

Transferts couplés de
chaleur et de masse lors
de l'évaporation d'un film
liquide dans un canal en
présence d'un cylindre
poreux

Introduction

Les résultats obtenus dans la partie précédente relative à l'écoulement autour d'un cylindre placé dans un canal horizontal ont été exploités pour améliorer l'évaporation par convection forcé d'un film d'eau ruisselant sur les parois d'un canal. Ce chapitre a pour objectif principal d'évaluer l'effet de l'introduction d'un cylindre carré poreux sur le transfert de chaleur et de masse. Plus précisément, cette étude examine l'influence des paramètres tels que le rapport de blocage, la position du cylindre, l'humidité relative de l'air ambiant, la température de l'air à l'entrée du canal, la densité de flux de chaleur imposée sur la paroi du canal et le nombre de Reynolds sur la performance de l'évaporation. Les résultats obtenus pour un cylindre poreux sont ensuite comparés à ceux obtenus pour un canal sans obstacle.

1- Position du Problème

La configuration géométrique ainsi que les dimensions du domaine étudié sont représentées sur la figure IV 1. Les parois du canal sont maintenues à un flux de chaleur constant $q = 350 \text{ W.m}^{-2}$. Le cylindre carré, d'une hauteur h , est placé dans le canal, avec une hauteur H , comme indiqué sur la figure. La face amont du cylindre carré est située à une distance $L_u = 30h$ de l'entrée, tandis que le canal a une longueur égale à $50h$. La position du cylindre est définie par la distance d'écartement $\gamma = 2d / (H-h)$ où d est la distance entre la surface du cylindre et la paroi inférieure. Comme $\gamma = 1$, le cylindre poreux est placé symétriquement au milieu du canal. A l'entrée, un flux laminaire d'air humide ($Hr_0 = 20\%$) pénètre avec une vitesse uniforme U_0 , une température T_0 , une fraction massique C_0 et une pression constante P_0 .

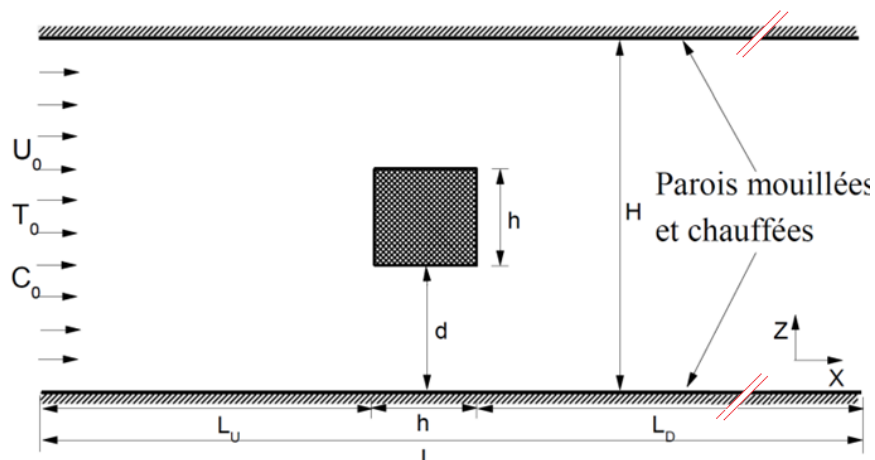


Figure IV.1 : Configuration géométrique étudié.

L'écoulement est supposé laminaire, incompressible et bidimensionnel (x,z). Le fluide est visqueux et Newtonien. L'effet de la gravité est négligé. Les propriétés thermo-physiques du fluide sont considérées constantes dans la gamme des conditions d'étude. En tenant compte de ces hypothèses, les équations adimensionnelles régissant l'écoulement, s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{\varepsilon^2} \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{W}{\varepsilon^2} \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} - \frac{U}{\text{Re} \cdot \text{Da}} + \frac{C_f}{\sqrt{\text{Da}}} \sqrt{U^2 + W^2} U + \frac{1}{\varepsilon \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{U}{\varepsilon^2} \frac{\partial W}{\partial X} + \frac{W}{\varepsilon^2} \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} - \frac{W}{\text{Re} \cdot \text{Da}} + \frac{C_f}{\sqrt{\text{Da}}} \sqrt{U^2 + W^2} W + \frac{1}{\varepsilon \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{U}{\varepsilon} \frac{\partial T}{\partial X} + \frac{W}{\varepsilon} \frac{\partial T}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \right) \quad (4)$$

Les variables adimensionnelles apparaissant dans les équations ci-dessus sont le nombre de Reynolds; le nombre de Prandtl = 0,71; le nombre de Schmidt = 0,69 et le nombre de Darcy $\text{Da} = \frac{K}{h^2}$; ce dernier nombre sans dimension est le plus couramment utilisé pour un canal horizontal chauffé. Les coefficients de Forchheimer et de perméabilité sont définis comme Ergun [141]:

$$C_f = \frac{1.75}{150\varepsilon^2}; K = \frac{h^2 \varepsilon^2}{150(1-\varepsilon)^2}$$

$$\begin{cases} \varepsilon = 1, C_f = 0 & \text{domaine fluide} \\ 0 < \varepsilon < 1, C_f = \frac{1.75}{150\varepsilon^2} & \text{à l'intérieur du cylindre poreux} \end{cases}$$

Conditions aux limites :

Nous avons considéré les conditions aux limites suivantes:

$$\text{A l'entrée du canal (x=0) : } U = U_0 \quad W = 0 \quad T = T_0 \quad \text{Hr} = \text{Hr}_0 \quad C = C_0$$

$$C_0 = \left(\frac{M_v P_v}{M_v P_v + M_a (P_g - P_v)} \right)$$

Avec $P_v = P_{vs} \cdot H_r$; est la pression de vapeur d'équilibre à la température considérée, qui est donnée comme:

$$P_{vs} = 10^{\left[\frac{17.443 - \frac{279.5}{\theta_0} - 3.868 \times \log(\theta_0)}{\theta_0} \right]}$$

A la sortie du canal ($x=L$): $\frac{\partial U}{\partial X} = 0, \frac{\partial W}{\partial Z} = 0, \frac{\partial T}{\partial X} = 0$

Aux parois du canal ($z=0$ et $z=H$): $U=0 \quad W=\pm V_e$

$$q = -\frac{\partial T}{\partial Z} + \rho L_v V_e U_0 \quad C_w = \left(\frac{M_v P_{vs}}{M_v P_{vs} + M_a (P_g - P_{vs})} \right)$$

En supposant que la paroi est perméable seulement pour la vapeur d'eau, ce qui signifie que la solubilité de l'air dans l'eau est négligeable, où la vitesse transversale adimensionnelle à la paroi est définie comme Burmeister [25]:

$$V_e = -\frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Sc}} \frac{C_w - C_0}{1 - C_w} \left(\frac{\partial C}{\partial Z} \right)_{Z=H; Z=0}$$

Paramètres de transfert de chaleur et de masse

Le transport d'énergie de la paroi du canal mouillé à l'air humide dépend du gradient de température dans la paroi proche et des vitesses de transfert de masse entre le film d'eau et l'air. Le flux de chaleur total de la paroi est la somme du flux de chaleur sensible et du flux de chaleur latente. Le flux de chaleur peut alors être exprimé comme :

$$q = q_s + q_L = -\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} + \rho L_v V_e$$

Par conséquent, les nombres de Nusselt le long de la paroi sont définis comme:

$$\text{Nu}_s = \frac{q_s D_h}{\lambda (T_w - T_b)}; \text{Nu}_L = \frac{q_L D_h}{\lambda (T_w - T_b)}$$

Le nombre de Sherwood qui caractérise le transfert de masse à la paroi est exprimé comme suit:

$$\text{Sh} = \frac{\dot{m} D_h (1 - C_w)}{\rho D_v (C_w - C_b)}$$

où l'indice b désigne les quantités moyenne. La température T_b et la fraction massique C_b sont définies respectivement comme suit:

$$T_b = \frac{\int_0^H UTdY}{\int_0^H UdY}; C_b = \frac{\int_0^H UCdY}{\int_0^H UdY}$$

2- Influence du nombre de Reynolds

Il est évident qu'une augmentation du nombre de Reynolds engendre une augmentation de la vitesse d'écoulement. Mais en réalité, la variation du nombre de Reynolds s'accompagne de plusieurs effets. Afin d'étudier ces phénomènes, nous avons effectué une série de simulations pour une humidité fixe, $H_r=20\%$, température à l'entrée fixe, $T_e=25\text{ C}^\circ$ et un nombre de Reynolds variant de 10 à 100.

2.1- Structure de l'écoulement

Les lignes de courant et les champs de vorticité sont représentés sur la figure IV.2. Pour un nombre de Reynolds compris entre $10 \leq Re < 65$, les écoulements sont symétriques par rapport à l'axe central de l'écoulement et caractérisés également par l'apparition de zones de recirculation contrarotatives attachées au cylindre. En effet, pour cette gamme de nombre de Reynolds les forces d'inertie augmentent et par conséquent, la couche limite n'est plus collée au cylindre, ce qui provoque une augmentation des efforts de traînée. L'augmentation de la vitesse d'injection de l'air ($Re=20, 40$ et 60), conduit à une croissance considérable de la taille et de l'angle de décollement de la zone de recirculation. La présence d'un cylindre poreux rétrécit la section de passage et donc l'écoulement accélère dans cet endroit. Pour cette raison, nous avons remarqué que les contours des isothermes sont serrés près des parois et espacés proche du cylindre poreux, ce qui signifie que le gradient thermique est important dans cette zone. Pour $65 < Re < 100$, l'écoulement devient instationnaire et le décollement augmente. Les couples de zone contrarotatives perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre poreux périodiquement pendant que d'autres se forment et sont entraînés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de Von-Karman. Cette instabilité est caractérisée par une périodicité fortement prononcée. On remarque que la fréquence de ces lâchers tourbillonnaires augmente avec le nombre de Reynolds.

Le point de rattachement est défini dans cette étude par le point de l'axe central du sillage dont la vitesse longitudinale est nulle. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre poreux avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

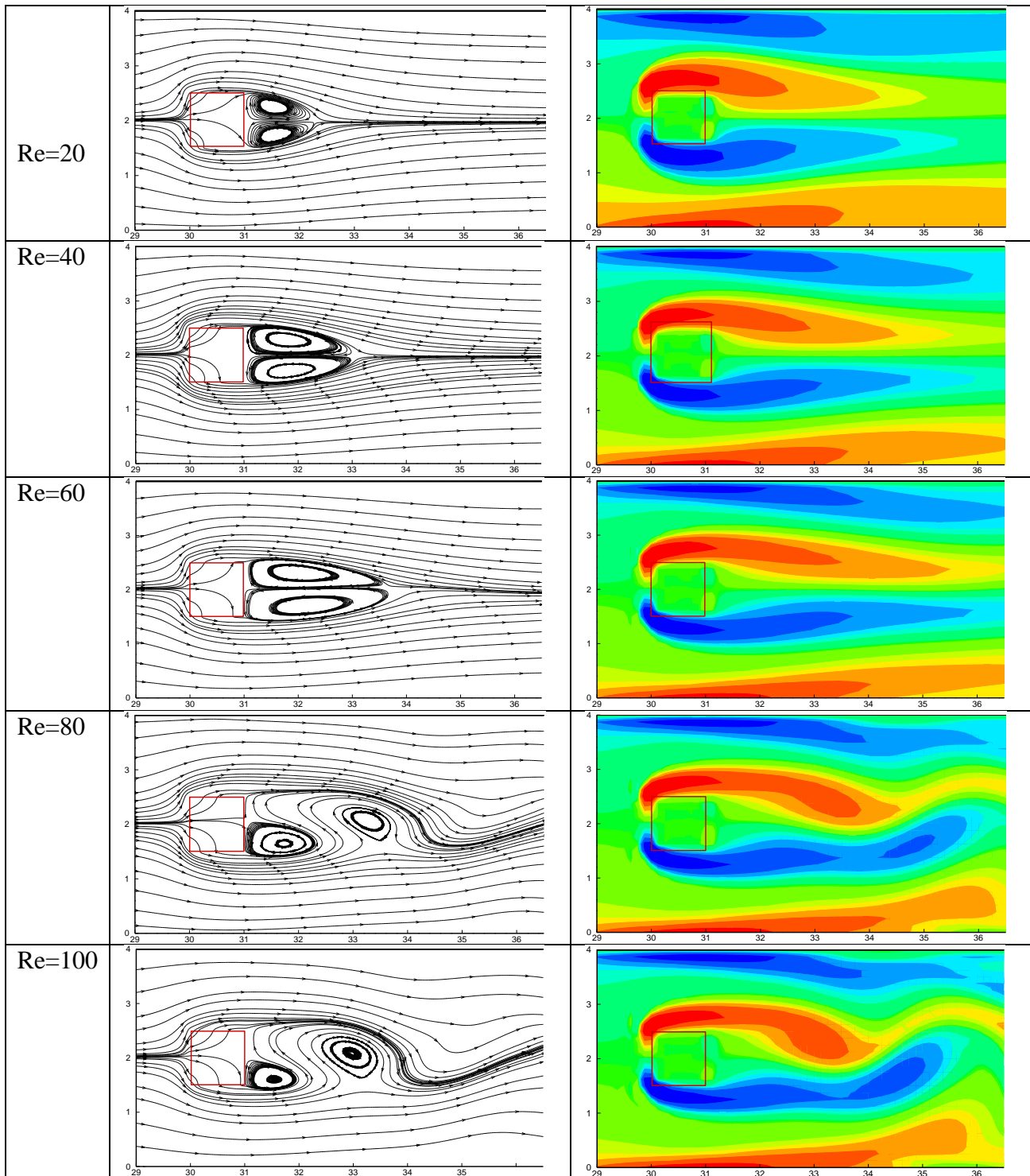


Figure IV.2 : lignes de courant et Champs de vorticité.

