

Etude de l'écoulement de convection mixte à travers un cylindre circulaire dans un milieu confiné. Effet des nombres de Reynolds, Prandtl et Richardson

El Hassen LARGAT,

*Département de Génie maritime, Faculté de Génie mécanique, Université des Sciences et de la Technologie
Mohamed Boudiaf, Oran, Algérie*

largat_lahcen@yahoo.fr

Pr. Driss Nehari

*Institut des sciences et de technologie, Centre universitaire d'Ain Témouchent, Algérie
nehari_dr@yahoo.fr*

Résumé : Les effets de la flottabilité, le nombre de Prandtl et le nombre de Reynolds sur les caractéristiques du transfert de chaleur par convection mixte et l'écoulement confiné autour d'un cylindre circulaire isotherme dans le régime 2D stationnaire transversal ont été étudiés numériquement en utilisant le solveur Fluent 6.3. Les résultats sont présentés pour une gamme de conditions : $1 \leq Re \leq 30$, $Pr = 0.7, 50$ et 100 pour différentes valeurs du nombre de Richardson ($0.05 \leq Ri \leq 1$) et un rapport de blocage fixe de $\beta = 0.125$. Les lignes de courant représentatives, les profils des isothermes, les coefficients de traîné et de portance, le nombre de Nusselt moyen sont présentés. On observe que le degré d'asymétrie augmente à mesure que la valeur de Ri et/ou Re augmente et la valeur de coefficient de traîné (au contraire du coefficient de portance) est plutôt moins sensible à la valeur de Ri

Mots clés : Cylindre circulaire ; Convection mixte ; Rapport de blocage ; Flottabilité ; Trainé et portance ; Nombre de Prandtl.

1. Introduction

Un cylindre circulaire est un exemple classique d'un obstacle immergé dans un écoulement bidimensionnel (2D). Il représente une idéalisation de beaucoup de processus industriellement importants. C'est, donc, probablement la configuration la plus rencontrée dans de nombreuses applications d'engineering enfermant des fluides, (les échangeurs de chaleur, conducteurs électriques, tiges de combustible de réacteur nucléaire, canalisations verticales en mer, piliers de pont, etc.) L'écoulement au tour un cylindre circulaire est un problème classique le plus étudié dans la mécanique des fluides. Pendant les dernières décennies, une forte attention a été donnée à divers aspects de cette configuration d'écoulement et Plusieurs recherches expérimentales et théoriques consacrés à cette configuration ont été publiés dans la littérature (voir par exemple, Zdravkovich, 1997, 2003[1,2]; Badr 1983 [3,4]; Oosthuizen et al. 1999 [5]; Pop et al. 2001[6]; etc.). Les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement autour des cylindres circulaires ont été étudiées beaucoup plus intensivement que les problèmes correspondants au transfert de chaleur. En outre, dans la plupart des traités de convection thermique, la convection mixte occupe une place modeste après la convection forcée, puis la convection naturelle. Farouk et Güceri (1982) [7] ont calculés la convection mixte et naturelle d'un cylindre circulaire isotherme dans un canal vertical bidimensionnel avec des parois adiabatiques ($\beta = 0.1667$) dans le régime d'écoulement stationnaire. Saïd Turki et al. (2003) [8] ont effectués une investigation numérique pour analyser les caractéristiques du transfert de chaleur et de champ de l'écoulement instationnaire dans un canal horizontal avec un cylindre carré chauffé intégré, le calcul a été fait pour deux rapports de blocage ($\beta = 1/4$ et $1/8$), à $Pr = 0.71$ et a différents nombres de Re et de Ri s'étendant de 62 à 200 et de 0 à 0.1 respectivement. L'écoulement s'avère instationnaire quand Ri atteint la valeur critique de 0.13. Le transfert de chaleur global du cylindre carré a été trouvé légèrement affecté par le rapport de blocage. Dans la convection mixte, la valeur de Re critique de l'écoulement stationnaire à l'écoulement périodique diminue avec l'augmentons du Ri . Ils ont déduis que pour différent nombre de Ri considéré dans cette étude, le nombre Nusselt moyen peut être également corrélé par les rapports :

$$\langle Nu_t \rangle = c Re^a \quad (1)$$

Où les valeurs de l'exposant «a» et du coefficient «c» sont :

