

## **Transfert de chaleur et masse dans une cavité poreuse bicouche**

Noureddine. HADIDI<sup>1</sup> et Yacine. OULD-AMER<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Dr. Yahia Farès de Médéa, Quartier Ain D'Hab Médéa 26000

hadd71@yahoo.fr

<sup>2</sup>USTHB, FGMGP, LTPMP, Département Energétique

### **Résumé**

Dans la présente étude nous nous intéressons à la convection double diffusive générée dans une cavité poreuse bicouche. Chaque couche poreuse est considérée homogène et isotrope et saturée par le même fluide. Les parois latérales sont soumises à des conditions de température et de concentration uniformes alors que les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables. Les équations de bases décrivant la convection naturelle double diffusive au sein de l'enceinte sont résolues numériquement par la méthode des volumes finis. Les paramètres de base gouvernant la convection double diffusive dans la cavité bicouche sont : le nombre de Rayleigh, le nombre de Lewis, le nombre de Prandtl, le rapport des forces de poussée thermique et solutale. Les résultats numériques sont analysés en termes de lignes de courant, des isothermes, des isoconcentrations et des nombres de Nusselt et Sherwood moyens.

Mots-clés : convection double diffusive ; convection thermosolutale ; milieu poreux ; bicouche.

## **1. Introduction**

L'étude de la convection double diffusive dans les milieux poreux saturés prend une place de plus en plus importante suite à l'enjeu considérable qu'elle représente dans de nouveaux problèmes liés à la compétition des effets thermiques et massiques.

L'importance des milieux poreux dans les phénomènes et processus industriels et technologiques est aujourd'hui bien démontrée. Cependant et malgré la montée en puissance des moyens d'étude, des lacunes subsistent encore sur le plan des connaissances fondamentales, principalement la compréhension des phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans des systèmes comportent des milieux poreux.

De ce fait, les études de la convection double diffusive en présence d'un milieu poreux font actuellement l'objet d'un intérêt sans cesse accru. Cet intérêt est dû aux nombreuses applications pratiques qui s'y rapportent, et cela dans divers domaines (astrophysique, océanographie, géophysique pollution dans l'air, diffusion souterraine des polluants, enfouissement souterrain des déchets radioactifs, isolation thermique, métallurgie, extractions pétrolières, exploitation géothermique et stockage de certains produits agricoles).

La convection naturelle thermique dans les milieux poreux isotropes a fait l'objet de nombreux travaux de recherche pendant plusieurs années. La plupart de ces études sont résumées dans l'ouvrage de Nield et Bejan [1]. Plus d'attention a été donnée à la convection thermosolutale ou doublement diffusive ces dernières années, vu son intérêt dans la résolution de nouveaux problèmes rencontrés dans différents domaines industriels et en milieu naturel.

Les travaux sur la convection thermosolutale s'intéressent à la stabilité des écoulements convectifs en se basant sur l'analyse de stabilité linéaire. Les premiers résultats ont été trouvés par Nield [2], Taunton et al. [3].

Ces études de stabilité linéaire ont abouti essentiellement aux critères d'existence de la convection thermosolutale stationnaire et oscillatoire mais ne déterminent pas les processus de transfert de chaleur et de masse. Rudraiah et al. [4] ont présenté une analyse de stabilité non linéaire plus détaillée où ils ont également déterminé les transferts de chaleur et de masse (nombre de Nusselt et nombre de Sherwood) pour des nombres de Rayleigh poreux thermique et solutal allant respectivement jusqu'à 300. Récemment, des auteurs ont étudié le problème

des gradients de température et de concentration inclinés, Nield et al. [5]. Manole et al.[6].

Pour la convection thermosolutale dans les couches poreuses anisotropes on peut citer les travaux de, Tobbal et Cabrillac [7]. Le domaine d'étude considéré est constitué d'une cavité renfermant deux couches poreuses identiques entre lesquelles s'intercale une couche fluide.

Bennacer et al. [8].ont présenté analytiquement et numériquement la convection naturelle thermosolutale dans une couche poreuse anisotrope verticale soumise à des flux de chaleur et de masse uniforme. Ils ont utilisé le modèle de Brinkman et ont considéré la situation particulière où les forces de volume thermiques et solutales sont opposées et de même intensité.

L'analyse des nombreuses études antérieures nous a montré que la plupart d'entre elles traitent de la convection double diffusive dans les milieux poreux saturés par un fluide considèrent une couche unique de milieu poreux, alors que dans la pratique, les milieux poreux ne sont pas constitués d'une seule couche, mais plutôt plusieurs couches en formant la structure, ils sont désigné généralement par multicouches. C'est le cas par exemple des nappes phréatiques exposées à la contamination, c'est aussi le cas de la dispersion des contaminants chimique à travers un sol saturé en eau ou encore la migration d'humidité dans les systèmes de stockage de grains. A notre connaissance les études concernant le transfert thermique et massique induit par convection naturelle thermosolutale dans les milieux poreux multicouches globalement hétérogènes soumis à des gradients de température et concentration horizontaux sont quasiment inexistantes.