2.2- Champs de température, fraction massique et vitesse

Afin d'analyser le comportement de l'écoulement, nous avons tracé le profil vertical de la vitesse horizontale à quatre positions axiales arbitrairement choisies ($X=10h$, $X=30.5h$, $X=40h$, $X=45h$). Dans le premier tiers du canal, cette vitesse évolue et commence à se rapprocher d'un profil parabolique, comme le montre la figure IV.3. Le maximum de la vitesse diminue progressivement et le profil de vitesse perd sa symétrie, à l'approche du cylindre poreux. À la sortie du canal, le profil de vitesse retrouve sa forme parabolique et se rapproche d'un profil de Poiseuille : il est maximal au centre du canal et nul sur les parois.

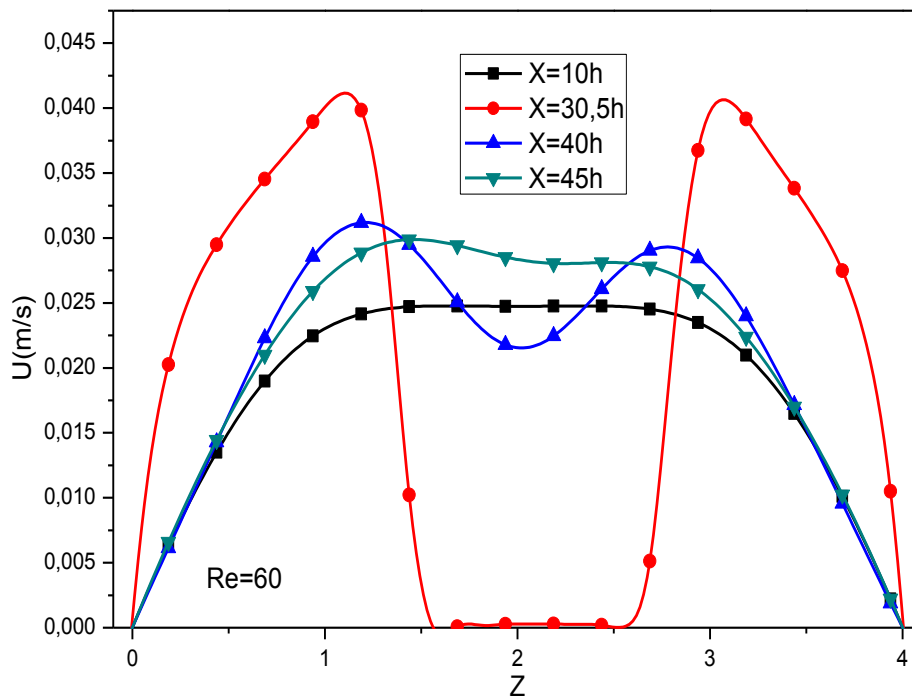


Figure IV.3 : Composante de vitesse U en fonction de z, pour différentes valeurs de x.

La distribution de la vitesse passant par le centre du cylindre poreux est illustrée dans la figure IV.4 qui met en évidence la présence du milieu poreux. Nous remarquons une accélération de la vitesse dans l'espace compris entre la paroi et l'obstacle. Ceci est dû à la diminution de la section de passage du fluide, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse. La vitesse augmente considérablement avec l'augmentation du nombre de Reynolds en aval du cylindre poreux.

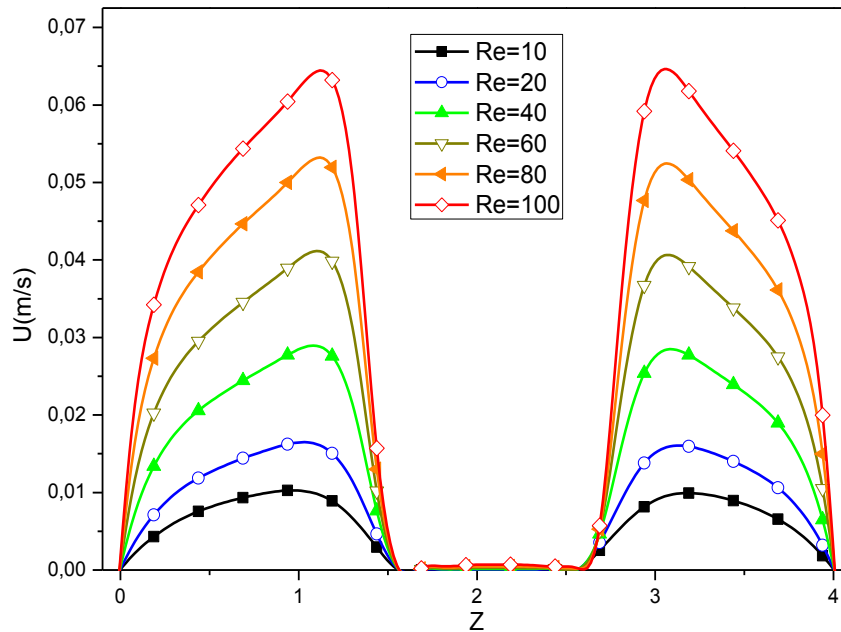
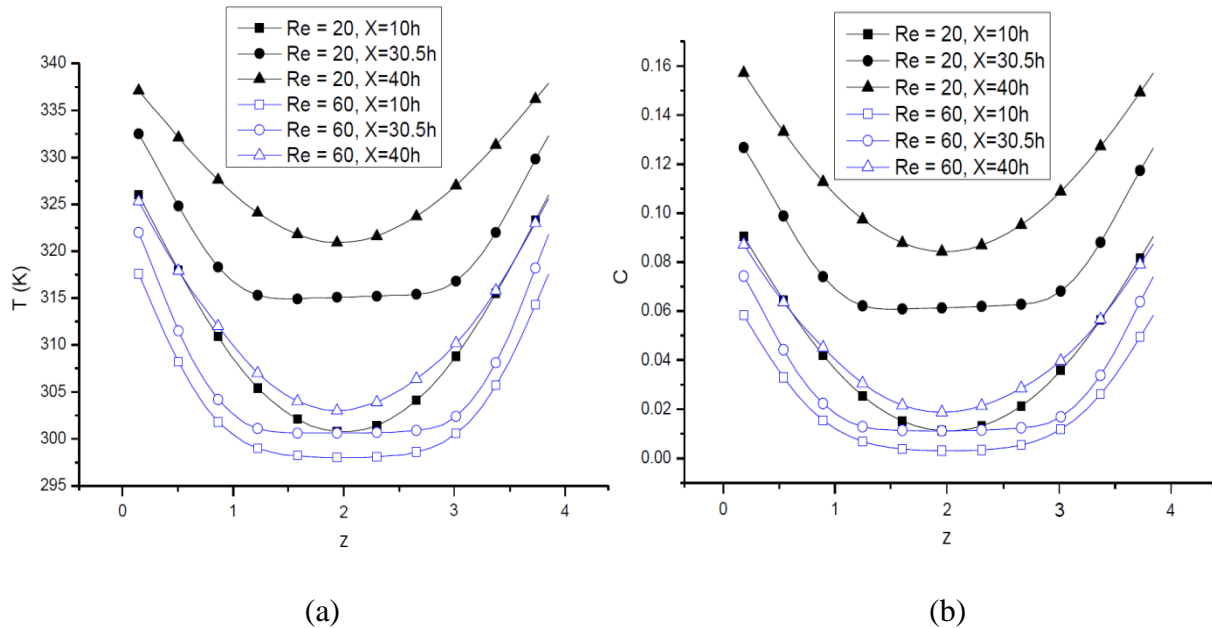


Figure IV.4: Composante de vitesse U en fonction de z , pour $X=30.5$ en fonction du nombre de Reynolds.

Dans ce paragraphe nous étudions les profils de température et de concentration dimensionnelles tout le long du canal pour deux valeurs du nombre de Reynolds Re égale à 20 et 60. Aux premières observations de la figure IV.5, nous avons remarqué que la distribution de température a un profil très semblable à celui de la fraction massique puisque le nombre de Prandtl et le nombre de Schmidt sont très proches. Le profil de température est parabolique : la température maximale est atteinte au niveau des parois. Pour $Re=20$, l'écart de température entre le centre et la paroi est égal à 25.2 C° à $X=10$ h. Tout en se rapprochant de l'obstacle, le profil perd sa forme parabolique et cet écart diminue et atteint une valeur minimale égale 17.3 C° pour $X=30.5$ h. Par ailleurs, comme X augmentent, les températures à la paroi deviennent plus intenses. Cette amélioration entraîne une augmentation du gradient de température le long de la paroi froide, essentiellement à la sortie du canal. Lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, cette croissance est d'autant plus faible que le nombre de Reynolds est élevé et par conséquent le transfert de chaleur par mode sensible diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

S'agissant de la fraction massique, les résultats obtenus sont similaires à la température. Le profil de concentration est parabolique loin de l'obstacle (Figure IV.5). L'écart de concentration entre le centre et la paroi atteint une valeur minimale égale à $6.5 \cdot 10^{-2}$. En outre,

en faisant varier le nombre de Reynolds, cette courbe montre que la fraction massique diminue régulièrement avec l'accroissement du nombre de Reynolds. En effet, une augmentation de la vitesse de l'écoulement à l'entrée du canal défavorise le contact du fluide avec la paroi chauffée, ce qui diminue le transfert.



(b) Figure IV.5 : Profils de la température (a) et de la concentration (b)

2.3- Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Sur la figure IV.6, on a représenté les effets du nombre de Reynolds sur les transferts de chaleur et de matière. Ces courbes illustrent la variation des nombres de Nusselt et de Sherwood locaux relatifs aux échanges entre la paroi chauffée et l'écoulement en fonction de l'axe des abscisses X , pour $Re = 20$ et $Re = 100$. Le transfert de chaleur par mode sensible entre l'écoulement d'air et les parois du canal est représenté par le nombre de Nusselt sensible Nu_s (fig IV.6 .a). Comme pour le nombre de Nusselt sensible le nombre de Nusselt latent est plus important à l'entrée du canal puisque les gradients de fraction massique entre la paroi et son voisinage y sont plus importants. Au fur et à mesure que l'écoulement avance dans le canal, cet écart se réduit et donc les nombres de Nusselt sensible et latent locaux prennent des valeurs plus faibles. L'analyse des nombres de Nusselt sensible se retrouve également pour la

figure IV.6.c où nous avons représenté le nombre de Sherwood qui caractérise les transferts de masse pour différents nombres de Reynolds.

Sans cylindre poreux, les nombres de Nusselt sensibles et de Sherwood diminuent de façon monotone. Au voisinage de l'entrée les nombres de Nusselt sensible et de Sherwood prennent des valeurs importantes alors qu'il demeure presque constant dans le reste du domaine. En effet, le long de la paroi, l'air se chauffe et donc, en se rapprochant de la sortie les gradients de température et de fraction massique sont moins importants qu'à l'entrée. Ce dernier résultat est en accord avec celui obtenu expérimentalement par Jiang et al. [113].

Pour un nombre de Reynolds $Re = 20$ avec la présence du cylindre poreux, le nombre de Nusselt sensible augmente immédiatement après l'emplacement du cylindre carré poreux jusqu'à ce qu'il atteigne une valeur maximale. Cette valeur maximale des nombres de Nusselt correspond au point de rattachement après le cylindre carré. Puis, le nombre de Nusselt sensible diminue et tend vers sa valeur correspondant à l'absence de l'obstacle. Ce pic sur l'évolution du nombre de Nusselt sensible est dû à l'accélération de l'écoulement de fluide qui génère une augmentation du transfert par convection. Dans ce cas où l'écoulement est stable, la présence de l'obstacle entraîne un seul pic au voisinage du cylindre carré, il s'accompagne donc d'une lente amélioration des transferts massique et thermique par mode sensible. Au contraire, à $Re = 100$, l'effet de la présence du cylindre carré poreux est plus important, puisque le sillage de l'écoulement devient instable. Les évolutions des nombres de Nusselt sensible et latent sont bien plus perturbées, des crêtes et pics secondaires se produisent en aval du cylindre. Il est d'ailleurs intéressant de noter que le nombre de Nusselt latent est plus important que le sensible, par conséquent, le transfert de chaleur par mode latent est prédominant et il diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal en présence d'un cylindre poreux

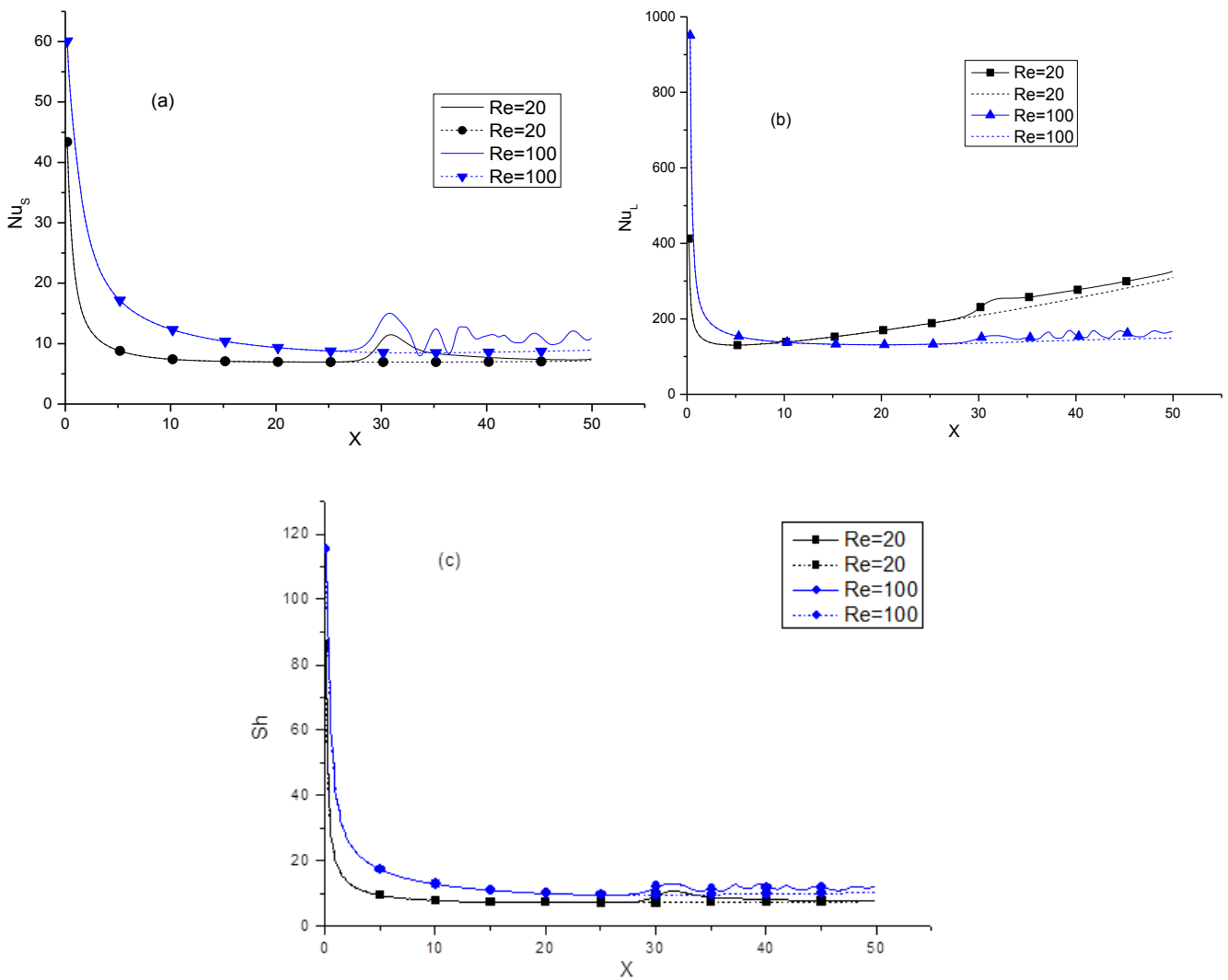


Figure IV.6: Evolution des nombres de Nusselt et de Sherwood locaux le long de la paroi : (a) chaleur sensible ; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood. ligne continue : canal avec un cylindre ; ligne discontinue : canal sans obstacle.

