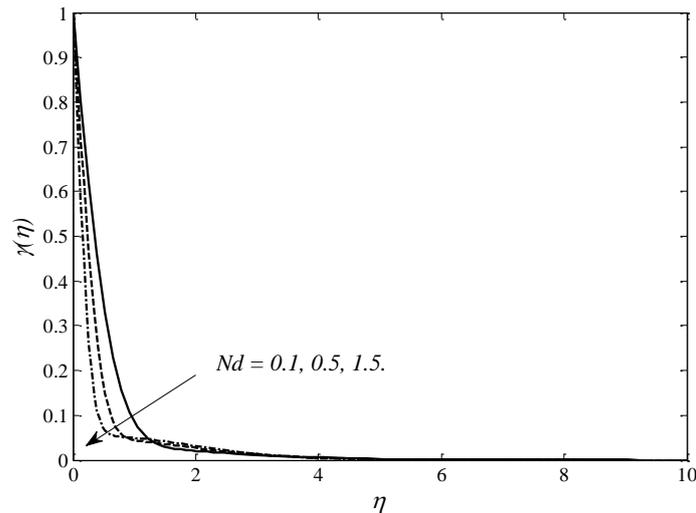


Figure 7: effect of Nd on concentration for $(Fo=Ld=Nr=Nc=Nb=Nt=0.5; Le=Lep=10.0)$.

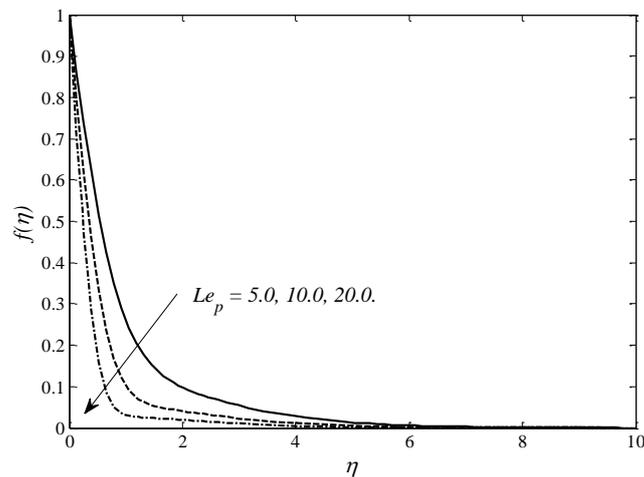


Figure 8: effect of nanoparticle volume fraction for $(Fo=0.5, Ld=Nd=0.1, Nr=Nc=Nb=Nt=0.5, Le=10.0)$.

Maintenant, l'attention est concentrée sur la façon dont les paramètres du problème régissant sur le nombre du Nusselt local Nu_x , le nombre régulier de Sherwood local Sh_x et le nombre Sherwood local de nanoparticules Sh'_x . Les tableaux 1 - 2 sont adressées à cet objectif, nous voyons que, de plus en plus Ld augmente avec l'augmentation de H est une tâche favorable pour améliorer le taux de transfert de chaleur par le biais du nombre de Nusselt. Concernant le taux de transfert massique, Ld , H et Le sont trouvés capables dans

l'amélioration de ce paramètre d'intérêt, mais le paramètre de Forchheimer Fo peut être considéré comme un moyen de réduction du transfert de masse. Pour une large gamme de paramètres gouvernants dans cette étude, le nombre de Sherwood de nanoparticules présente la même évolution et est principalement influencé par Fo .

Tableau 1. Valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/2}$, $Sh_x/Ra_x^{1/2}$ et $Sh'_x/Ra_x^{1/2}$ pour des valeurs sélectionnées de Ld , H and Nb with ($Fo=0.5, Nd=0.1, Nr=Nc=Nt=0.5, Le=Le_p=10.0$).