Le travail qui fait l'objet de cet article concerne la convection double diffusive générée dans une cavité poreuse bicouche horizontale. Chaque couche poreuse est considérée homogène et isotrope et saturée par le même fluide. Les parois latérales sont soumises à des conditions de température et de concentration uniformes alors que les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables. Nous nous proposons à travers cette étude l'analyse des résultats numériques de la convection double diffusive au sein de la cavité bicouche.

## **2. Formulation mathématique.**

Le modèle physique considéré consiste en une cavité poreuse contenant deux couches de milieux poreux disposées horizontalement comme le montre la figure1. La cavité est

considérée infiniment longue de section droite carrée. Dans ce cas une convection thermosolutale bidimensionnelle et laminaire s'établit, dans l'enceinte poreuse. La masse volumique est considérée constante sauf dans le terme de poussée (hypothèse de Boussinesq). Un équilibre thermodynamique local a lieu entre le fluide et le milieu poreux. Le modèle pris en compte est celui de Darcy –Brinkman qui est plus adéquat pour étudier les milieux poreux fortement perméables [9-12].

L'ensemble des équations gouvernant la conservation de la masse, la quantité de mouvement, de l'énergie et de l'espèce chimique s'écrivent pour chacune des couches, sous forme adimensionnelle comme suit :

$$\frac{\partial U_i}{\partial X} + \frac{\partial V_i}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_i^2} \left[ U_i \frac{\partial U_i}{\partial X} + V_i \frac{\partial U_i}{\partial Y} \right] = -\frac{\partial P_i}{\partial X} - \frac{\text{Pr}}{\text{Da}_i} U_i + \text{Rv Pr} \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_i}{\partial Y^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_i^2} \left[ U_i \frac{\partial V_i}{\partial X} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial Y} \right] = -\frac{\partial P_i}{\partial Y} - \frac{\text{Pr}}{\text{Da}_i} V_i + \text{Rv Pr} \left( \frac{\partial^2 V_i}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_i}{\partial Y^2} \right) + \text{Ra Pr} [\theta_i + \text{NS}_i] \quad (3)$$

$$U_i \frac{\partial \theta_i}{\partial X} + V_i \frac{\partial \theta_i}{\partial Y} = \text{Rc} \left( \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

$$U_i \frac{\partial S_i}{\partial X} + V_i \frac{\partial S_i}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Le}} \left( \frac{\partial^2 S_i}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 S_i}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

L'indice  $i$  désigne la couche poreuse, il prend les valeurs 1 ou 2. Les paramètres apparaissant dans ces équations sont définis dans la nomenclature.

Les conditions aux limites se traduisent mathématiquement sous forme adimensionnelle par :

$$\text{Pour } Y=0 \quad 0 \leq X \leq 1 \quad U_i=V_i=0 \quad \left. \frac{\partial \theta_i}{\partial Y} \right| = 0 \quad \left. \frac{\partial S_i}{\partial Y} \right| = 0 \quad (7)$$

$$\text{Pour } Y=1 \quad 0 \leq X \leq 1 \quad U_i=V_i=0 \quad \left. \frac{\partial \theta_i}{\partial Y} \right| = 0 \quad \left. \frac{\partial S_i}{\partial Y} \right| = 0 \quad (8)$$

$$\text{Pour } X=0 \quad 0 \leq Y \leq 1 \quad U_i=V_i=0 \quad \theta_i=-0.5 \quad S_i=-0.5 \quad (9)$$

$$\text{Pour } X=1 \quad 0 \leq Y \leq 1 \quad U_i=V_i=0 \quad \theta_i=0.5 \quad S_i=0.5 \quad (10)$$

A côté des conditions aux limites, on associe aussi les conditions de continuité aux interfaces.

La mise sous forme adimensionnelle des équations gouvernante a donnée naissance à un groupement adimensionnel tel que le nombre de Darcy ( $Da_i$ ) de chaque couche poreuse, le nombre de Rayleigh (Ra) ainsi que le nombre de Prandtl (Pr). Les autres paramètres sont définis dans la nomenclature.

Bien que dans les équations gouvernantes adimensionnées, c'est le nombre de Rayleigh fluide qui est défini, dans la suite on utilisera le nombre de Rayleigh modifié  $Ra_m$  (basé sur le nombre Rayleigh fluide Ra et le nombre de Darcy de la première couche poreuse  $Ra_m = Ra Da_1$ ).