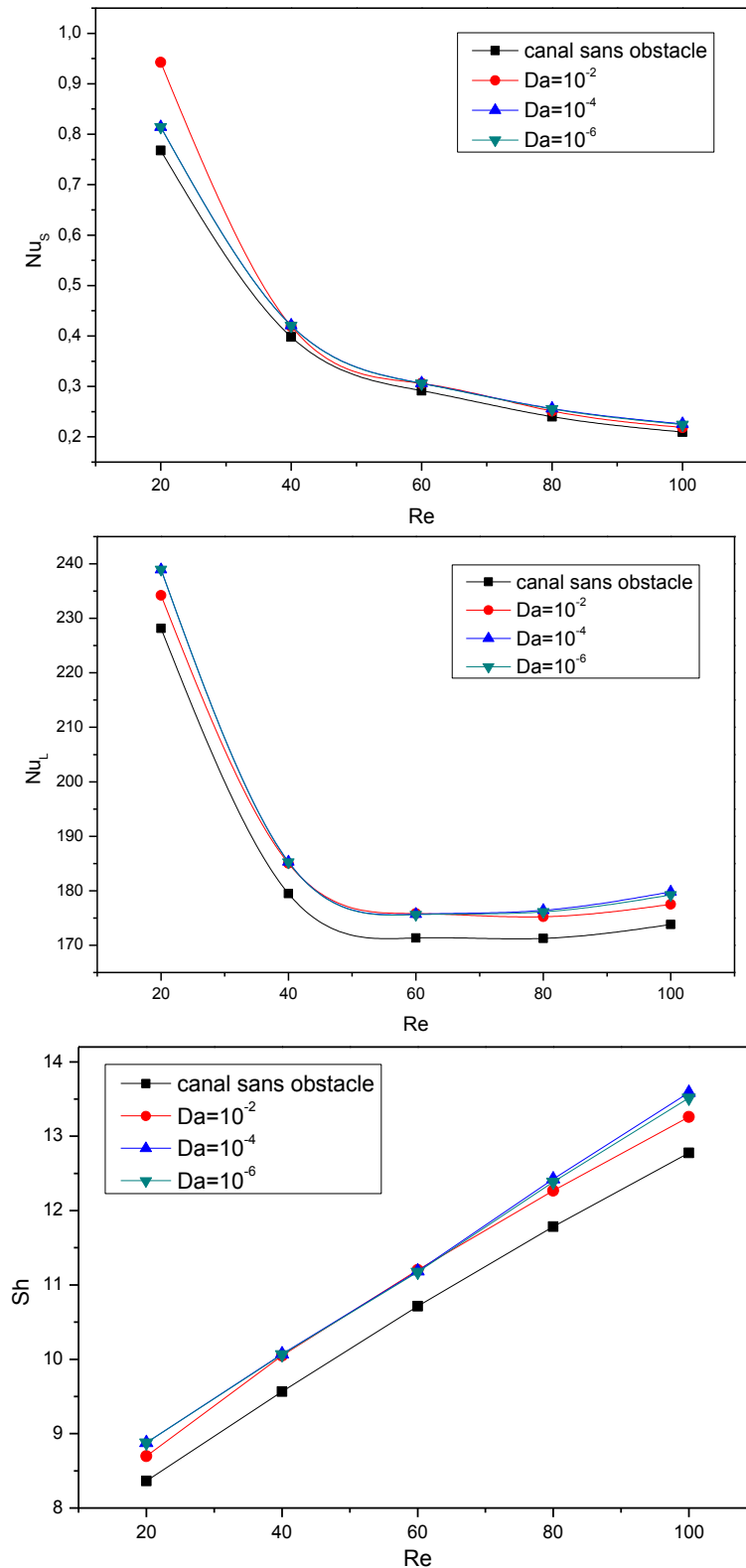


Figure IV.7 : Evolution des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens : (a) chaleur sensible ; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood pour différentes valeurs du nombre de Darcy.

Les évolutions des nombre de Nusselt sensible et latent moyens et du nombre de Sherwood moyen le long de la paroi du canal en fonction du nombre de Reynolds sont représentés respectivement sur les figures IV .7 (a), (b) pour différentes valeurs du nombre de Darcy. En général, une diminution du nombre de Reynolds engendre une augmentation des nombres de Nusselt sensible et latent. La comparaison des valeurs obtenues pour les nombres de Nusselt sensible et latent nous montre une prédominance du transfert par mode latent. De plus, les nombres de Nusselt sensible et latent pour un canal avec un cylindre carré poreux sont beaucoup plus importants que ceux obtenus avec un canal sans obstacle. Ceci est dû au fait que pour les nombres de Reynolds faibles, les lignes de courant sont parallèle à l'axe longitudinal du canal.

L'influence du nombre de Darcy sur le nombre de Nusselt sensible n'est pas significative pour $Re > 40$. En effet, le nombre de Nusselt sensible dépend essentiellement du gradient de température entre la paroi et le fluide environnant. Un examen plus attentif sur la figure 1.7 b montre que pour un nombre de Reynolds inférieur à 40, le nombre de Nusselt latent pour un nombre de Darcy égal à 10^{-4} reste inférieur à ceux obtenus pour le nombre de Darcy égal à 10^{-6} . Dans la zone de transition vers le régime instationnaire, cas où les nombres de Reynolds varient entre 40 et 60, les courbes sont confondues indépendamment du nombre de Darcy. Dans la région instationnaire où les nombres de Reynolds sont supérieurs à 60, les nombres de Nusselt latent et de Sherwood pour un nombre de Darcy égale à 10^{-4} atteignent des valeurs supérieures à ceux pour un nombre de Darcy de 10^{-6} et pour un cylindre imperméable. Ce type de comportement a été également mentionné dans l'étude du coefficient de traînée par Noymer et al. [152] pour le cas d'un cylindre poreux circulaire et S. Dhinakaran [44] pour le cas d'un cylindre perméable carré. Il est intéressant de noter que le taux de transfert de masse augmente de façon monotone avec le nombre de Reynolds.

À partir des résultats précédents, la présence du cylindre poreux augmente les transferts de chaleur et de masse. Nous avons étudié cette augmentation en fonction des nombres de Reynolds et de Darcy. Pour cette étude, nous avons pris pour référence les valeurs des nombres de Nusselt sensible et latent moyens et le nombre de Sherwood moyen obtenu pour un canal sans cylindre carré poreux.

La figure IV.8 montre que les transferts de chaleur et de masse sont moins importants pour un nombre de Reynolds égal à 60. Nous notons également que l'amélioration du transfert de chaleur est plus importante au faible nombre de Reynolds alors qu'elle augmente légèrement

pour les nombre de Reynolds supérieurs à 60. Par exemple, pour $Da=10^{-2}$, la valeur du nombre de Nusselt sensible progresse, passant de 4 à 26, alors qu'elle est entre 5 et 8 pour $Da=10^{-6}$.

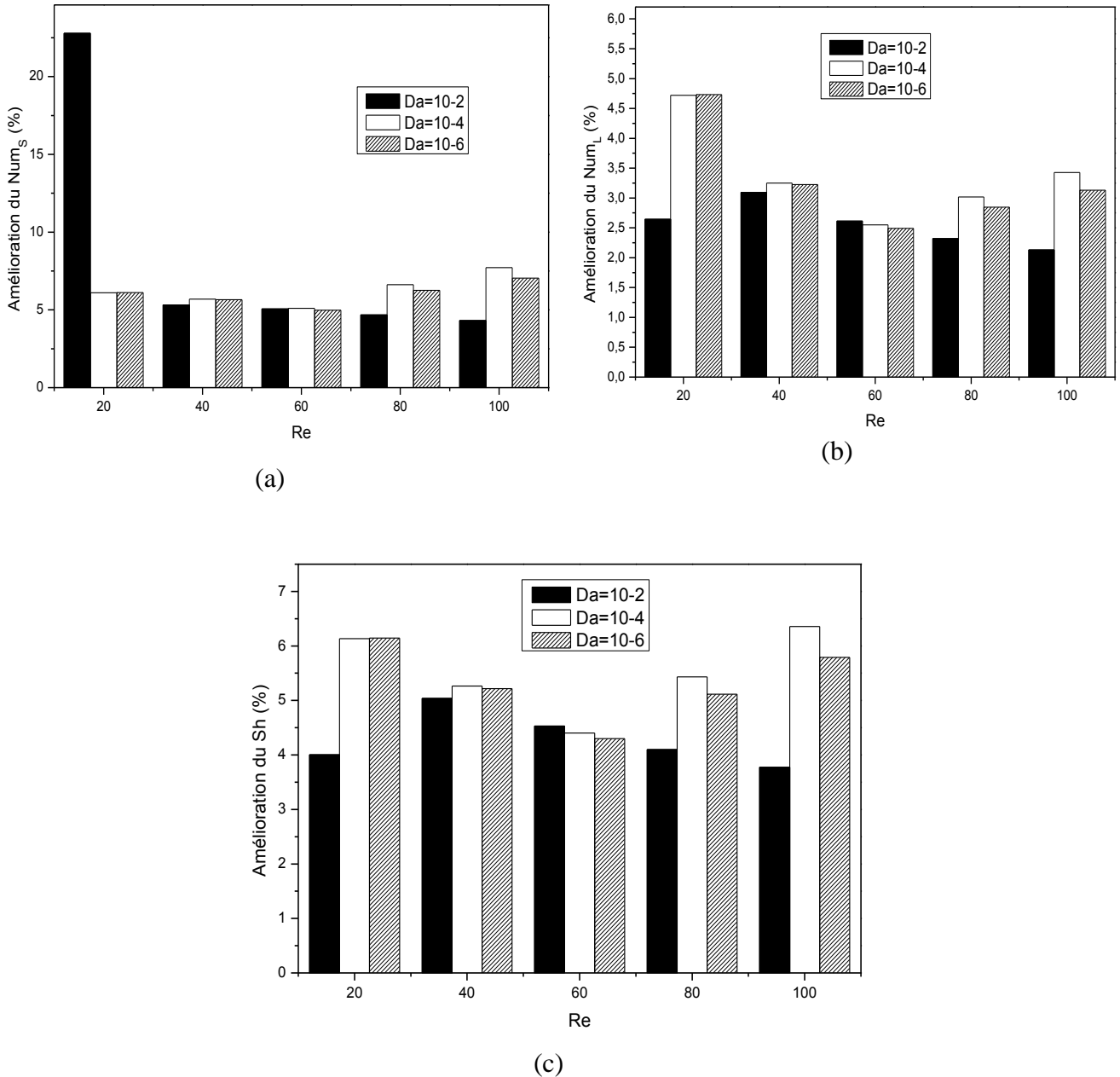


Figure IV.8 : Taux d'amélioration des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens en fonction du nombre de Reynolds : (a) chaleur sensible ; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood pour différentes valeurs du nombre de Darcy.

3- Effet de la densité de flux de chaleur

Dans cette section, l'effet de la densité du flux de chaleur imposé le long de la paroi du canal est étudié. Nous allons suivre la même démarche que pour le nombre de Reynolds : nombre de Reynolds fixe, $Re=20$ et la densité du flux de chaleur variant de $Q=50 \text{ w.m}^{-2}$ à $Q=400 \text{ w.m}^{-2}$.

3.1- Champs de température, fraction massique et vitesse

La figure IV.9 présente les profils de la vitesse horizontale pour différentes sections du canal et pour deux densités de flux de chaleur $Q=50 \text{ w.m}^{-2}$ et $Q=150 \text{ w.m}^{-2}$. La distribution de la vitesse U en amont du cylindre poreux est parabolique ($X=10h$), U atteint sa valeur maximale au milieu du canal. Au voisinage du cylindre poreux ($X=30.5h$), nous remarquons une accélération de la vitesse dans l'espace compris entre la paroi et l'obstacle. Ceci est dû à la diminution de la section de passage du fluide, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse. Le profil de la vitesse U en aval du cylindre poreux ($X=40h$), commence à retrouver sa forme parabolique. L'augmentation de la densité du flux de chaleur imposé à la paroi favorise l'accélération de l'écoulement. Cependant, cette augmentation n'affecte pas la structure de l'écoulement. Les lignes de courant sont toujours parallèles aux parois du canal.