Pour $Ri=0$: $c=0.939$, $a = 0.324$

Pour $Ri = 0.05$: $c = 1.369$, $a = 0.293$

Pour $Ri = 0.1$: $c = 1.868$, $a = 0.25$

Prakash et al. (2007) [9] ont étudiés numériquement l'influence du confinement sur le transfert de chaleur stationnaire par convection forcé dans l'écoulement de Poiseuille des fluides incompressibles de loi puissance d'un cylindre circulaire isotherme placé symétriquement entre deux parois adiabatiques. Ils ont présentés des résultats étendus accentuant les effets du nombre de Re ($1 - 40$), de l'indice de loi de puissance ($0.2 \leq n \leq 1.8$), du nombre de Pr ($1 \leq Pr \leq 100$) et du rapport de blocage ($1.6 \leq \beta \leq 4$) sur le nombre de Nu. Le nombre de Nu augmente avec une augmentation en valeurs des nombres de Re et de Pr ou toutes les deux pour toutes les valeurs de l'indice de comportement d'écoulement (n). Dhiman et al. (2005) [10] ont étudiés les caractéristiques de l'écoulement et de transfert de chaleur d'un cylindre carré dans un écoulement transversal placé symétriquement dans un confinement pour la gamme des conditions : $1 \leq Re \leq 45$, $0.7 \leq Pr \leq 4000$ et $\beta = 1/8, 1/6$ et $1/4$. Ils ont reproduit une étude (2009) [11] pour la même configuration précédente avec des fluides de loi puissance ($1 \leq n \leq 2.0$). Ils ont obtenus des corrélations de transfert de chaleur en régime stationnaire. Ils ont présentés la variation du nombre de Nu local sur chaque face du cylindre et les profils des isothermes pour élucider le rôle de nombre de Pr et du rapport de blocage sur le coefficient de traîné et le transfert de chaleur. En outre, ils ont fournis d'autres aperçus du rôle du rapport de blocage, du nombre de Re et du nombre de Pr sur l'écoulement détaillé et le champ de température en incluant des visualisations des lignes de courant, de vorticités et de profils des isothermes. Le nombre de Nusselt moyen augmente avec une augmentation du nombre de Re et/ou du nombre de Pr. Dans une autre investigation, Dhiman et al. (2008 a) [12] ont étudiés les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur d'un cylindre carré isotherme confiné dans un canal. Ils ont présentés les résultats numériques pour une gamme de conditions comme : $1 \leq Re \leq 30$, $Pr = 0.7, 50$ et 100 et à différentes valeurs du nombre de Richardson ($0 \leq Ri \leq 1$) pour un rapport de blocage fixe de $\beta = 0.125$. Ils ont observé que le degré d'asymétrie augmente à mesure que la valeur de Ri augmente. Le sillage formé à l'arrière du cylindre perd sa symétrie avec l'augmentation de Re et diminue avec le nombre croissant de Richardson. L'écoulement jusqu'à $Pr \leq 50$ est vu pour être stationnaire tandis que pour le $Pr = 100$, il montre un comportement complexe même aux $Re = 30$ ce qui est le contraste au cas de $Ri = 0$ pour lequel l'écoulement stationnaire existe jusqu'aux $Re = 45$. La valeur de portance (Cl) différente de zéro, même dans le régime d'écoulement transversal stationnaire est due à l'asymétrie pour $Ri \neq 0$ qui provoque les forces de cisaillement et de pression non équilibrées. Une grande partie des études de convection mixte disponibles dans la littérature concernent les écoulements non confinés (M.M. Zdravkovich [1-2]). En revanche, et à notre connaissance, beaucoup moins d'information et des études antérieures sont disponibles sur la convection mixte dans l'écoulement au tour d'un cylindre circulaire isotherme confiné dans un canal. Plus que cela, les résultats numériques disponibles sont très limités sur la convection mixte à travers un cylindre confiné pour des valeurs de Pr (>0.7) plus élevées comme produit dans beaucoup d'applications de génie chimique. De là vient la légitimité de notre contribution qui vise à combler cette lacune dans la littérature. Par conséquent, l'objectif principal de la présente étude est d'examiner et d'analyser numériquement les dispositifs généraux des effets du nombre de Re, de nombre de Pr, le confinement et de la flottabilité sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire en variant la valeur du nombre de (Pr = 0.7, 50 et 100) et la valeur du nombre de (Ri = 0.05, 0.25, 0.5 et 1).

2. Description du problème

On considère un écoulement stationnaire et incompressible bidimensionnel (avec une vitesse parabolique U_p de moyenne U_{moy} et la température T_∞) autour d'un long cylindre circulaire (de diamètre D) suivant les indications de (Fig. 1) pour une configuration d'écoulement confiné.

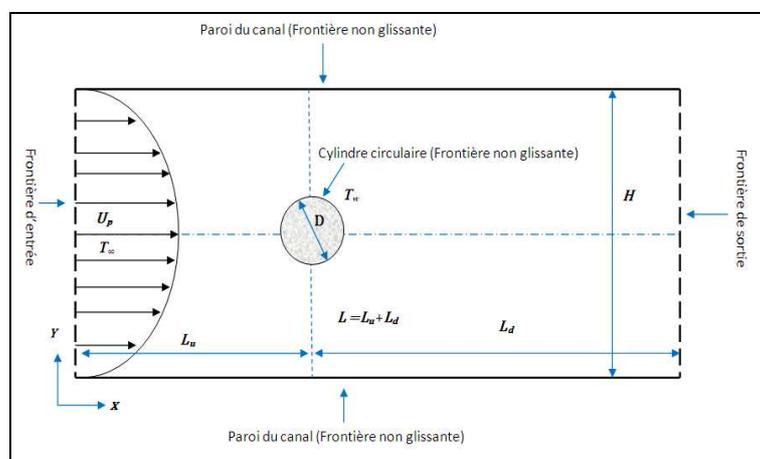


Figure 1 : Représentation schématique de l'écoulement confiné autour d'un cylindre circulaire avec le coefficient de blocage ($\beta = D/H$).