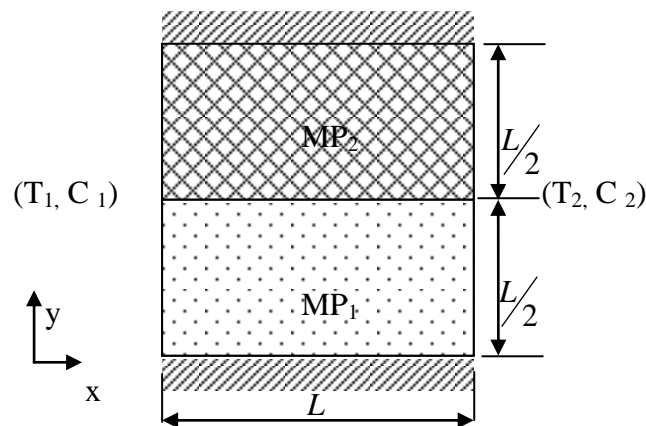


Figure 1 : Modèle physique et système de coordonnées

### Procédure Numérique.

L'ensemble des équations aux dérivées partielles gouvernant la situation physique, est traduit en équation algébriques par utilisation de la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLER a été adopté pour la séquence des étapes de résolution. Le schéma en loi de puissance a été retenu pour l'évaluation des termes convectifs. Le système d'équations algébriques est résolu itérativement par l'algorithme de Thomas. Pour trouver le nombre de noeuds adéquat, nous avons effectué plusieurs exécutions dans le cas où l'enceinte est munie de deux couches de milieux poreux. En tenant du temps de convergence du code de calcul, on a opté pour un nombre de noeuds (82x82), qui donne un bon compromis entre le temps

d'exécution et la précision des calculs. Un exemple de calcul est représenté dans le tableau 1.

Un critère de convergence est imposé en terme d'erreur relative pour les variables  $U$ ,  $V$ ,  $P$ ,  $\theta$  et  $S$  et en terme de résidu de masse dans chaque Volume de contrôle. Les calculs sont stoppés pour une erreur relative inférieure à  $10^{-4}$  et un résidu de masse inférieur à  $10^{-5}$ . La validation de code de calcul a été faite avec des cas limites de la littérature. Différentes configurations ont été reconsidérées sur une large gamme de paramètres. Les résultats comparatifs sont résumés dans les tableaux 2 et 3.

Tableau 1 : sensibilité du code de calcul au maillage pour

$$Ra_m=100, Da_1=10^{-4}, Pr=0.71, N=1, Le=10, R_K=0.1.$$

| maillage | 22×22  | 42×42  | 62×62  | 82×82  | 122×122 |
|----------|--------|--------|--------|--------|---------|
| Nu       | 1.916  | 1.927  | 1.924  | 1.921  | 1.917   |
| %erreur  | -      | 0.574  | 0.156  | 0.156  | 0.208   |
| Sh       | 11.493 | 12.376 | 12.536 | 12.566 | 12.542  |
| %erreur  | -      | 7.683  | 1.293  | 0.240  | 0.191   |

Tableau 2 : Comparaison des nombres de Nusselt et Sherwood  $N=0$ ,  $Da=10^{-7}$ ,  $Pr=0.71$ .

|                         | $Ra_m$ | 100   | 200   | 400   | 1000  | 2000  | Le=10 |
|-------------------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Bennacer et al. [9]     | Nu     | 3.11  | 4.96  | 7.77  | 13.48 | 19.89 |       |
|                         | Sh     | 13.24 | 19.83 | 29.36 | 48.20 | 69.08 |       |
| Trevisan and Bejan [13] | Nu     | 3.27  | 5.61  | 6.69  | -     | -     |       |
|                         | Sh     | 15.61 | 23.23 | 30.37 | -     | -     |       |
| Goyeau et al. [14]      | Nu     | 3.11  | 4.96  | 7.77  | 13.47 | 19.90 |       |
|                         | Sh     | 13.25 | 19.86 | 28.41 | 48.32 | 69.29 |       |
| Présent Code            | Nu     | 3.11  | 4.96  | 7.77  | 13.49 | 19.91 |       |
|                         | Sh     | 13.32 | 19.98 | 29.55 | 48.28 | 68.48 |       |

**Tableau3:** Comparaison du nombre de Nusselt dans le cas du régime de Darcy-Brinkman en convection thermique pour  $Pr = 0.71$

|                     | $Da$          | $10^{-8}$ | $10^{-6}$ | $10^{-5}$ | $10^{-4}$ | $10^{-3}$ | $10^{-2}$ |
|---------------------|---------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| Bennacer et al. [9] | $Ra_m = 500$  | 8.80      | 8.68      | 8.37      | 7.30      | 5.38      | 3.26      |
| Lauriat et al. [15] |               | 8.84      | 8.72      | 8.41      | 7.35      | 5.42      | 3.30      |
| Présent code        |               | 8.94      | 8.85      | 8.42      | 7.30      | 5.38      | 3.26      |
| Bennacer et al. [9] | $Ra_m = 10^3$ | 13.48     | -         | 12.26     | -         | -         | 4.18      |
| Lauriat et al. [15] |               | 13.41     | -         | 12.42     | -         | -         | 4.26      |
| Présent Code        |               | 13.51     | -         | 12.41     | -         | -         | 4.18      |

#### 4. Résultats et Discussion :

Dans cette étude nous présentons un ensemble de résultats numériques auxquels des explications physiques sont apportées. Les simulations numériques couvrent une large gamme de paramètres dans le cas d'une cavité poreuse bicouche, dont chaque couche est considérée homogène et isotrope.