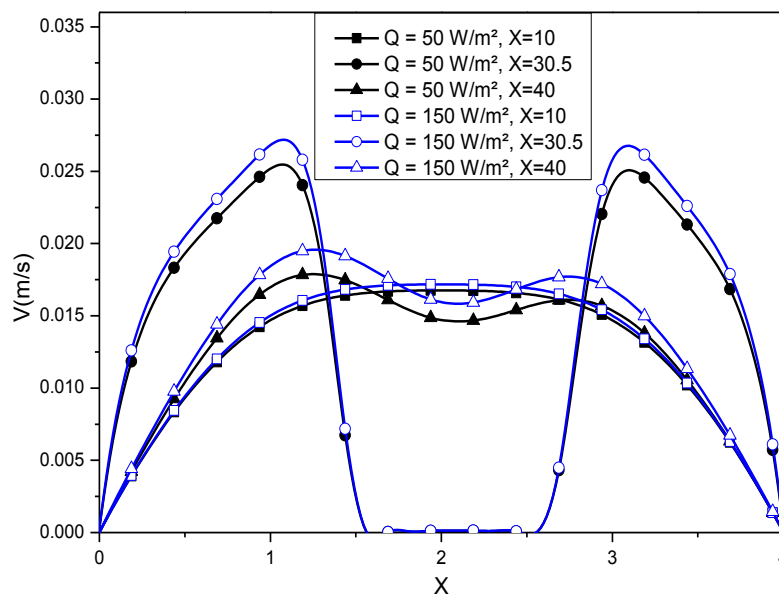


Figure IV.9 : composante de vitesse horizontale U en fonction de z , pour différentes valeurs de densités de flux de chaleur.

Nous avons tracé sur la figure IV.10, l'évolution de la température et de la fraction massique pour trois positions axiales $x=10 \text{ h}$, $x=30.5 \text{ h}$ et $x=40 \text{ h}$. Comme nous l'avons signalé

précédemment, nous pouvons voir que les profils de température et de la fraction massique sont similaires. En effet, les nombres de Schmidt et de Prandtl pour l'air sont très proches. Les profils paraboliques le long du canal deviennent aplatis au voisinage du milieu poreux. L'augmentation de la densité de flux de chaleur imposé à la paroi engendre une augmentation considérable de la température.

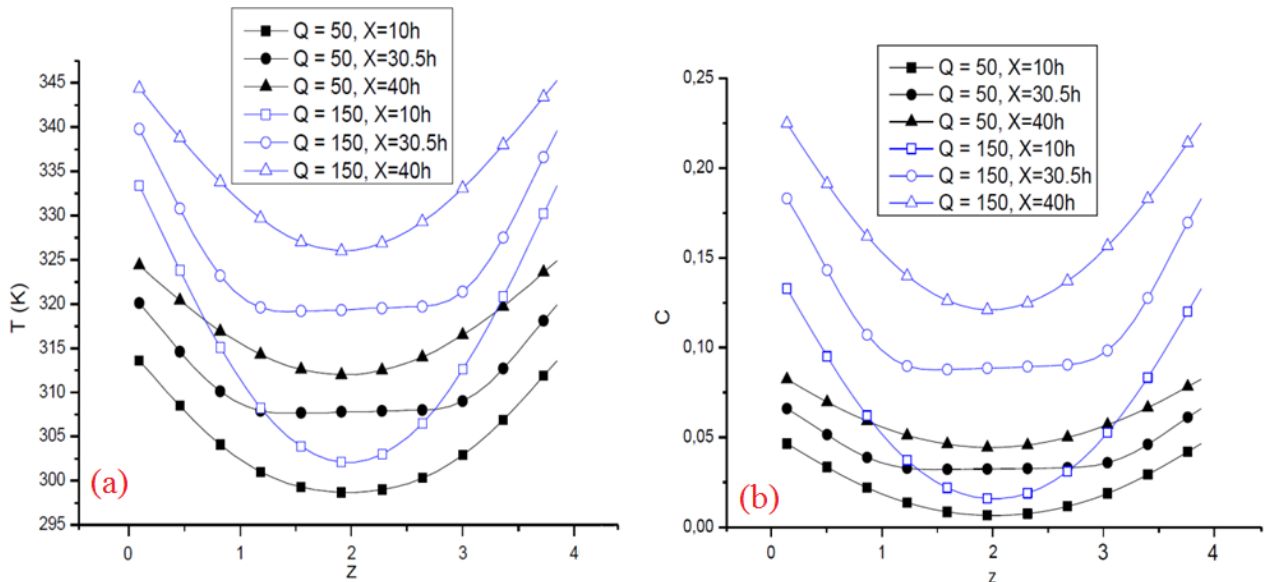


Figure IV.10 : Profils de la température (a) et de la concentration (b) pour différentes valeurs de densités de flux de chaleur Q ($w.m^{-2}$).

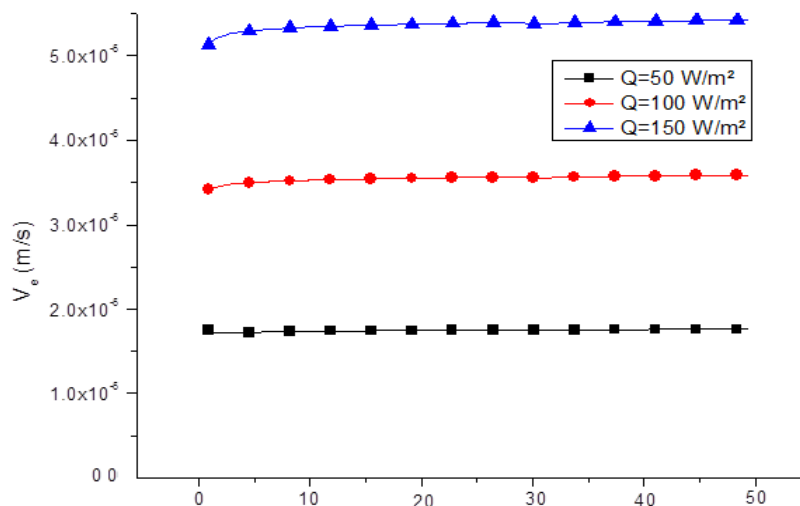


Figure IV.11 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi.

La figure IV.10.b montre que l'augmentation de la densité de flux de chaleur imposé à la paroi qui est considérée à la pression de vapeur saturante engendre une augmentation de la fraction

massique à la paroi. Cette augmentation de la fraction massique à la paroi s'accompagne d'une augmentation de l'écart entre la fraction massique à l'entrée et la fraction massique à la paroi. Cela se retrouve sur la figure IV.11 qui illustre les variations de la vitesse d'évaporation du film ruisselant le long de la paroi chauffée, nous observons essentiellement que l'augmentation du gradient de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage engendre également une augmentation de la vitesse d'évaporation.

3.2- Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Dans le but d'analyser l'influence de la variation de la densité de flux de chaleur sur les échanges thermiques et massiques, nous avons tracé l'évolution du nombre de Nusselt sensible ainsi que celle du nombre de Sherwood en fonction de l'abscisse x .

La figure IV.12 représente l'évolution du nombre de Nusselt pour un faible flux imposé révèle essentiellement à l'entrée l'existence d'une zone où l'on observe un refroidissement de la paroi. Certaines valeurs du nombre de Nusselt sensible sont négatives, ce résultat que nous avons obtenu a été auparavant obtenu par X.Chesneau et al. [153]. En effet, nous avons noté une diminution brusque de la valeur du nombre de Nusselt sensible dans la région après $X = 0.9h$, pour $Q=50 \text{ w.m}^{-2}$, jusqu'à ce que la zone à valeurs négatives se termine par une augmentation rapide pour atteindre une valeur maximale, puis diminue jusqu'à tendre asymptotiquement vers une valeur constante à la sortie du canal. Cette évolution est induite par l'effet de l'évaporation à la paroi mouillée et la variation de température du mélange de vapeur d'eau et d'air le long du canal.

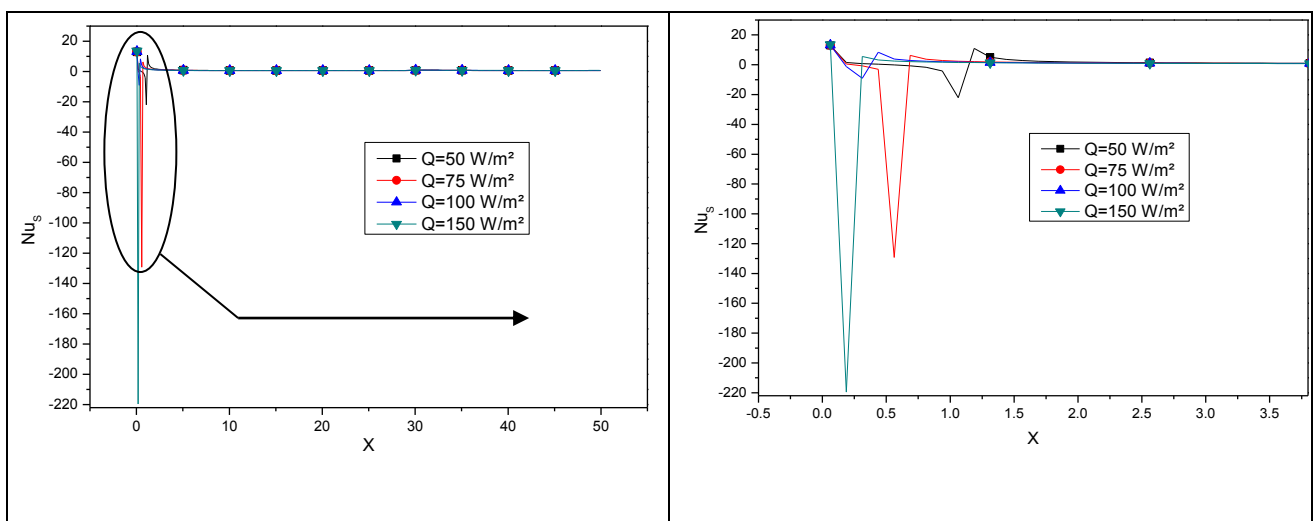


Figure IV.12 : Evolution du nombre de Nusselt sensible le long de la paroi pour de faibles densités de flux de chaleur.

Ce phénomène est directement lié à la différence entre la température moyenne de l'écoulement et la température de la paroi chauffée. En rappelant l'expression $Nu_s = \frac{D_h Q_s}{\lambda(T_{paroi} - T_m)}$, On voit donc bien que Nu_s est négatif pour $T_{paroi} - T_m < 0$. De même, Nu_s admet une asymptote verticale pour $T_{paroi} = T_m$ d'équation $X = 1h$. Cependant, plus la densité de flux de chaleur imposé à la paroi est importante, plus cette zone de refroidissement est rétrécie jusqu'à disparaître pour les $Q \geq 200 \text{ w.m}^{-2}$.

Nous avons tracé sur les figures IV.13 qui illustrent les évolutions pour différentes densités de flux de chaleur du nombre de Nusselt sensible et du nombre de Sherwood. Le nombre de Nusselt exprime l'évolution du rapport du flux convectif et conductif le long de la paroi. Les transferts convectifs sont donc plus considérables à l'entrée du canal favorisant alors le transfert thermique dans cette zone. Les profils des nombres de Nusselt sensible sont décroissants, jusqu'à atteindre un minimum où ils demeurent pratiquement constants avec une sensible augmentation au voisinage du cylindre poreux. Le flux de chaleur n'a que peu d'influence sur le nombre de Sherwood qui traduit le transfert de la matière entre le film liquide et l'écoulement d'air.

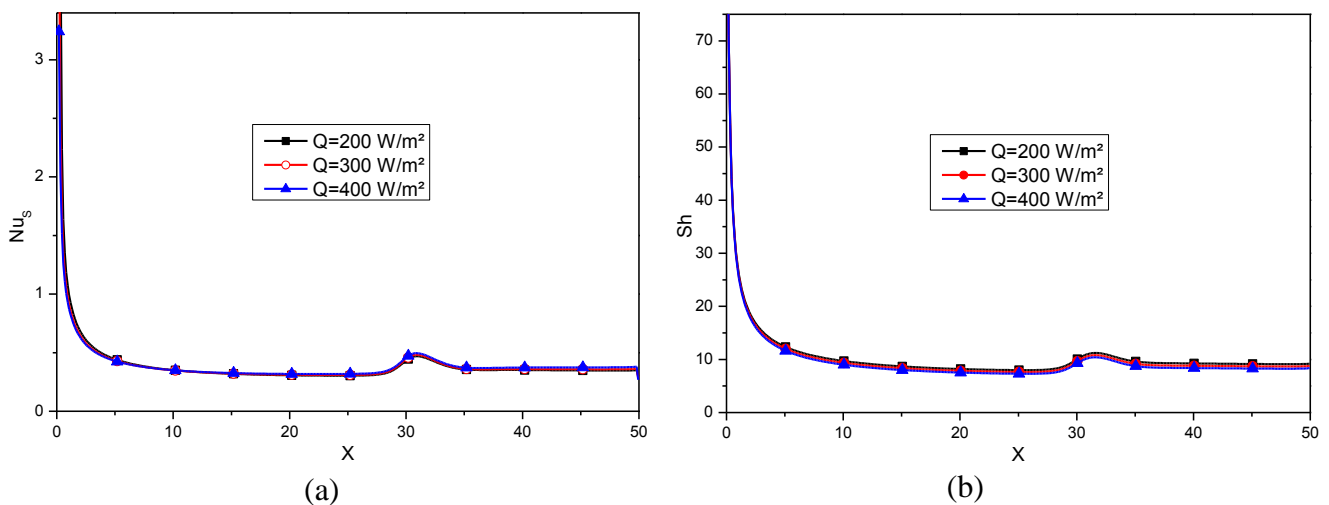


Figure IV.13 : Evolution du nombre de Nusselt sensible (a) et du nombre de Sherwood (b) le long de la paroi.