La longueur et la taille du domaine de calcul sont définies en termes de dimensions axiales et latérales, L et H , respectivement. Le cylindre est placé à une distance de l'amont (Upstream) Lu , de l'admission au centre du cylindre, et à une distance de l'aval Ld du centre du cylindre à la frontière de sortie (Downstream).

3. Formulation générale

Quand on modélise la convection mixte à l'intérieur d'un domaine fermé, la solution dépendra de la masse à l'intérieur du domaine. Puisque cette masse ne sera pas connue à moins que la densité soit connue, nous devons modéliser l'écoulement en utilisant le modèle de Boussinesq. Dans cette approche, nous spécifierons une densité constante, ainsi la masse est correctement spécifiée. Cette approche est valide seulement si les différences de la température dans le domaine sont petites. En convection mixte, les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie ne sont pas formellement différents de ceux qui en convection libre. En effet, l'hypothèse de Boussinesq étant conservée, la distinction n'apparaît pas dans les équations générales, mais seulement dans les conditions aux limites relatives à la vitesse de l'écoulement.

La forme conservatrice des équations gouvernantes sans dimensions dans les coordonnées cartésiennes peut être écrite comme suit :

Équation de continuité :

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

Équation de bilan de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial V_x V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y V_x}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} + \frac{\partial V_x V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_y V_y}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} \right) + RiT \quad (4)$$

Équation d'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial V_x T}{\partial x} + \frac{\partial V_y T}{\partial y} = \frac{1}{Pe} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

Les groupes sans dimensions apparaissant dans les équations (3), (4), et (5) comme le nombre de Reynolds $\text{Re} = \frac{\rho D V_{\max}}{\mu}$, le nombre de Péclet $Pe = \text{Re} \times \text{Pr} = \rho c_p D V_{\max} / k$ et le nombre de

$$\text{Richardson } Ri = \frac{Gr}{\text{Re}^2} \text{ avec } Gr = \frac{g \beta_v (T_w^* - T_\infty) \rho^2 D^3}{\mu^2} .$$

3.1. Conditions aux limites

Les conditions de limites pour cette configuration d'écoulement peuvent être écrites comme suit :

Condition à l'entrée : à l'entrée du conduit l'écoulement est vu pour être entièrement développé avec une température uniforme. Les conditions suivantes sont imposées à l'entrée $V_x^* = U_p(y)$, $V_y^* = 0$ et $T^* = T_\infty$.

Le profil de vitesse $U_p(y)$ entièrement développé dans une conduite de largeur H est donné par Prakash

2006 [13] comme suit : $U_p(y) = U_{\max} \left[1 - \left(\left| 1 - \frac{2y^*}{H} \right| \right) \right]$ (6) pour $0 \leq y^* \leq H$. Cette expression est réduite

pour un domaine de coefficient de blocage $\beta = \frac{D}{H}$ par Dhiman et al. 2008 a [12] devient alors :

$$U_p(y) = 4\beta y(1 - \beta y) \quad (7).$$

Condition à la paroi supérieure et inférieure : $V_x^* = 0, V_y^* = 0$ et $\frac{\partial T^*}{\partial y^*}$ (adiabatique)

Condition à la paroi du cylindre circulaire : $V_x^* = 0, V_y^* = 0$ et $T^* = T$

Condition à la sortie : la diffusion nulle de flux pour toutes les variables de l'écoulement ont été imposé a la sortie ce qui implique que les conditions au plan de sortie sont extrapolés de l'intérieure de domaine et n'ont pas d'impact sur l'écoulement échappé. Ceci est consistant avec la supposition de l'écoulement entièrement développé et similaire aux conditions de Neumann (Schetz 1993 [14]): $\frac{\partial \phi}{\partial x^*} = 0$ où $\phi = (V_x^*, V_y^* \text{ et } T^*)$.

4. Génération de maillage

Dans la présente étude, la géométrie et le maillage sont générés en utilisant le générateur de géométrie Gambit 2.3. La structure de maillage est identique à celle utilisée dans des études précédentes d'Akhilesh et al. 2010 [15], Dhiman et al. 2008 b [16], Prakash et al. 2007 [17] et Dhiman et al. 2005 [10] pour les écoulements autour d'un cylindre confiné.

De façon générale, la géométrie se compose de douze (12) zones types séparées contiens des éléments quadrilatères structurés et non structurés, avec des distributions de maillage uniformes et non-uniformes ayant un groupement de maillage étroit (δc) dans les régions de grands gradients et un maillage plus rugueux (Δ) dans les régions de petits gradients (Figure 2).

Le cylindre est placé à une distance de l'amont (Upstream) $L_u=9 \times D$ de l'admission au centre du cylindre, et à une distance de l'aval $L_d=17 \times D$ du centre du cylindre à la frontière de sortie (Downstream).