Ld	H	$Nu_x/Ra_x^{1/2}$			$Sh_x/Ra_x^{1/2}$ (fluide de base)			$Sh'_x/Ra_x^{1/2}$ (nanoparticules)		
		$Nb=0.1$	$Nb=0.5$	$Nb=1.0$	$Nb=0.1$	$Nb=0.5$	$Nb=1.0$	$Nb=0.1$	$Nb=0.5$	$Nb=1.0$
		0.0	0.1820		0.1305	0.0773	1.4656	1.4860	1.4982	1.4746
0.1	10	0.1821	0.1301	0.0766	1.4660	1.4908	1.5064	1.4762	1.5339	1.5397
1.0		0.1828	0.1259	0.0698	1.4721	1.5403	1.5880	1.4913	1.5403	1.5424
	5	0.1773	0.1231	0.0689	1.4627	1.5326	1.5832	1.4842	1.5326	1.5380
1.0	10	0.1828	0.1259	0.0698	1.4721	1.5403	1.5880	1.4913	1.5403	1.5424
	100	0.1880	0.1285	0.0707	1.4810	1.5474	1.5923	1.4981	1.5474	1.5464

4. Conclusion

Nous avons examiné les effets de la double diffusion et la condition à la limite convective sur la convection naturelle dans un milieu poreux saturé par un nano-fluide adjacent à une plaque semi infinie verticale. Les effets d'inertie sont pris en compte et le modèle de Buongiorno a été utilisé.

On constate que le mouvement Brownien et la thermophorèse sont des paramètres clés pour étudier l'effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement, la température et la distribution de masse. Il est intéressant de noter que l'impact de la condition à la limite convective en présence de diffusion doublé a un effet variable sur les profils d'écoulement, de température et de masse ainsi que de l'épaisseur de la couche limite dynamique, thermique et massique.

Tableau 2. Valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/2}$, $Sh_x/Ra_x^{1/2}$ et $Sh'_x/Ra_x^{1/2}$ pour des valeurs sélectionnées de Le, Fo et Nt

Le	Fo	$Nu_x/Ra_x^{1/2}$			$Sh_x/Ra_x^{1/2}$ (fluide de base)			$Sh'_x/Ra_x^{1/2}$ (nanoparticules)		
		$Nt=0.1$	$Nt=0.5$	$Nt=0.7$	$Nt=0.1$	$Nt=0.5$	$Nt=0.7$	$Nt=0.1$	$Nt=0.5$	$Nt=0.7$
		5.0	0.2552		0.2134	0.1954		1.0157	1.0259	
10	0.5	0.2162	0.1746	0.1567	1.4654	1.4773	1.4831	1.4640	1.5171	1.5666
15		0.1856	0.1440	0.1260	1.8086	1.8223	1.8289	1.4737	1.5755	1.6490
	0.1	0.2338	0.1890	0.1697	1.6286	1.6434	1.6507	1.6266	1.6839	1.7377
10	0.5	0.2162	0.1746	0.1567	1.4654	1.4773	1.4831	1.4640	1.5171	1.5666
	1.0	0.2027	0.1636	0.1468	1.3511	1.3614	1.3664	1.3500	1.4001	1.4465

Références

1. C.Y. Cheng, Natural convection boundary layer flow over a truncated cone in a porous medium saturated by a nanofluid. *International Communication of Heat and Mass Transfer*; 39 (2012) 231–235.
2. R. Abdul-Kahar, R. Kandasamy, Scaling group transformation for boundary-layer flow of a nanofluid past a porous vertical stretching surface in the presence of chemical reaction with heat radiation. *Computers and Fluids*; 52 (2011)15–21.
3. L. Wang, M. Quintard, Nanofluids of the future. *Advanced of Transport Phenomena*; 1 (2009) 179–243.
4. D.A. Nield, A.V. Kuznetsov, The Cheng–Minkowycz problem for the double-diffusive natural convective boundary layer flow in a porous medium saturated by a nanofluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*; 54 (2011) 374–378.
5. J. Buongiorno, Convective transport in nanofluids. *ASME Journal of Heat Transfer*; 128 (2006) 240–250.
6. M. Goyal, R. Bhargava, Numerical study of thermodiffusion effects on boundary layer flow of nanofluids over a power law stretching sheet. *Microfluid and Nanofluid* 17(2014) 591–604.
7. P. V. S. N. Murthy, A. Sutradhar, Ch. RamReddy, Double-Diffusive Free Convection Flow Past an Inclined Plate Embedded in a Non-Darcy Porous Medium Saturated with a Nanofluid. *Transport in Porous Media* 98(2013) 553–564.
8. W.A. Khan, A. Aziz, Double-diffusive natural convective boundary layer flow in a porous medium saturated with a nanofluid over a vertical plate: Prescribed surface heat, solute and nanoparticle fluxes. *International Journal of Thermal Sciences* 50 (2011) 2154–2160.
9. D. Nield, , A. Bejan, , *Convection in porous media*", Springer (2006) 3rd Third Edition.