Lors de l'évaporation d'un film liquide ruisselant sur la paroi interne d'un canal dont la paroi est soumise à un flux de chaleur uniforme de densité constante, le transfert de chaleur par mode latent est prédominant. La figure IV.14 décrit les profils du nombre de Nusselt latent le long de la paroi chauffée pour différentes densités de flux de chaleur imposé. Ces courbes présentent la même allure, le nombre de Nusselt latent diminue rapidement à l'entrée du

canal, suivie d'une croissance monotone le long de la paroi chauffée jusqu'à la sortie du canal. Le nombre de Nusselt latent augmente avec la densité de flux de chaleur.

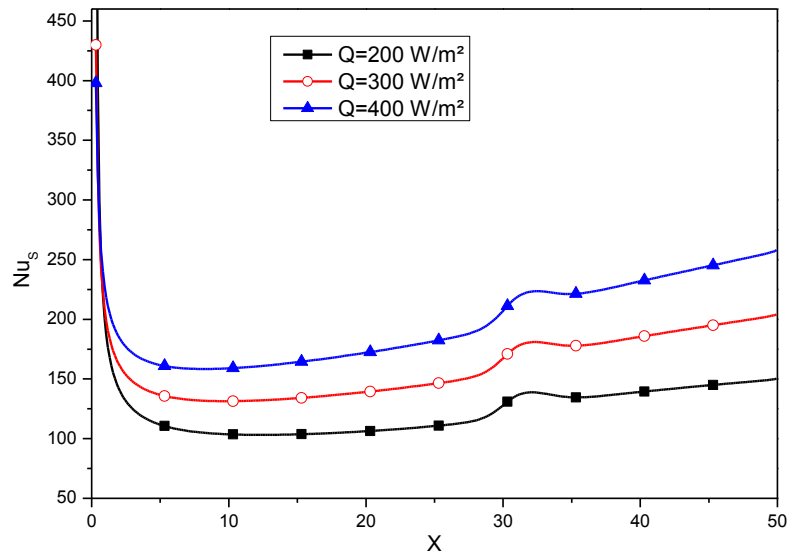


Figure IV.14 : Evolution des nombres de Nusselt latent.

L'influence de la densité du flux de chaleur imposé sur le nombre de Nusselt sensible local n'est pas clairement visible dans le résultat précédent c'est pourquoi nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt moyen sur la figure IV.15. Ainsi, on note qu'une augmentation de la densité du flux de chaleur imposé engendre une légère augmentation du nombre de Nusselt sensible, cependant elle n'affecte que très peu le taux d'amélioration du transfert de chaleur pariétal par mode sensible.

Il est visible également sur la figure IV.15, que le nombre de Nusselt latent moyen a un profil croissant, ce qui nous amène à constater que l'augmentation de la densité du flux de chaleur imposé améliore le transfert de chaleur par mode latent. Par ailleurs, l'écart entre le nombre de Nusselt latent pour $Re = 20$ et $Re = 40$ augmente avec la densité du flux de chaleur imposé.

La variation du nombre de Sherwood moyen en fonction de la densité du flux de chaleur imposé est représentée sur la figure IV.15. Comme l'on pouvait s'y attendre une augmentation de la densité du flux de chaleur imposé engendre une diminution du nombre de Sherwood moyen. En effet l'augmentation de la densité du flux de chaleur imposé s'accompagne d'une augmentation de la température à la paroi. Cette augmentation de la température le long du canal provoque également une augmentation de la fraction massique à la paroi qui est considérée comme étant saturée.

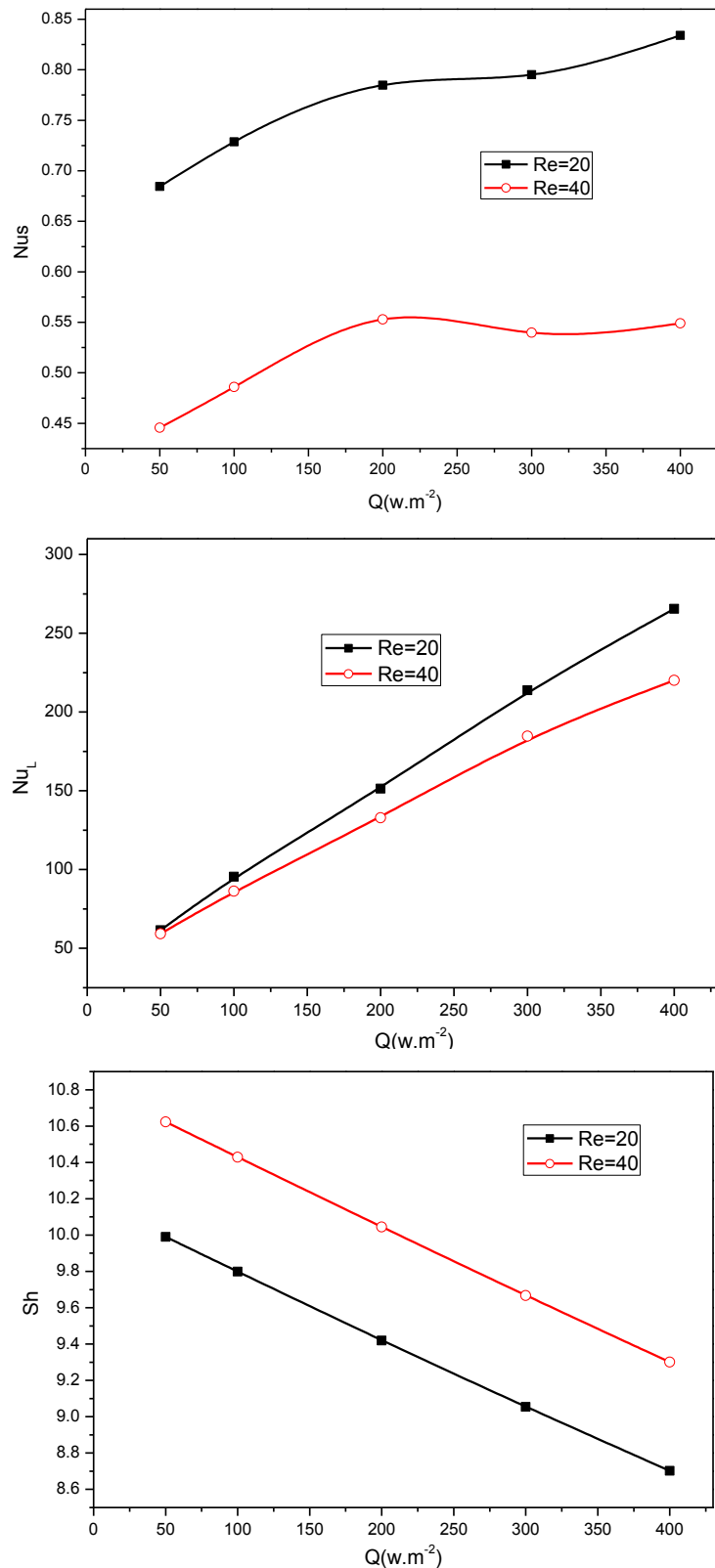


Figure IV.15: Taux d'amélioration des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens en fonction de la densité du flux de chaleur imposé : (a) chaleur sensible ; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood.

4- Effet de la température de l'air à l'entrée du canal

Afin d'étudier l'effet de la température de l'air à l'entrée du canal sur les champs de vitesse, température et de concentration dans le canal, une série de simulations a été effectuée pour un nombre de Reynolds fixe, $Re = 20$, une humidité fixe, $Hr = 20\%$ et une densité de flux de chaleur de 350 w.m^{-2} . Quatre valeurs de la température d'entrée sont étudiées : $Te = 15 \text{ C}^\circ$, $Te = 25 \text{ C}^\circ$, $Te = 35 \text{ C}^\circ$ et $Te = 45 \text{ C}^\circ$.

4.1- Champs de température, fraction massique et vitesse

Nous reportons, sur la figure IV.16, les profils de la composante de la vitesse horizontale U passant par le centre du cylindre poreux pour différentes valeurs de la température ambiante. Conformément à la loi de conservation de la masse, la vitesse d'écoulement est maximale entre les parois du canal et le milieu poreux dû à la présence du cylindre poreux. Cette vitesse maximale augmente avec la température d'air à l'entrée.

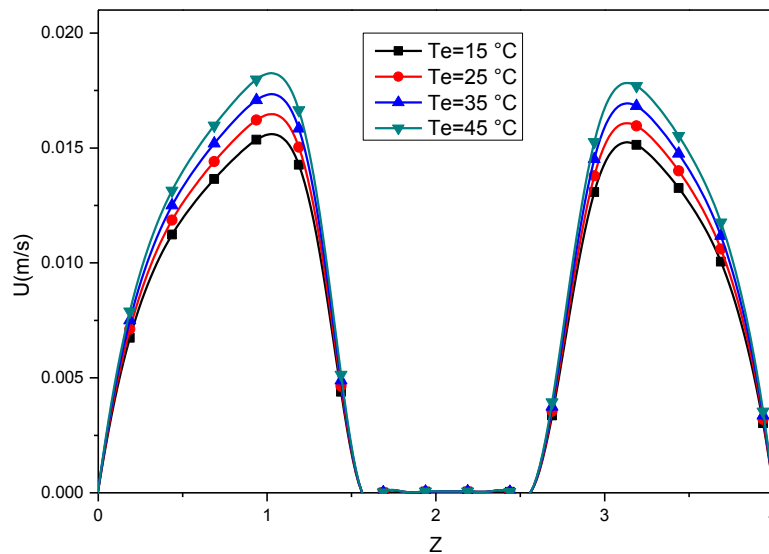


Figure IV.16 : Composante de la vitesse U en fonction de z , pour différentes valeurs de x .

Sur la figure IV.17, nous pouvons voir que les profils de température sont paraboliques dans la première partie du canal. Par la suite ce profil s'aplatit à l'approche de l'obstacle poreux pour enfin redevenir parabolique après l'obstacle. Nous pouvons voir également que vers l'entrée du canal les gradients de température entre la paroi et le fluide sont les plus importants. Ces gradients ensuite diminuent le long du canal puisque la température du fluide

augmente. L'augmentation de la température d'entrée engendre une augmentation de la température du fluide dans tout le canal il s'ensuit une diminution du gradient de température entre la paroi et le fluide et donc une diminution des transferts par mode sensible. Comme nous l'avons déjà signalé, les profils de la concentration de la vapeur d'eau (figure IV.18) sont similaires à ceux de la température, puisque dans le cas de la vapeur d'eau, les nombres de Prandtl et de Schmidt sont proches. Une diminution de la température d'entrée engendre une augmentation des transferts par mode sensible et donc une diminution des transferts par mode latent ce qui donne une fraction massique de vapeur moins importante à l'intérieur du canal.

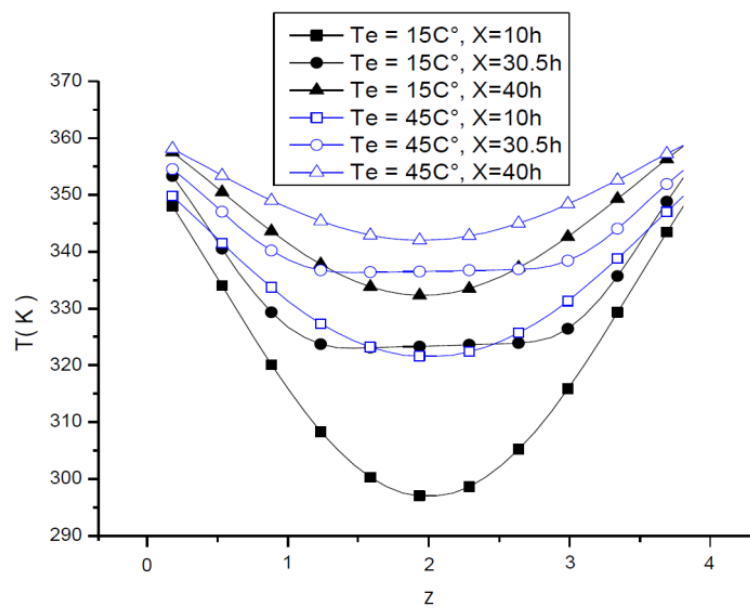


Figure IV.17 : Profils de la température.

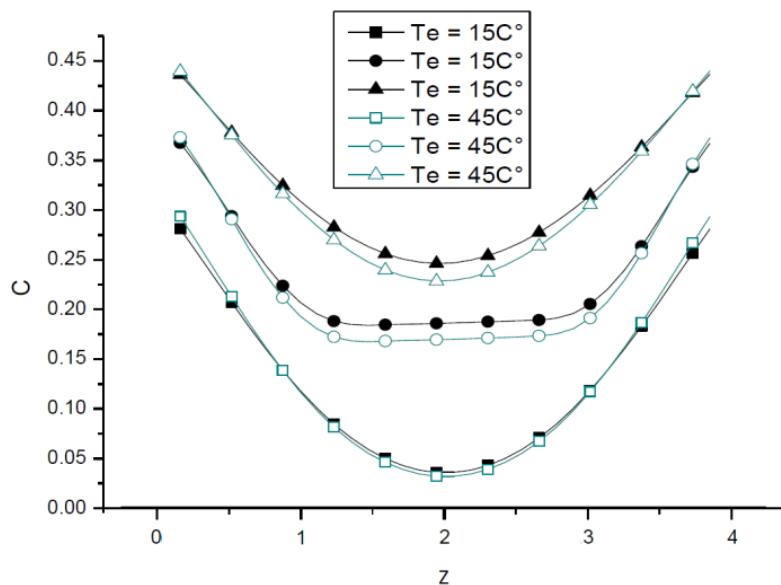


Figure IV.18 : Profils de la concentration.

Les évolutions de la température et de la fraction massique à la paroi du canal sont présentées sur les figures IV.19.