La distance entre les parois de confinement $H=8 \times D$.

Le domaine en total a été subdivisé en $(N_i, N_j) = (320 \times 300)$ éléments (cellules) dans les directions axiale et radiale respectivement. Pour capturer la couche limite, les cellules ont été serrées près des parois.

La distribution de maillage est uniforme avec une taille de cellule constante, $\Delta = 0.25 \times D$, dans une région externe qui se prolonge au delà de $4.5 \times D$ en amont et $4 \times D$ en aval de le cylindre dans la direction axial (x).

Afin de capturer en juste proportion la région de sillage, une taille de cellule beaucoup plus petite ($0.0098 \times D < \delta c < 0.0187 \times D$) est groupée dans une région intérieure près du cylindre au-dessus d'une distance de $0.25 D$ dans la direction axial (x) et $0.75 D$ dans la direction radiale (y) (Voir figure 2).

Pour passer à la région de maillage plus rugueux de $\Delta = 0.25 \times D$, des zones transitoire de ($\delta t = 0.02 \times D \pm 0.0008 \times D$) au-dessus d'une distance de $0.25 \times D$ à $0.75 \times D$ dans la direction axial (x) a été implantée et des facteurs de graduation évalués ont été employés pour étirer les tailles de cellules entre ces limites de δt et Δ dans la direction axial (x). Ainsi, un maillage raffiné, de taille $\delta p = 0.01 \times D$, est également groupée près des parois supérieur et inférieur du canal pour résoudre en juste proportion les interactions de paroi/sillage.

4.1. Etude de l'indépendance de maillage

Après avoir sélectionné la taille du domaine ($L_u = 9D$ et $L_d = 17D$), l'étude de l'indépendance de maillage a été effectuée pour trois maillages (M1, M2 et M3) pour les conditions ($Re=30, Pr=100, Ri=0.25$) au rapport de blocage de $\beta = 0.25$. Les maillages M1, M2 et M3 pour $\beta = 0.25$ ont 35092, 72396 et 102400 cellules respectivement, générées suivant la même procédure décrit précédemment. Les trois maillages employés pour étudier les effets des tailles de domaine et de maillage sur les paramètres d'écoulement sont:

Maillage (M1): $(N_i, N_j) = (194 \times 168)$ nœuds, avec 35092 éléments, la maille la plus étroite autour de cylindre est $\delta c, = 0.0157$, et la maille la plus grande près de l'entrée et de sortie est $\Delta = 0.25 \times D$

Maillage (M2): $(N_i, N_j) = (250 \times 270)$ nœuds, avec 72396 éléments, la maille la plus étroite autour de cylindre est $\delta c, = 0.0109$, et la maille la plus grande près de l'entrée et de sortie est $\Delta = 0.25 \times D$

Maillage (M3): $(N_i, N_j) = (320 \times 300)$ nœuds, avec 102400 éléments, la maille la plus étroite autour de cylindre est $\delta c, = 0.0098$, et la maille la plus grande près de l'entrée et de sortie est $\Delta = 0.25 \times D$

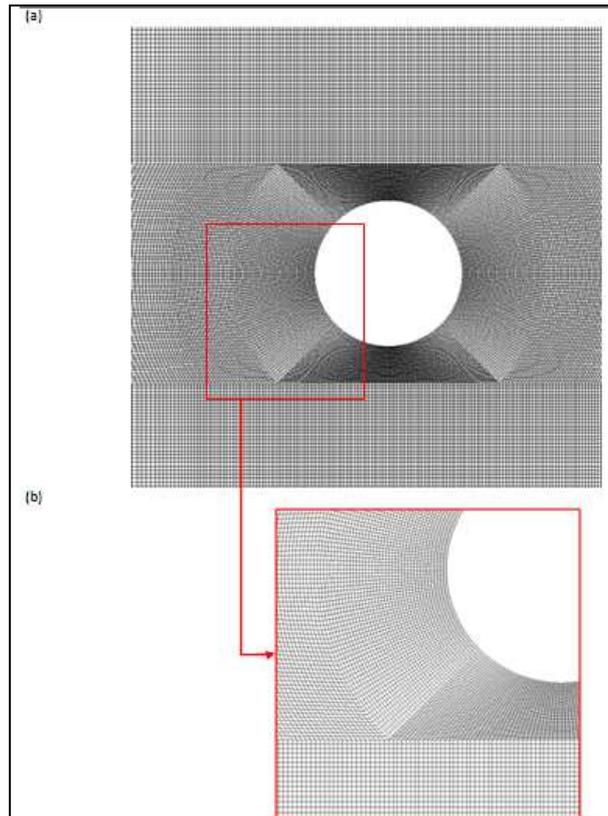


Figure 2 : Représentation schématique de l'écoulement confiné autour d'un cylindre circulaire avec le coefficient de blocage ($\beta=D/H$).