Dans toutes les simulations de cette étude, nous considérons l'air comme fluide saturant les deux couches poreuses ( $Pr=0.71$ ), le nombre de Rayleigh fluide  $Ra=10^6$ , le nombre de Lewis ( $Le$ ) =10. Les rapports de conductivité, de diffusivité et le rapport de forme sont pris égaux à l'unité.

Nous nous sommes placés dans le cas d'un écoulement convectif où la contribution des forces de volume dues à la concentration vient s'ajouter à celle des forces de volume dues à la température. C'est la convection double diffusive avec un rapport des forces de volume  $N>0$  (convection thermosolutale coopérante).

L'étude de l'effet de variation des paramètres sus cités, sur les transferts de matière et de chaleur est analysé, nous avons pris une large étendue du rapport de perméabilité  $R_K$  qui varie de  $10^{-4}$  à  $10^4$ , le nombre de Rayleigh modifié varie de 1 à  $10^3$ , le nombre de Lewis de 1 à 100, le rapport des forces de volume  $N$  de 0 à 15.

En premier lieu nous avons analysé l'effet du rapport des perméabilités sur les transferts indépendamment des autres paramètres du problème. Ensuite nous avons étudié les

effets, sur les transferts thermique et massique, du nombre de Rayleigh modifié ( $Ra_m$ ), du nombre de Lewis ( $Le$ ) et du rapport de force du volume ( $N$ ). Les résultats de la simulation numérique sont représentés sous forme de courbes et englobent l'allure des lignes de courant, des isothermes et des isoconcentrations. Les transferts thermique et massique sont traduits par les nombres de Nusselt et Sherwood moyens.

La représentation des lignes de courant, des isothermes et des isoconcentration est montrée par les figures 2 à 4. Différentes valeurs du rapport de perméabilités ont été considérées. On constate d'après ces figures que le rapport de perméabilité a un effet considérable sur la structure d'écoulement et les transferts.

La figure 2a montre une structure d'écoulement elliptique pour les lignes de courant dans la première couche. Dans la seconde couche les lignes de courants sont très espacées indiquant que l'écoulement est lent dans cette zone. En effet dans cette seconde couche, le milieu est moins perméable comparé à la première couche poreuse ( $R_K = 0.01$ ). En passant à des valeurs de  $R_K$  supérieures à 0.01, l'intensité de la convection double diffusive s'intensifie aussi dans la seconde couche ; d'ailleurs pour  $R_K=1$ (figure 2c), les lignes de courant sont concentriques. Quand la seconde couche est cette fois ci plus perméable que la première, à titre d'exemple  $R_K = 100$  (figure 2d), on assiste à une décélération de l'écoulement dans la couche la moins perméable (couche 1). Physiquement, cela s'explique par la résistance à l'écoulement que rencontre le fluide dans la couche la moins perméable.

La représentation des isothermes (figure 3) montre que pour des valeurs de  $R_K < 1$ , les isothermes forment des lignes parallèles aux parois verticales et uniformément espacés, indiquant que les transferts tendent vers une situation diffusive. Pour des valeurs élevées de  $R_K$  par exemple  $R_K = 100$ , les isothermes sont déformées, dans ce cas le transfert thermique convectif s'intensifie.

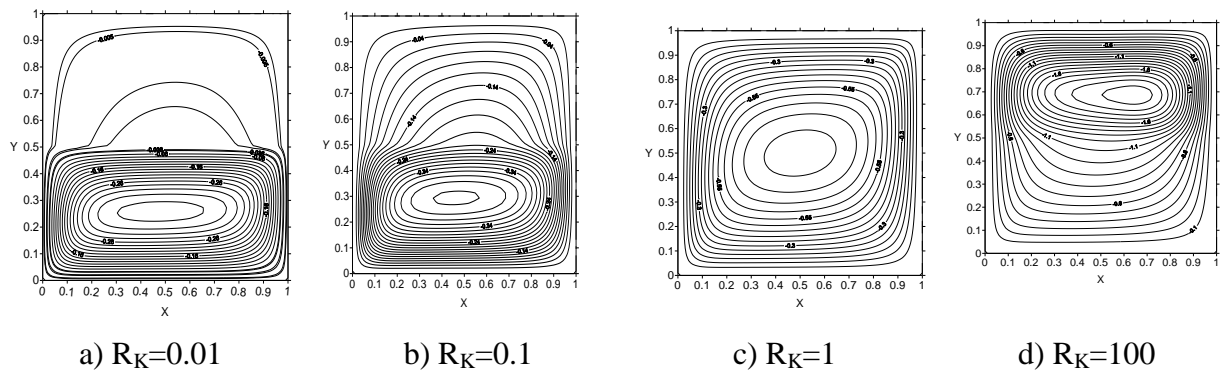
La figure 4 donne l'allure des isoconcentrations pour différentes valeurs de  $R_K$ . Une couche limite solutale se forme et elle est plus prononcée pour des valeurs élevées de  $R_K$ . En effet la déformation des lignes des isoconcentrations est plus sévère pour  $R_K \geq 0.1$  avec un resserrement près des frontières verticales.