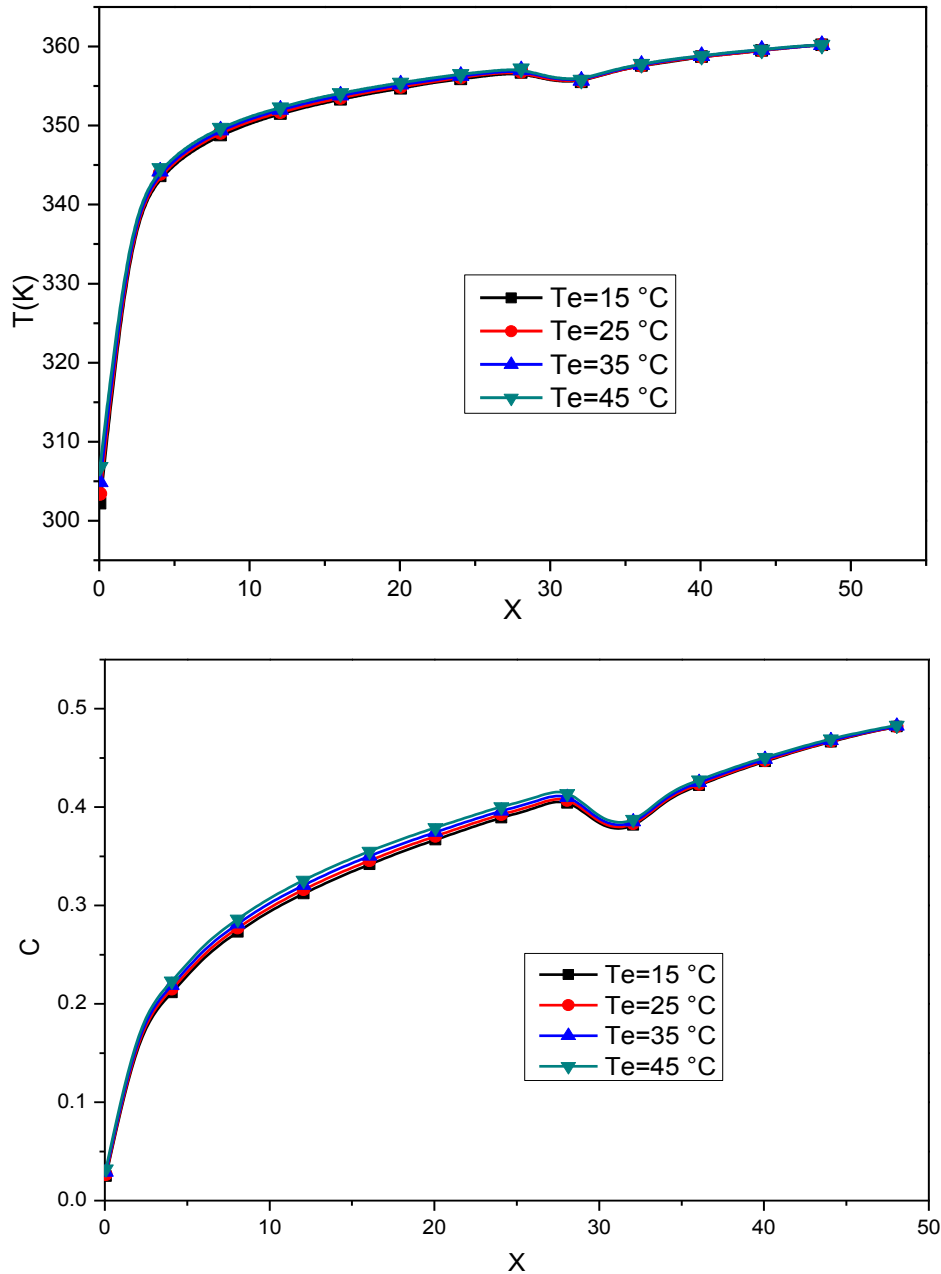


Figure IV.19 : Evolution de la température et de la fraction massique le long de la paroi.

Sur ces figures nous pouvons remarquer la similitude entre les évolutions de la température et de la fraction massique. Les profils de température et de fraction massique le long de la paroi augmentent continûment de l'entrée vers la sortie du canal avec la présence d'une perturbation

en raison de la présence du cylindre poreux à cet endroit. Nous pouvons en déduire également que l'air injecté subit un réchauffement dans le canal. Cependant, les courbes de cette figure montrent que l'influence de la température de l'air injecté sur celle de la paroi est négligeable pour la gamme des valeurs considérées de température d'entrée (entre 15 C° et 45 C°). Nous notons aussi qu'une augmentation de la température de l'air à l'entrée du canal provoque une légère augmentation de la fraction massique à la paroi du canal.

La figure IV .20 illustre la distribution de la vitesse d'évaporation locale (V_e) du film ruisselant pour différentes températures à l'entrée. Sur cette figure, nous observons que tous les profils possèdent la même allure. À l'entrée du canal, la vitesse d'évaporation prend des valeurs minimums et augmente progressivement jusqu'à atteindre sa valeur maximale à la sortie du canal. Cette augmentation s'explique essentiellement par l'augmentation du gradient de la fraction massique le long du canal. Nous pouvons constater que plus la température d'entrée est importante plus la vitesse d'évaporation augmente et il s'ensuit une amélioration des transferts par mode latent.

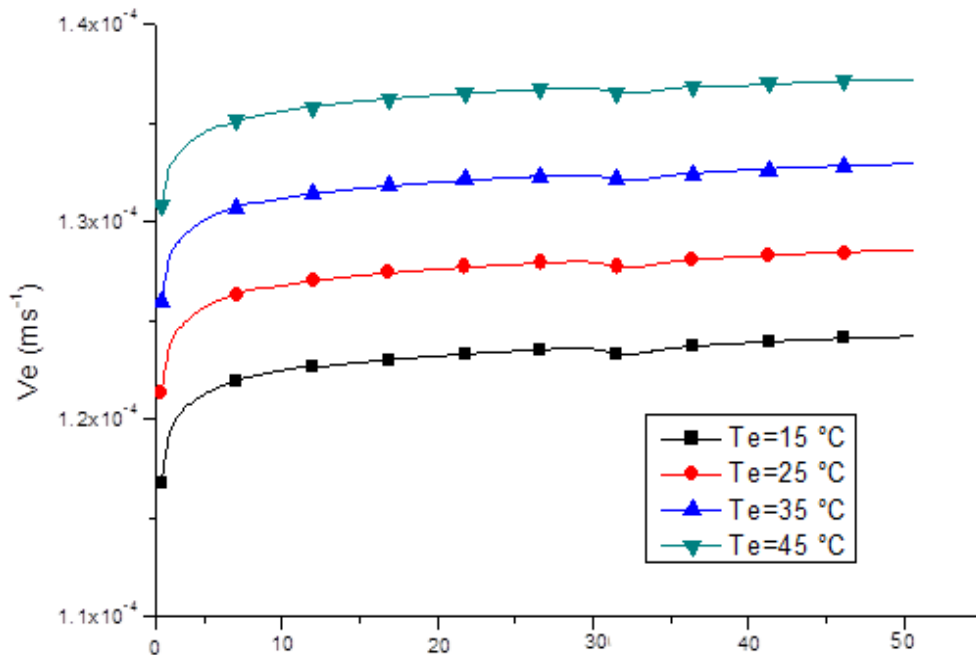


Figure IV.20 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi en fonction de X pour différentes températures à l'entrée.

4.2 Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Ce paragraphe concerne l'influence de la variation des températures d'entrée du canal sur les transferts. Les calculs ont été réalisés pour différentes valeurs de températures d'entrée T_e égales à 15°C , 25°C , 35°C et 45°C . La figure IV.21 montre l'évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la paroi pour les différentes valeurs de la température T_e . Comme nous l'avons signalé dans le paragraphe précédent, les transferts sont les plus importants à l'entrée du canal et diminuent continûment jusqu'à la sortie de celui-ci. Il est à noter que la baisse du nombre de Nusselt sensible s'atténue le long du canal jusqu'à l'endroit du cylindre poreux où l'on observe une augmentation relative. Nous avons effectué un zoom de cette courbe afin de mieux analyser le profil du nombre de Nusselt sensible. À partir de $X=14$, nous avons remarqué que l'augmentation de la température d'entrée engendre une diminution du nombre de Nusselt sensible. Ce résultat n'est pas surprenant car l'augmentation de la température de l'air d'entrée engendre une diminution du gradient de température entre le fluide et la paroi chauffée.

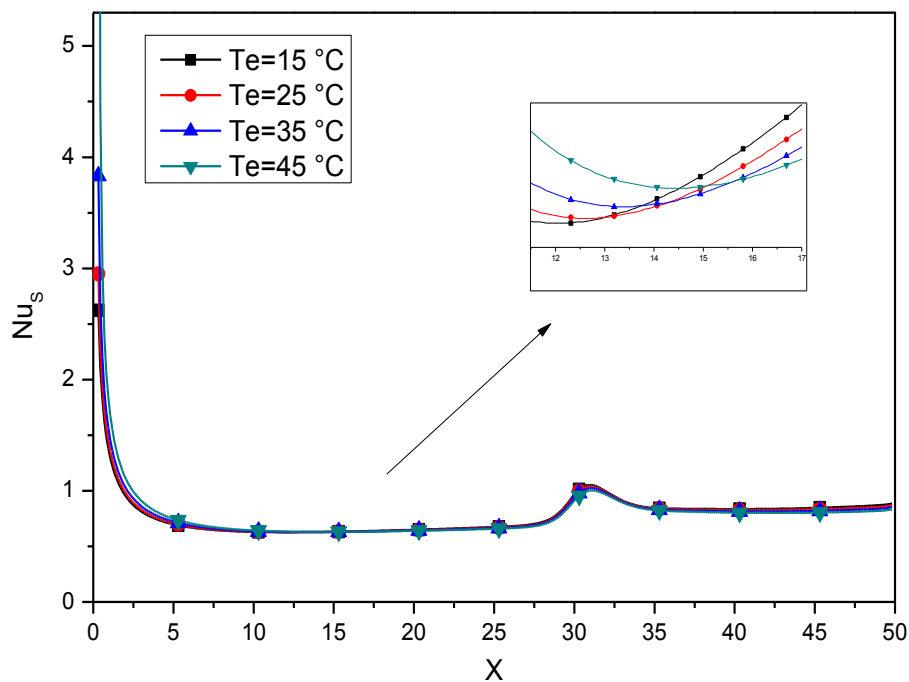


Figure IV.21 : Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes températures imposées à l'entrée.

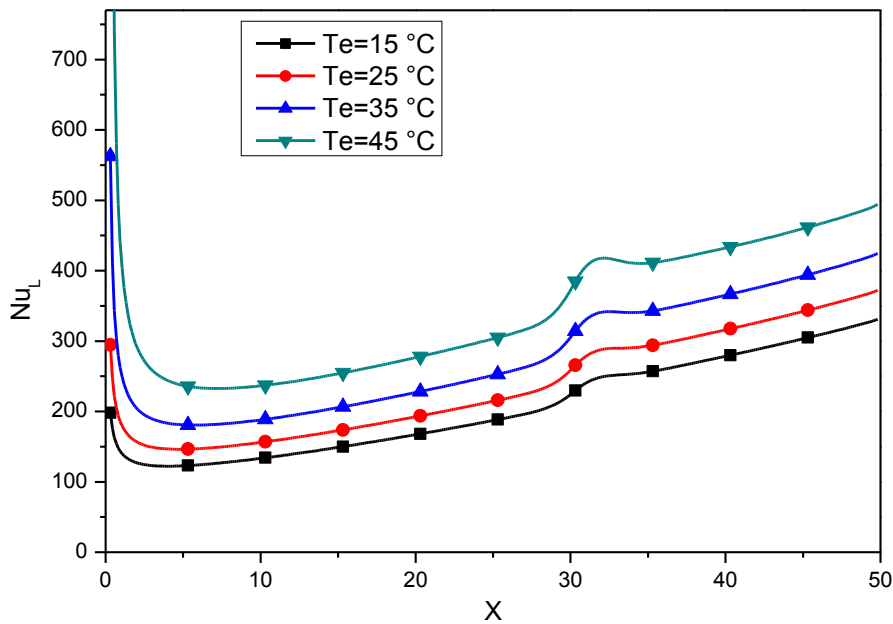


Figure IV.22: Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes températures imposées à l'entrée

Contrairement au nombre de Nusselt sensible, le nombre de Nusselt latent est très influencé par la température à l'entrée. Sur la figure IV.22, nous avons tracé le profil du nombre de Nusselt latent, Nu_L , le long du canal. Tout près de l'entrée, le nombre de Nusselt latent prend de grandes valeurs pour tous les cas testés. Ceci s'explique par les forts gradients de fraction massique à l'entrée du canal. Au fur et à mesure que l'air se déplace en aval, le gradient de la fraction massique diminue, ce qui engendre la diminution du nombre de Nusselt latent. A une distance particulière $X=7$, le nombre de Nusselt latent passe à un minimum puis augmente fortement. Ce comportement est attribué à l'évolution de la température moyenne de l'écoulement d'air. Les transferts de chaleur par mode latent augmentent avec la température imposée à l'entrée du canal et par conséquent le nombre de Nusselt latent est d'autant plus élevé que la température d'entrée est importante.

La figure IV.23 montre le profil du nombre de Sherwood local. Cette courbe présente une décroissance régulière quel que soit la valeur de la température d'entrée et malgré l'augmentation de vitesse d'évaporation. Nous pouvons observer que la variation de la température à l'entrée n'apporte pas d'amélioration sur les transferts de matières.