Le tableau 1 montre la variation relative des valeurs de coefficient de traîné par rapport au maillage M1. Le Tableau montre une variation très petite des valeurs de traîné avec l'amélioration dans la taille de maillage de M2 à M3 ; cependant, on a observé une croissance significative dans le temps de calcul dans le déplacement de M2 à M3. Alors le maillage M2 semble d'être suffisamment raffinée pour obtenir des résultats indépendantes des effets de maillage.

Tableau 1 : Variation relative des valeurs de coefficient de traîné par rapport au maillage M1.

Maillage	Cd	Erreur (%)	Nu	Erreur (%)
M1	1.808	-	15.651	-
M2	1.819	0.6	15.511	0.89
M3	1.811	0.19	15.504	-0.94

La variation maximum des valeurs du nombre moyen de Nusselt correspondante avec les tailles de domaine et de maillage s'est avérée de l'ordre de < 1%.

D'autre part, on a étudié l'effet de deux dimensions de domaine différents (tableau1): $(Lu + Ld)_1 = (10+30)$ et $(Lu + Ld)_2 = (9+17)$; sur les valeurs de coefficient de traîné aux conditions suivantes : $Re=10$ et 30 , $Pr=0.7$ et 50 , $Ri=0.25$ et 1 .

Tableau 2 : Effet de Ld et Lu sur Cd Valeurs représentent le pourcentage de changement relatif en coefficient de trainé.

		Cd			
		$Pr=0.7$		$Pr=100$	
		$Ri=0.25$	$Ri=1$	$Ri=0.25$	$Ri=1$
$Lu+Ld$	$Re=10$				
10+30		3.2537	3.4654	3.2650	3.3373
9+17		3,2583	3,4225	3,2638	3,3359
Variation %		0.15	1.23	0.037	0.042
$Lu+Ld$	$Re=30$				
10+30		1.8025	1.7391	1.8098	1.8492
9+17		1,8052	1,7282	1,8116	1,8538
Variation %		0.15	0.63	0.1	0.25

5. Résultats et discussion

5.1. Configurations aérodynamiques de l'écoulement

La figures 3 montre que la structure d'écoulement est parfaitement symétrique a $Ri=0.05$ pour tous les nombres de Re et Pr . Cependant, en présence de la flottabilité cette symétrie est disparue. Le degré d'asymétrie augmente à mesure que la valeur du nombre de Ri augmente graduellement de $Ri=0.05$ à $Ri=1$. Ceci peut être attribué par le fait qu'à mesure que l'effet de la flottabilité thermique devient plus prononcé la vitesse des particules de fluide derrière la face aval augmente et se déplacent du cylindres vers la paroi supérieur de canal. En conséquence, la vitesse de fluide au-dessous de cylindre augmente à cause du principe de conservation de masse. Donc, quand l'écoulement approche du front avant des cylindres, la plupart de cet écoulement passe au-dessous de cylindre. Indépendamment de la valeur du nombre de Ri , et de Pr , aucune formation de sillage à très bas nombre de Reynolds ($Re = 1$. Figure 4), les lignes de courant s'avèrent pour coller complètement aux parois de cylindre et il n'y a aucune séparation de l'écoulement. À mesure que le nombre de Re est graduellement augmenté, les lignes de courant ne sont plus fixées entièrement aux parois du cylindre et la séparation se produit, ce qui mène à la formation du sillage derrière le cylindre. Cet effet devient plus accentué avec l'augmentation du nombre de Ri .

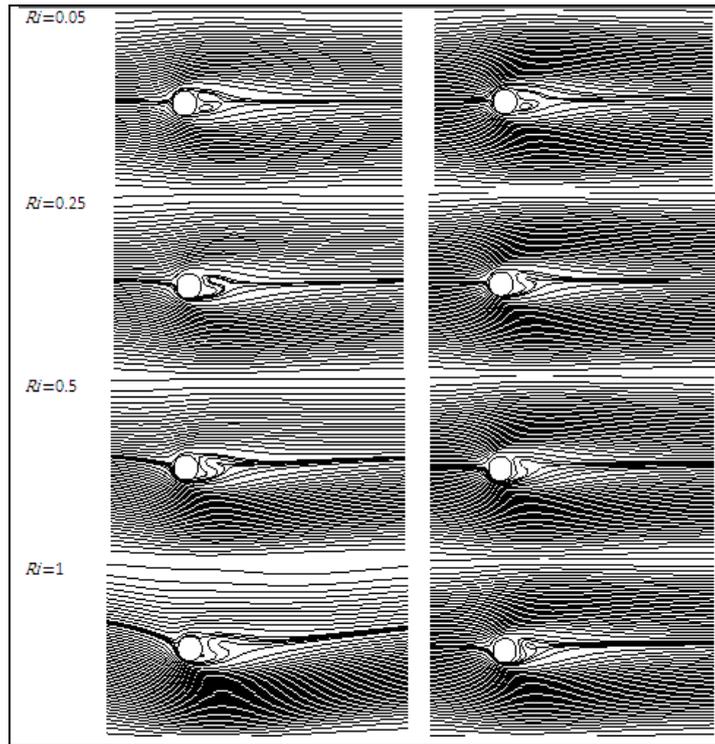


Figure 3: Lignes de courant pour $Re=25$; $Pr=0.7$ et $Pr=100$ a différent Ri .