### **Effet du nombre de Rayleigh modifié sur les transferts.**

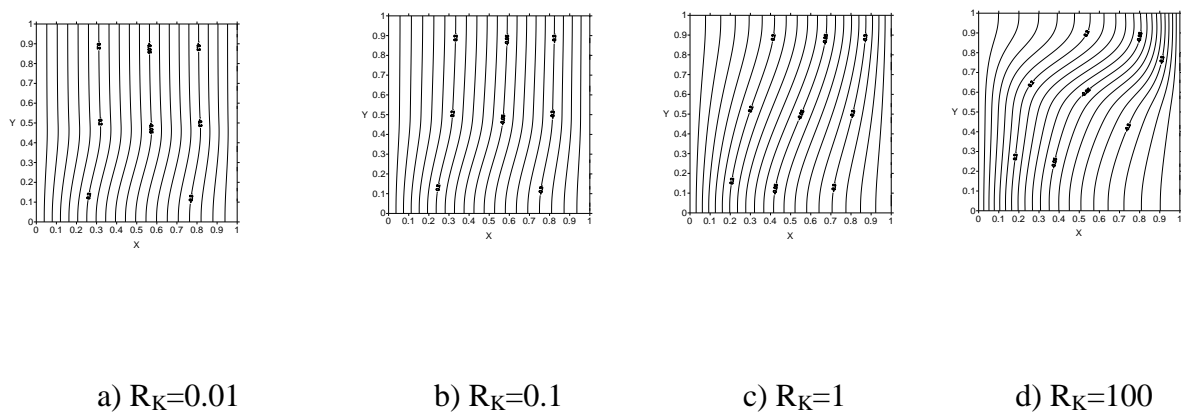
Les figures 5a et 5b illustrent l'évolution des transferts thermique et massique moyens en



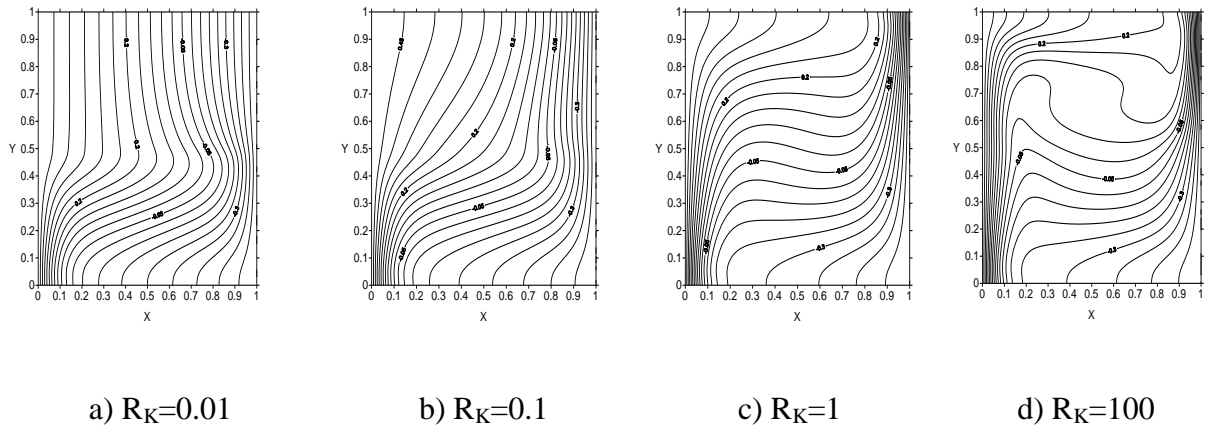
fonction de  $R_K$  pour différentes valeurs de  $Ra_m$ . Ces transferts sont quantifiés en termes des nombres de Nusselt et Sherwood moyens. Les deux figures montrent que pour  $Ra_m = 1$ , les transferts sont purement diffusifs alors que pour  $Ra_m \geq 10$ , nous distinguons trois régimes : le premier pour les faibles valeurs du rapport des perméabilités (le transfert dans ce cas est double diffusif), un régime convectif en couche limite pour des rapports de perméabilité élevés et un régime intermédiaire au cours duquel les transferts augmentent avec l'accroissement de  $R_K$ .