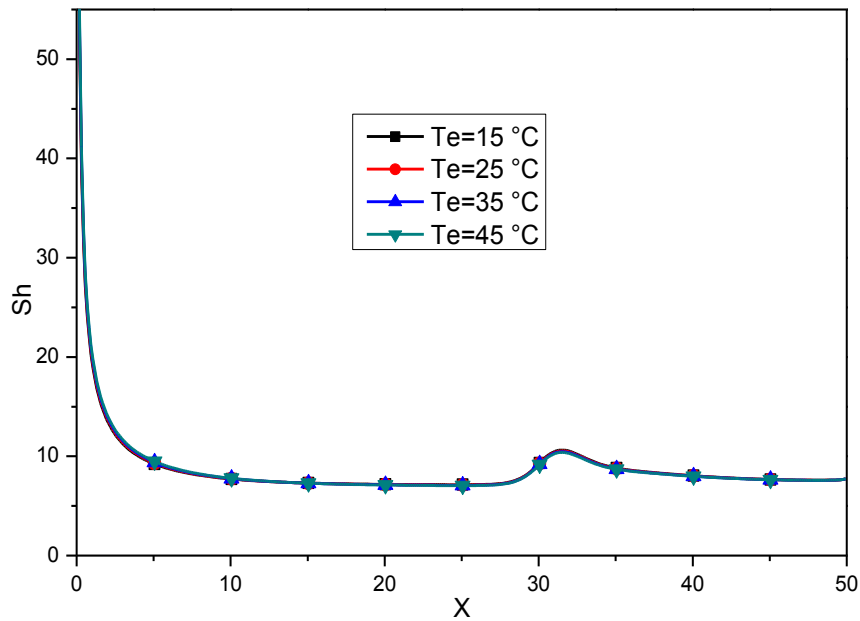


Figure IV.23 : Évolution du nombre de Sherwood pour différentes températures imposées à l'entrée

Nous nous intéressons maintenant aux nombres de Nusselt sensible moyen, latent moyen et Sherwood moyen, qui s'obtiennent en intégrant les nombre de Nusselt sensible et latent et le nombre de Sherwood locaux le long de la paroi. On peut remarquer que pour les "petites" valeurs de température à l'entrée, c'est-à-dire pour $Te < 20$, les valeurs du nombre de Nusselt sensible diminue légèrement avec l'augmentation de la température d'entrée. Néanmoins, Il semble que globalement, lorsque la température à l'entrée augmente encore, le nombre de Nusselt sensible moyen croît, par conséquent, le transfert de chaleur par mode sensible s'améliore avec l'augmentation de la température à l'entrée pour la gamme des valeurs étudiées. Comme le témoigne cette figure IV.24, le transfert thermique par mode latent augmente considérablement si on augmente la température à l'entrée. Plus la température à l'entrée augmente plus le nombre de Sherwood et par suite le transfert massique augmente. Nous avons pu remarquer qu'il s'agit d'une variation linéaire (figure IV.24). L'équation de corrélation s'écrit alors sous la forme:

$$Sh = 0.99 Te + 8.884$$

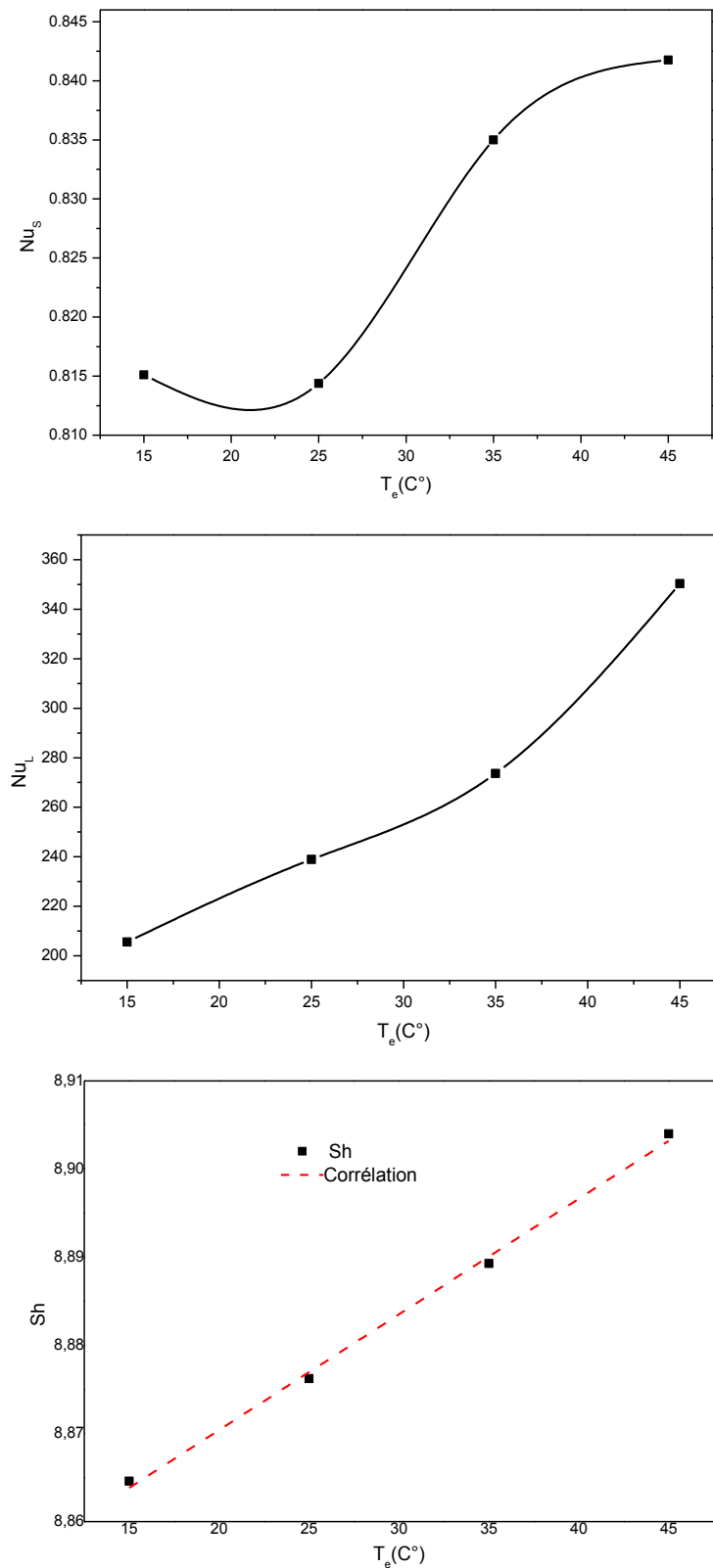


Figure IV.24 : Evolution des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens : (a) chaleur sensible ; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood pour différentes valeurs de la température imposée à l'entrée.

5- position du cylindre

On rappelle que la position du cylindre est définie par la distance d'écartement $\gamma = 2d / (H-h)$ où d est la distance entre la surface du cylindre et la paroi inférieure.

5.1- Lignes de courant

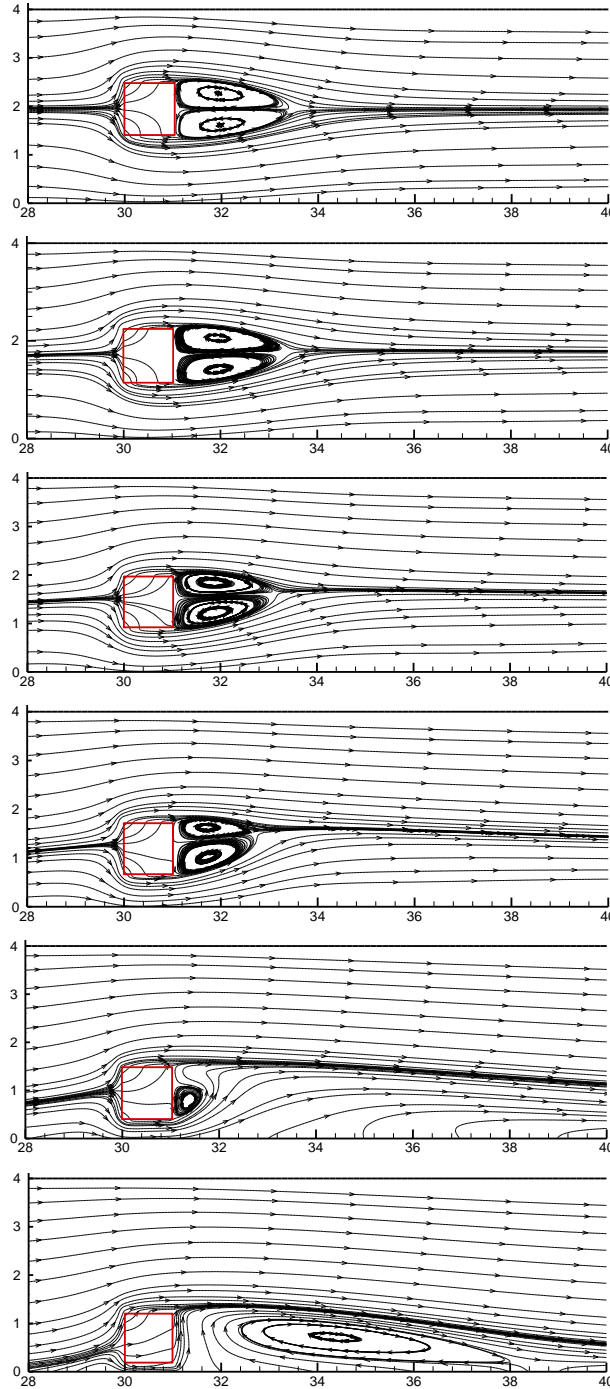


Figure IV.25 : Évolution des lignes de courant en fonction de la position du cylindre pour des nombres fixes de Darcy et de Reynolds égaux à 10^{-4} et 40, respectivement.

Pour fournir quelques indications sur la topologie de l'écoulement régnant autour du cylindre poreux pour différentes positions, les lignes de courant, sont présentées sur la figure IV.25. Une série de simulation a été effectuée pour un nombre de Darcy égale à 10^{-4} , un nombre de Reynolds égale à 40 et six positions régulières du cylindre poreux sont étudiées qui couvrent tout l'espace intérieur du canal. L'écoulement passe à travers et autour du cylindre poreux et reste stationnaire pour toutes les positions du cylindre, parce que ce nombre de Reynolds est dans la région sous-critique. La topologie de l'écoulement est similaire à celle obtenue par .T Park [136] pour un cylindre solide de section carrée. Néanmoins, on note quelques différences, puisque l'écoulement passe à travers l'obstacle poreux. Initialement, le cylindre est placé au milieu du canal, le sillage est formé d'une zone de recirculation de deux tourbillons placés symétriquement derrière le cylindre poreux. Avec la diminution de la distance entre le cylindre et la paroi, cette symétrie initiale du sillage est progressivement perdue. Pour la configuration étudiée, une bifurcation du sillage se produit aux alentours d'une valeur de $\gamma = 1/2$ faisant apparaître une structure asymétrique. Lorsque le cylindre est proche de la paroi inférieure, on peut voir qu'une seule zone de recirculation apparaît derrière le cylindre. En particulier, dans la dernière configuration, $\gamma = 1/6$, la zone de recirculation en aval est prolongée axialement près de la paroi inférieure.

5.2- Vorticité et température

La figure IV.26 présente Les effets de la variation de la position du cylindre sur les champs de vorticité et de température pour des nombres fixés de Darcy et de Reynolds égaux à 10^{-4} et 40, respectivement. Le calcul du champ de vorticité est basé uniquement sur les gradients locaux du champ de vitesses, ce qui nous permet de dégager certaines caractéristiques de l'écoulement à partir des zones de fort cisaillement. Comme le montre la figure pour $\gamma = 1$, la répartition de vorticité présente une topologie antisymétrique par rapport à l'axe longitudinal ce qui confirme le caractère stationnaire de la structure de l'écoulement. On observe que les deux régions sont symétriques avec des signes opposés au voisinage des parois du canal et les surfaces horizontales du cylindre. Cette similitude s'explique par le fait que le terme de gradient du/dz est prépondérant dans les régions cisillées. Comme les lignes de courant, les contours de vorticité perdent leur symétrie pour toutes valeurs de γ différent de 1.

Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal en présence d'un cylindre poreux

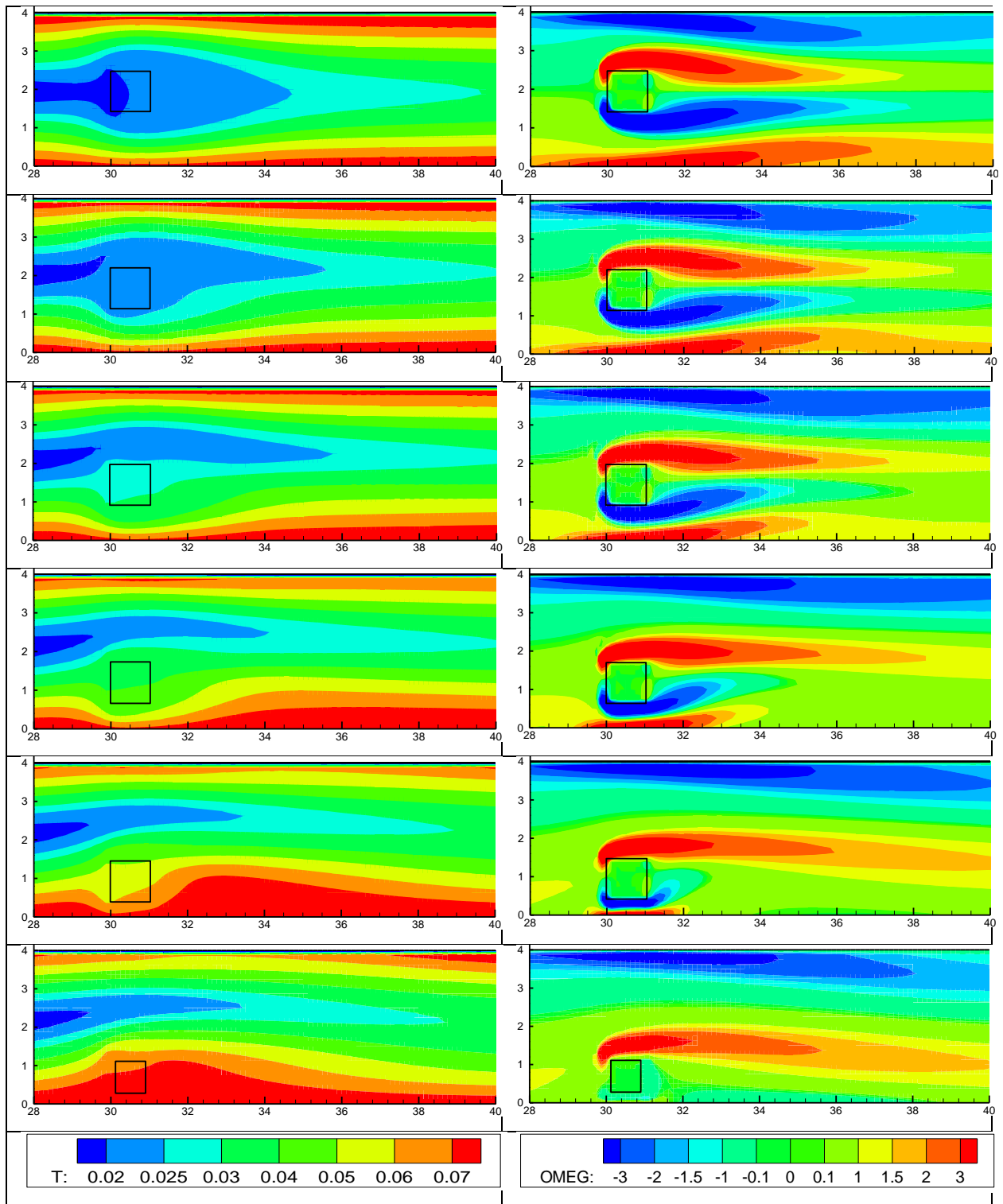


Figure IV.26 : Contours de vorticité et de température pour $Re = 40$ et $Da = 10^{-4}$ pour différentes positions du cylindre.