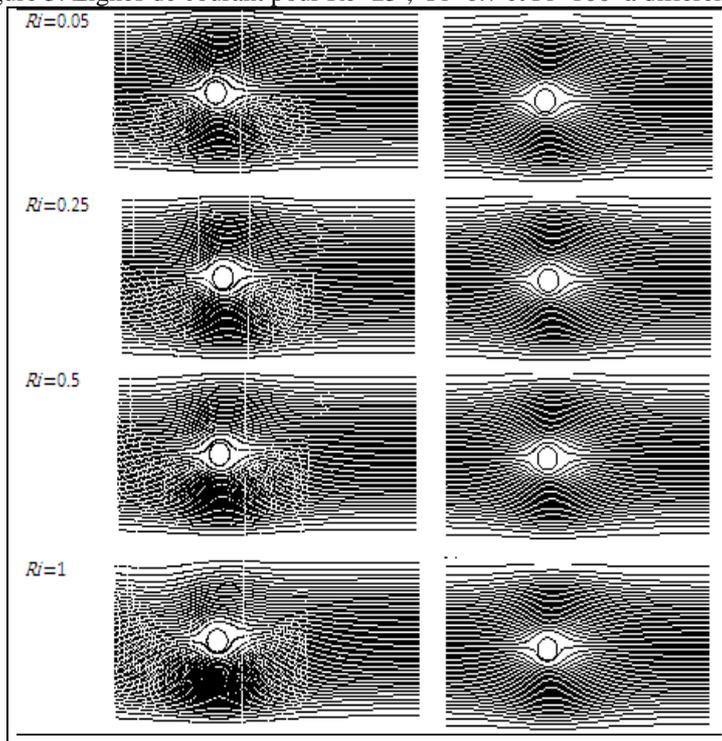


Figure 4: Lignes de courant pour $Re=1$; $Pr=0.7$ et $Pr=100$ a différent Ri .

5.2. Profils des isothermes et Nombre de Nusselt

Le champ de la température devient non seulement asymétrique avec l'introduction de la flottabilité, mais l'asymétrie augmente avec le nombre croissant de Ri (Figures 5). En outre, la flottabilité transversal influence l'écoulement sur la surface arrière beaucoup plus que sur l'autre surface du cylindre (si on considère que le cylindre a deux surface avant et arrière). Ils prouvent également que la surface avant a le nombre de Nusselt le plus élevé a cause de l'encombrement maximum des isothermes par rapport a l'autre surface du cylindre. La valeur calculée du nombre de Nusselt moyen augmente à mesure que le nombre de Pr est augmenté pour des valeurs de nombre de Re fixes (Figures 6). En outre, cette valeur du nombre de Nusselt moyen

augmente avec le nombre de Re croissant pour des valeurs fixes de nombre de Pr . Pour la gamme des conditions considérées ici, l'effet du nombre de Ri est négligeable.

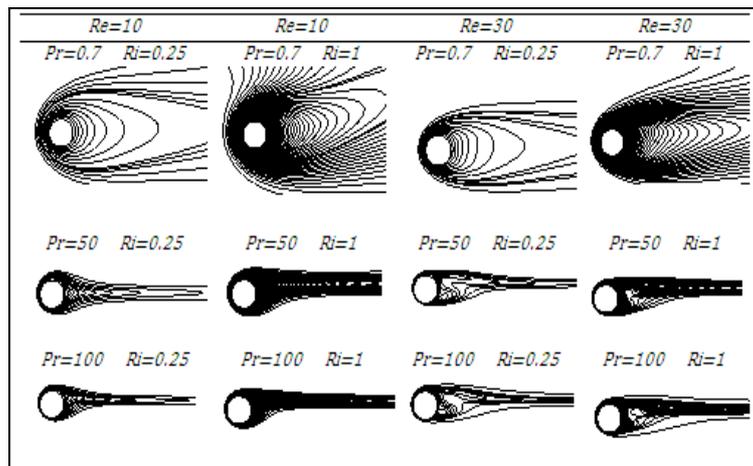


Figure 5. Profils des isothermes pour $Re=10$ et 30 ; $Pr=0.7, 50$ et 100 a $Ri=0.25$ et 1 .