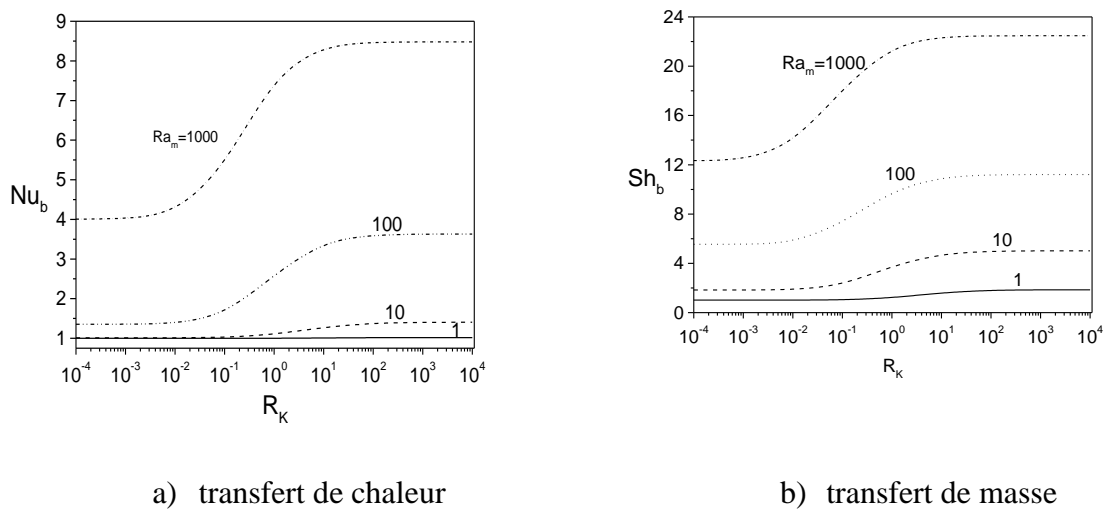
**Figure 2.** représentation des lignes de courant pour  $Ra_m=10$ ,  $Pr=0.71$ ,  $Le=10$ ,  $N=1$ ,  $Da_1=10^{-5}$



**Figure 3.** représentation des isothermes pour  $Ra_m=10$ ,  $Pr=0.71$ ,  $Le=10$ ,  $N=1$ ,  $Da_1=10^{-5}$



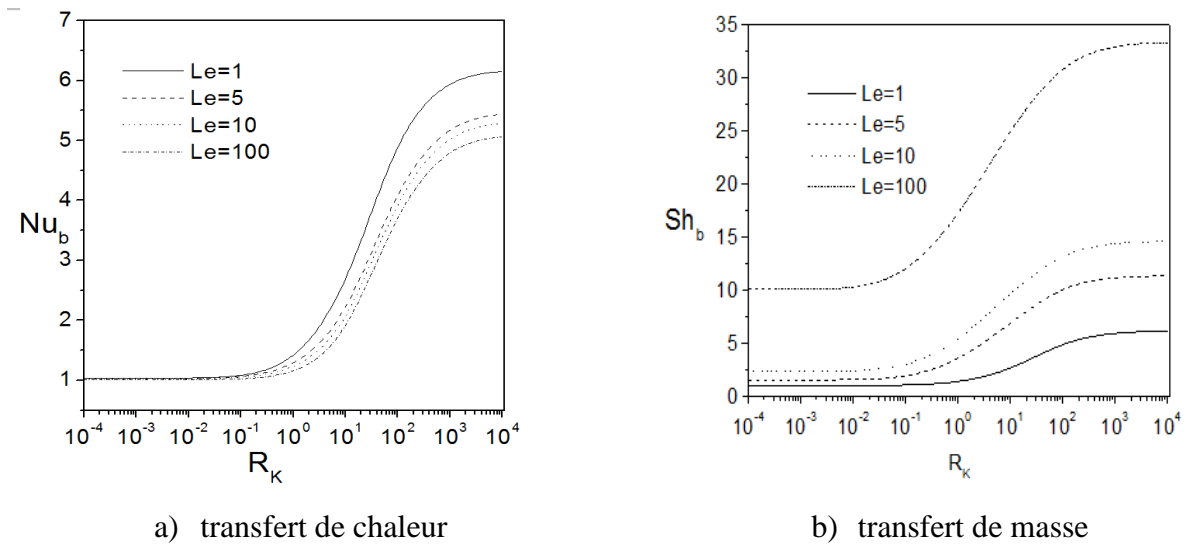
**Figure 4.** représentation des isoconcentrations pour  $Ra_m=10$ ,  $Pr=0.71$ ,  $Le=10$ ,  $N=1$ ,  $Da_1=10^{-5}$



**Figures 5 :** Effet du nombre de Rayleigh modifié sur les transferts pour  $N=1$ ,  $Le=10$ ,  $Da_1=[10^{-6} - 10^{-3}]$