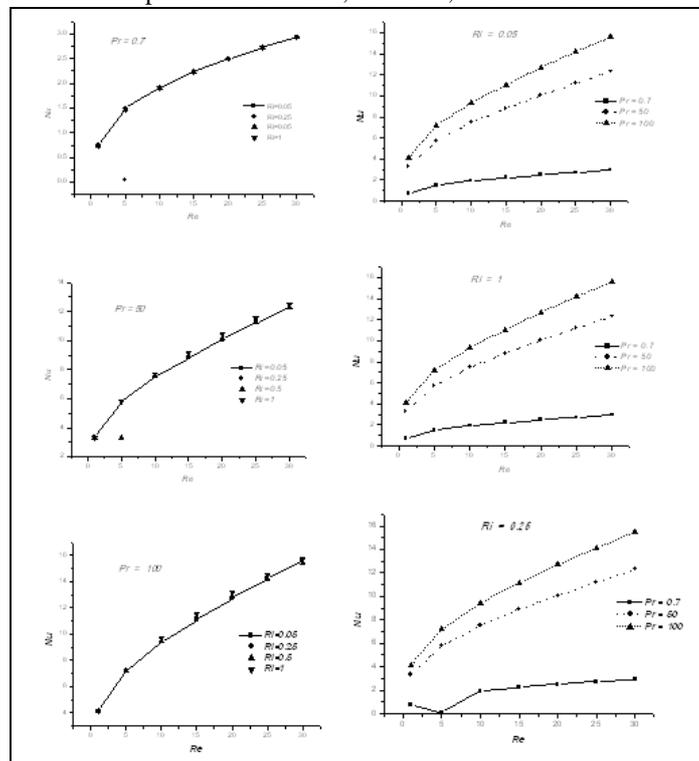


Figure 6. Variation du coefficient de Nusselt (Nu) en fonction de nombre de (Re) et de nombre de Prandtl (Pr) pour différent nombre de (Ri).

5.3. Coefficients de trainée et de portance

En général, il doit être noté que les valeurs de coefficient de trainée C_d sont plutôt moins sensibles aux valeurs de nombre de Ri et de nombre de Pr dans la gamme des conditions ci-dessus, tandis que les valeurs de coefficient de portance (C_l) sont plus sensibles aux nombres de Ri particulièrement aux valeurs basses du nombre de Pr (Figures 7). Vraisemblablement cela est dû au fait que à mesure que le nombre de Ri augmente graduellement de 0.05 (convection forcé pure) à 1 (convection mixte), de plus en plus le fluide descend vers le fond du cylindre (comme discuté précédemment), et comme conséquence une réduction significative de pression se produit au dessus du cylindre, donc le coefficient de portance diminue. Cet effet est plus prononcé au bas nombre de Pr puisqu'avec une augmentation de nombre de Pr l'épaisseur de la couche limite thermique diminue et par conséquent les forces de portance deviennent peu sensibles au nombre de Ri .

On le voit que le coefficient de trainée C_d est très élevé au bas nombre de $Re = 1$ et il diminue avec l'augmentent du Re , c'est parce qu'avec une augmentation de Re , la pression et les forces visqueuses diminuent

essentiellement en raison de la séparation de l'écoulement. La valeur de portance (Cl) différente de zéro, même pour le régime de l'écoulement transversal stationnaire est évidemment due à l'asymétrie pour $Ri \neq 0$ qui provoque les forces de cisaillement et de pression non équilibrées.