### Effet du nombre Lewis sur les transferts

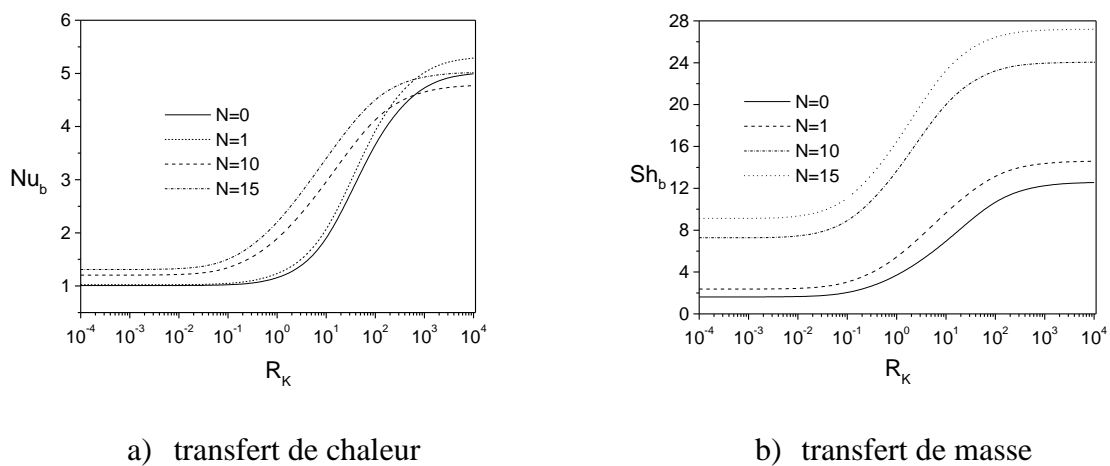
Dans cette section, l'effet du nombre de Lewis sur les transferts a été traité. Les variations des nombres de Nusselt et Sherwood moyens en fonction de  $R_K$  pour différentes valeurs de  $Le$  sont présentées dans les figures 6a et 6b. Étant donné qu'on est dans le cas de la convection thermosolutale d'origine thermique et solutale de même grandeur ( $N=1$ ), le transfert de masse croît nettement avec  $Le$  pour un  $R_K$  fixé, ce qui n'est pas le cas pour le nombre de Nusselt moyen. En effet, pour  $R_K < 1$   $Nu_b$  avoisine l'unité, dans ce cas le transfert thermique est purement conductif.



**Figures 6 :** Effet du nombre de Lewis sur les transferts pour  $Ra_m = 10$ ,  $N=1$ ,  $Da_1=10^{-5}$

### Effet du rapport des forces de poussée (volume) N

L'évolution des nombres de Nusselt et Sherwood moyens en fonction de  $R_K$  pour différentes valeurs de  $N$  est présentée dans les figures 7a et 7b. Les figures montrent que pour une valeur fixée de  $N$ , les transferts thermique et massique n'augmentent qu'au-delà d'une certaine valeur de  $R_K$  avoisinant l'unité. Pour une valeur fixée de  $R_K$ , Les transferts croient avec  $N$ , cependant l'accroissement massique avec  $N$  est plus important.



**Figure 7 :** Effet du nombre du rapport de poussée sur les transferts pour

$$Ra=10^6, Le=10, Ra_m = 10 \text{ et } Da_1=10^{-5}$$

## 5. Conclusion

Nous avons présenté dans cet article une étude numérique qui a permis d'apporter un certain nombre de résultats correspondant à une gamme de paramètres très variée. Ces résultats aideront sans doute à mieux comprendre les phénomènes des écoulements dus à la convection double diffusive dans les milieux poreux multicouches. Nous avons montré à travers ce travail que la variation de la perméabilité des deux couches a un effet très appréciable sur la structure d'écoulement et les transferts, par ailleurs trois régimes de transferts ont été identifiés, un écoulement diffusif pur pour les faibles  $R_K$ , un écoulement qui s'intensifie de plus en plus avec l'accroissement de  $R_K$  (pour  $R_K$  modéré) et un autre régime complètement couche limite indépendant de  $R_K$  (pour  $R_K$  élevés).