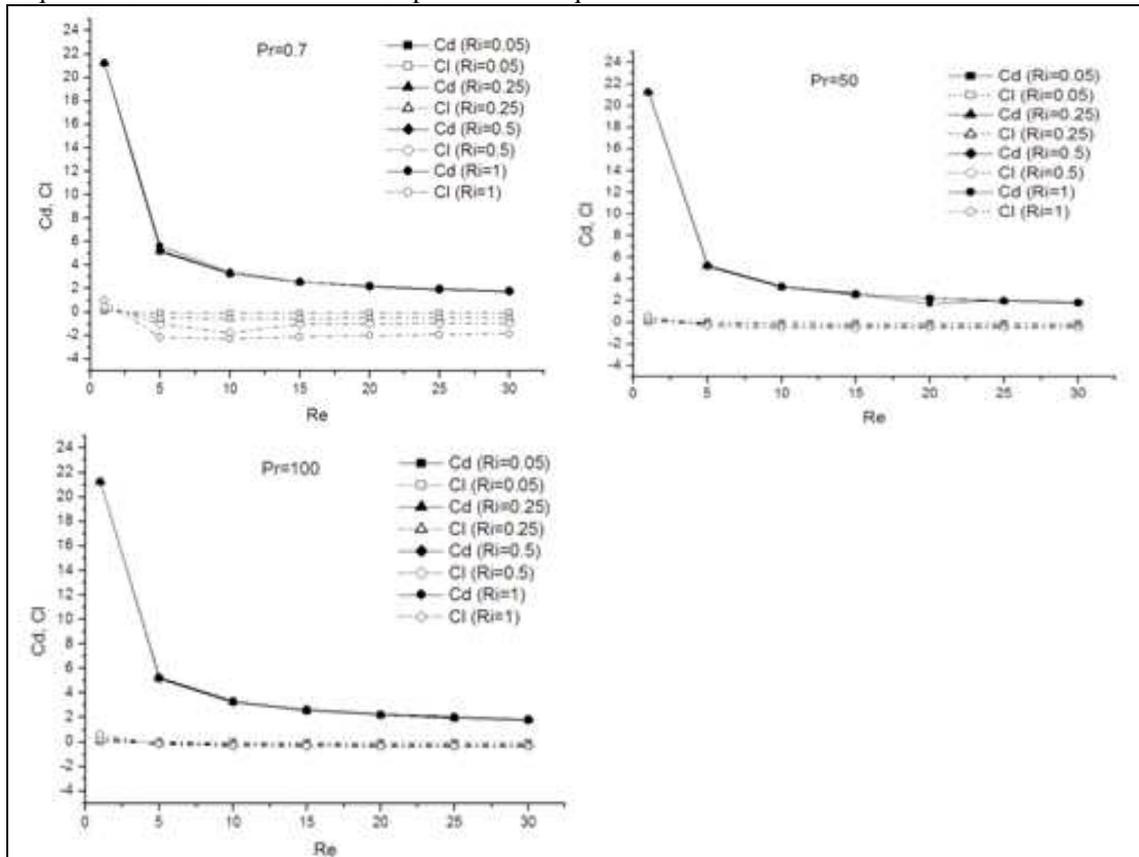


Figure 7: Variation du coefficient de traîné (C_d) et de portance (C_l) en fonction de nombre de (Re) et de nombre de Prandtl (Pr) pour différent nombre de Richardson (Ri).

6. Conclusion

Dans cette étude l'effet du nombre de Richardson ($0.05 < Ri < 1$), le nombre de Prandtl ($0.7 < Pr < 100$) et le rapport de blocage ($\beta = 1/8$) sur l'écoulement incompressible et le transfert de chaleur stationnaire bidimensionnels à travers un cylindre circulaire dans la configuration d'écoulement confiné. Les résultats de cette étude révèlent que la structure d'écoulement est parfaitement symétrique à $Ri=0.05$ pour tous les nombres de Re et Pr . Cependant, en présence de la flottabilité cette symétrie est disparue. Indépendamment de la valeur du nombre de Ri et de Pr , et à mesure que le nombre de Re est graduellement augmenté, la séparation des lignes de courant se produit, ce qui mène à la formation du sillage derrière le cylindre, cet effet devient plus accentué avec l'augmentation du nombre de Ri . L'asymétrie dans la structure de l'écoulement, dû à l'effet de la flottabilité.

Références

- [1] M.M. Zdravkovich, Flow around circular cylinders: Fundamentals, vol. 1, Oxford University Press, New York, 1997.
- [2] M.M. Zdravkovich, Flow around circular cylinders: Applications, vol. 2, Oxford University Press, New York, 2003
- [3] H.M. Badr, A theoretical study of laminar mixed convection from a horizontal cylinder in a cross stream. Original Research Article, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 26, Issue 5, May 1983, Pages 639-653
- [4] H. M. Badr, Laminar combined convection from a horizontal cylinder—Parallel and contra flow regimes Original Research Article, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 27, Issue 1, January 1984, Pages 15-27
- [5] Patrick H.Oosthuizen, David Naylor. An introduction to convective heat transfer analysis. WCB/Mc Graw-Hill. 1999.
- [6] Ioan I. Pop, Derek B. Ingham. Convective Heat Transfer: Mathematical and Computational Modelling of Viscous Fluids and Porous Media. Elsevier Science & Technology Books. 2001.
- [7] B. Farouk, S.I. Güçeri, Natural and mixed convection heat transfer around a horizontal cylinder within confining walls, Num. Heat Transf. Part A 5 (1982) 329–341.
- [8] Said Turki, Hassen Abbassi, Sassi Ben Nasrallah, Two-dimensional laminar fluid flow and heat transfer in a channel with a built-in heated square cylinder, International Journal of Thermal Sciences 42 (2003) 1105–1113

- [9] Ram Prakash Bharti, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Effect of blockage on heat transfer from a cylinder to power law liquids, *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 4729 – 4741
- [10] A.K. Dhiman, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Flow and heat transfer across a confined square cylinder in the steady flow regime: Effect of Peclet number, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 4598–4614
- [11] Amit Kumar Dhiman, Heat transfer to power-law dilatant fluids in a channel with a built-in square cylinder, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 1552–1563
- [12] A.K. Dhiman , R.P. Chhabra , V. Eswaran ,Steady mixed convection across a confined square cylinder, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 35 (2008) 47–55
- [13] Rame Prakash Bharti, Steady flow of incompressible power-law fluids across a circular cylinder: a numerical study, PhD thesis in chemical engineering, Indian Institute of Technology Kanpur 2006
- [14] Josef A Schetz, *Boundary layer analysis*, Prentice-Hall, Inc, A Simon and Schster Compahy, New Jersy 1993
- [15] Akhilesh K. Sahu, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Two-dimensional laminar flow of a power-law fluid across a confined square cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 165 (2010) 752–763
- [16] A.K. Dhiman, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Steady flow across a confined square cylinder: Effects of power-law index and blockage ratio, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 148 (2008) 141–150
- [17] Ram Prakash Bharti, R. P. Chhabra, V. Eswaran, Two-Dimensional Steady Poiseuille Flow of Power-Law Fluids across a Circular Cylinder in a Plane Confined Channel: Wall Effects and Drag Coefficients, *Ind. Eng. Chem. Res.* 2007, 46, 3820-3840.