## Nomenclature

- $A$  : Rapport de forme de la cavité,  $A = H/L$
- $D_{a_i}$  : Nombre de Darcy,  $D_{a_i} = K_i/L^2$
- $k$  : Conductivité thermique,  $W/m^{\circ}C$
- $K$  : Perméabilité du milieu poreux,  $m^2$
- $Le$  : Nombre de Lewis,  $Le = \alpha_{eff_i}/D_{eff_i}$
- $P$  : Pression adimensionnelle,  $P = pL^2/(\rho_f \cdot \alpha^2/\varepsilon^2)$
- $N$  : Rapport des forces de volume,  $N = \beta_C \Delta C / (\beta_T \Delta T)$
- $P_r$  : Nombre de Prandtl,  $P_r = \nu_f / \alpha_{eff_i}$
- $Ra_S$  : Nombre de Rayleigh solutal,  $Ra_S = g \cdot \beta_C \Delta C / \nu_f \cdot \alpha_{eff_i}$
- $Ra_T$  : Nombre de Rayleigh Thermique,  $Ra_T = g \cdot \beta_T \Delta T / \nu_f \cdot \alpha_{eff_i}$
- $R_c$  : Rapport des conductivités thermiques,  $R_c = k_{eff_i} / k_{eff_1}$
- $R_v$  : Rapport de viscosité du milieu équivalent et celle du fluide,  $R_v = \mu_{eff_i} / \mu_f$
- $R_K$  : Rapport des perméabilités des couches poreuses,  $R_K = K_2 / K_1$
- $X$  : Coordonnée horizontale adimensionnelle,  $X = x/L$
- $Y$  : Coordonnée verticale adimensionnelle,  $Y = y/L$
- $U$  : Vitesse adimensionnelle suivant la direction X,  $U = uL/\alpha$
- $V$  : Vitesse adimensionnelle suivant la direction Y,  $U = vL/\alpha$

$s$  : Concentration adimensionnelle,  $s = (c - (c_1 + c_2)/2) / (c_1 - c_2)$

### Symboles grecs

$\alpha$  : Diffusivité thermique, [ $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ]

$\beta_T$  : Coefficient d'expansion thermique, [ $\text{K}^{-1}$ ]

$\beta_S$  : Coefficient d'expansion solutale, [ $\text{K}^{-1}$ ]

$\rho$  : Masse volumique, [ $\text{Kg m}^{-3}$ ]

$\mu_{eff}$  : Viscosité équivalente dans le modèle de Brinkman, [ $\text{Kg m}^{-1} \text{S}^{-1}$ ]

$\nu$  : Viscosité cinématique, [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ]

$\varepsilon$  : Porosité

$\theta$  : Température adimensionnelle,  $\theta = (T - (T_1 + T_2)/2) / (T_1 - T_2)$

### Indices

$eff$  : Effectif

$f$  : Fluide

$i$  : Couche poreuse

### Références

- [1] D.A. Nield and A. Bejan, Convection in Porous Media, *Springer*, New York, 1992.
- [2] D.A. Nield, Onset of thermohaline convection in a porous medium, *Water Resour. Res.* 4, pp 553-560, 1968.
- [3] J. W. Taunton, E. N. Lightfoot et T. Green, Thermohaline instability and salt fingers in porous medium, *Phys. Fluids*, Vol. 15, pp. 748-753, 1972.
- [4] N. Rudraiah, P. K. Srimani et R. Friedrich, Finite amplitude convection in a two-components fluid-porous layer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.25, pp. 715-722, 1982.
- [5] D.A. Nield., D. M. Manole et J. L. Lage, Convection induced by inclined thermal and solutal gradients in a shallow horizontal layer of porous medium, *J. Fluid Mech.*, Vol.

- 257, pp. 559-574, 1993.
- [6] D. M. Manole, J. L. Lage et D. A. Nield Convection induced by inclined thermal and solutal gradients, with horizontal mass flow, in a shallow horizontal layer of a porous medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.37, pp. 2047-2057, 1994.
- [7] A.Tobbal, R. Cabrillac., Contribution à l'étude de la convection thermosolutale dans les milieux poreux anisotropes et multicouches. Thèse de Doctorat, université de cergy-Pontoise, France.
- [9] R. Bennacer, A. Tobbal et H. Beji., Convection naturelle thermosolutale dans une cavité poreuse anisotrope : formulation de Darcy-Brinkman, *Rev.Energ.Ren.*, Vol. 5, p. 1-21, 2002.
- [10] T. S Lundgren., Slow flow through stationary random beds and suspensions of spheres, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 51, No. 2, pp. 273-299.1972
- [11] L. Durlofsky and J. F. Brady., Analysis of the Brinkman equation as a model for flow in porous media, *Physics of Fluids*, Vol. 30, pp. 3329-3341, 1987.
- [12] Rubinstein J., Effective equation for flow in random porous media with a large number of scales, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 170, pp. 379-383, 1986.
- [13] O.Trevisan and A. Bejan, Natural convection with combined heat and mass transfer buoyancy effects in a porous medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28, 1597-1611, 1985.
- [14] B. Goyeau, J. P. Songbe and D. Gobin, Numerical study of double-diffusive natural convection in a porous cavity using the Darcy-Brinkman formulation, *Int. J. Heat MassTransfer*, 39, 1363-1378, 1996.
- [15] G. Lauriat and V. Prasad , Natural convection in a vertical porous cavity : a numerical study for Brinkman-extended Darcy formulation, *J. Heat Transfer* , 109, 688-696, 1987.