Au fur et à mesure que le cylindre poreux s'approche de la paroi inférieure, conformément à la loi de conservation de la masse, la vitesse de l'écoulement augmente progressivement dans cette zone confinée, ce qui contribue à réduire l'intensité des champs de vorticité. Inversement, dans la partie supérieure du cylindre, la taille des contours de vorticité augmente graduellement et ils sont de plus en plus intenses. Une diminution supplémentaire de γ entraîne une diminution importante de la vorticité dans la partie inférieure du cylindre ($\gamma=2/6$ et $\gamma=3/6$). Pour $\gamma=1/6$ on voit que ces contours de vorticité ont disparu compl tement.

Au début $\gamma=1$, les contours des isothermes sont symétriques par rapport à l'axe longitudinal. Les zones donnant les fortes valeurs de la température sont localisées sur les parois du canal. Par la suite lorsqu'on fait varier la position du cylindre vers la paroi inférieure, On observe que les isothermes sont très serrées et elles deviennent progressivement moins intenses. Cependant, nous notons, pour la zone inférieure, une élévation de la température ainsi les contours des isothermes s'étendent le long de la paroi inférieure et prennent du volume. Cette augmentation de la zone chauffée est attribuée à une zone de recirculations déjà observée pour les lignes de courant (fig. IV.25). En effet la formation d'un tourbillon contrarotatif localisé sur la paroi inférieure sans échappement va diminuer l'échange convectif avec cette paroi chauffée. Un mécanisme similaire a été observé dans la simulation de M. Cheraghi et al. [144] dans le cas d'un cylindre imperméable.

5.3- Profil des Vitesses– Températures - Concentrations

Sur la figure IV .27 sont représentés les profils de vitesse longitudinales à différentes positions du cylindre pour $Da=10^{-2}$ et $Re=40$. La vitesse de la vapeur a été prise en compte. Cependant, son effet sur le champ dynamique n'est pas visible, car sa valeur est relativement faible par rapport à la vitesse de l'air. Comme l'on pouvait s'y attendre, la vitesse d'écoulement dépend de façon cruciale de la distance entre l'obstacle poreux et les parois du canal. D'ailleurs, dans le cas où la distance d'écartement prend des valeurs très petites, le cylindre carré ressemble à un obstacle monté sur la paroi. La vitesse est faible près la paroi inférieure en raison de la perméabilité du cylindre ensuite elle augmente rapidement pour prendre un profil presque parabolique. Au fur et à mesure que la distance d'écartement augmente, les vitesses d'écoulement à travers l'espace entre le cylindre carré et la paroi inférieure sont accélérées en raison de la diminution du confinement. Puis, le champ de vitesse devient symétrique quand le cylindre carré est bien placé au centre du canal.

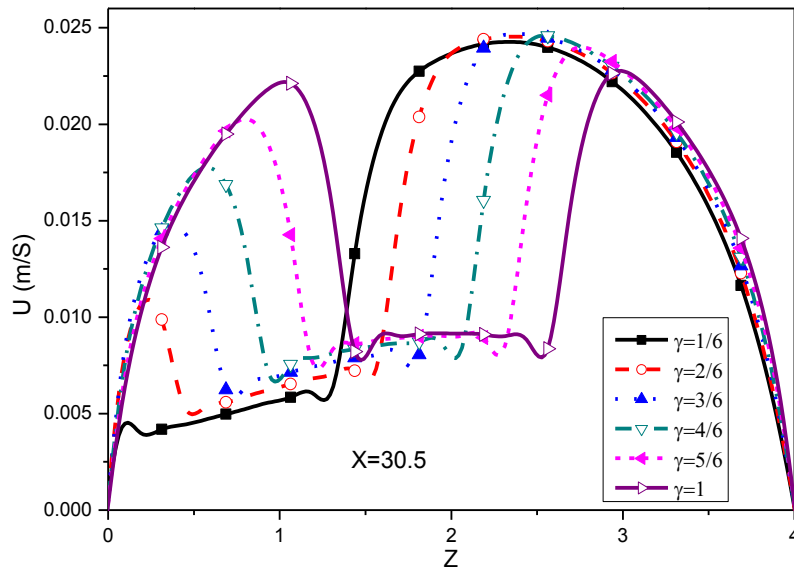


Figure IV.27 : profils de vitesse.

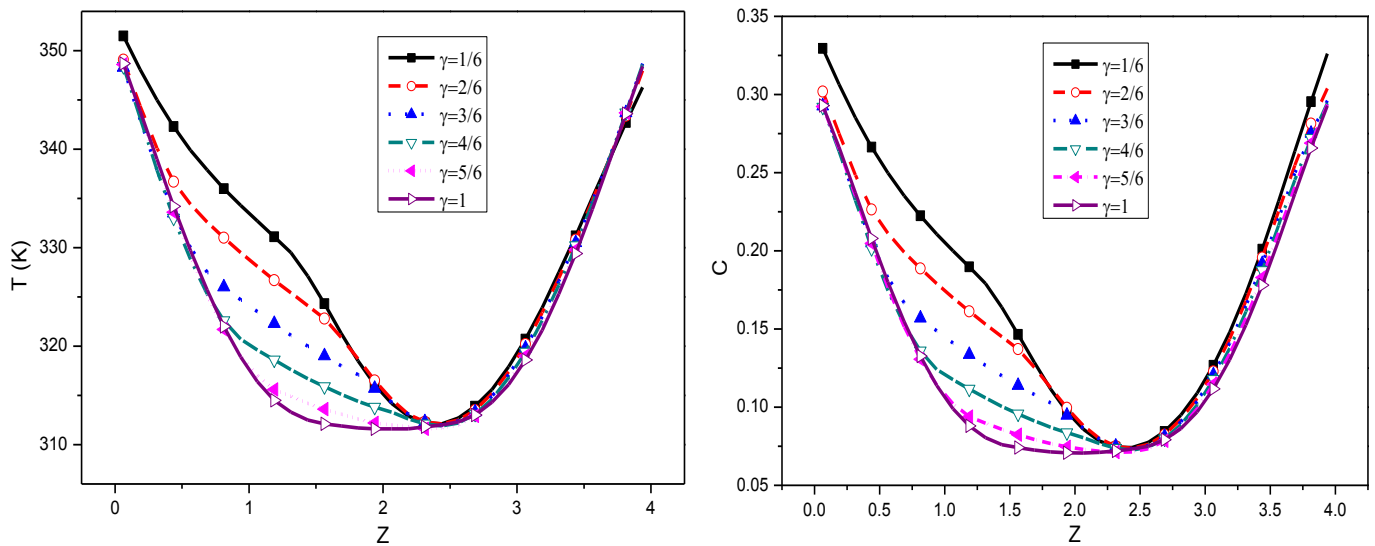


Figure IV.28 : profils de Température et de fraction massique.

Nous reportons ensuite, sur la figure IV.28, les profils des Température et fractions massiques pour une position axiale $x=30.5$. En comparant ces figures, on constate que les profils de fraction massique se développent de manière similaire à ceux de la température. Ce résultat s'explique par le fait que le nombre de Schmidt est sensiblement égal au nombre de Prandtl. De même, comme pour la figure précédente, Nous remarquons qu'une diminution de la

distance d'écartement engendre une augmentation de la température et de la fraction massique, il s'ensuit donc une diminution des gradients de température et de fraction massique. Évidemment, l'effet de l'espacement sur la température au voisinage de la paroi supérieure est trivial si on le compare avec celui au voisinage de la paroi inférieure.

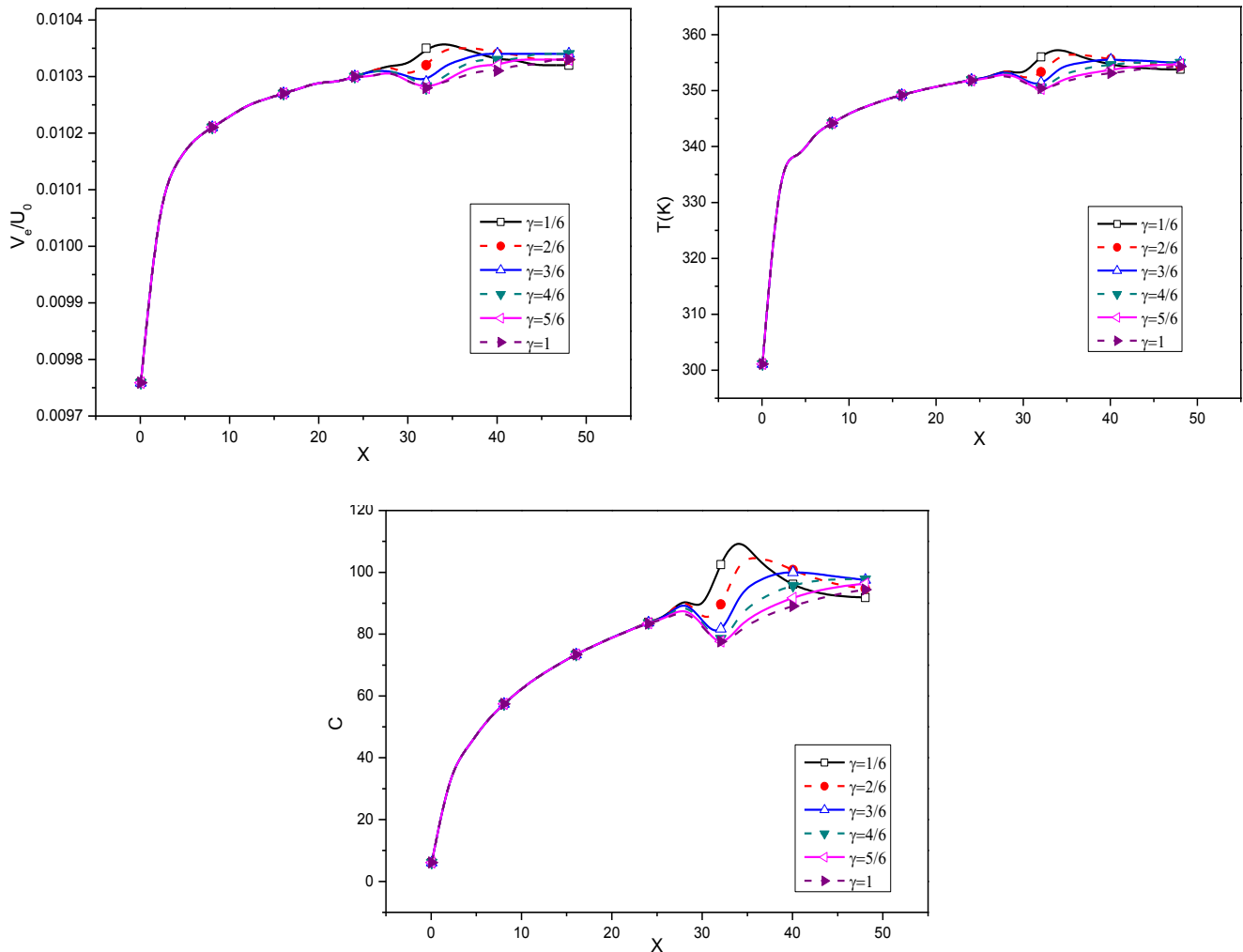


Figure IV.29 : Evolution de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation pour différentes distances d'écartements.

Nous avons tracé sur la figure IV.29, l'évolution de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation dimensionnelle le long de la paroi inférieure du canal. La température minimale est obtenue a l'entrée du canal. Puisque le flux de chaleur est imposé tout le long de la paroi, le fluide devient de plus en plus chaud en se rapprochant de la position de l'obstacle. Ensuite, des variations de température sont observées jusqu'à la sortie

du canal. Les variations de température sont plus importantes dans le cas où le cylindre poreux est très proche de la paroi. En augmentant γ , on notera une réduction de la température à l'endroit de l'obstacle. À la sortie du canal, la température tend vers une valeur égale à 355 K. Comme on l'a déjà signalé auparavant, l'évolution de la fraction massique suit celle de la température et il s'ensuit une augmentation de la vitesse d'évaporation le long de la paroi chauffée dans la direction de l'écoulement alors qu'elle subit des perturbations à partir de la position de l'obstacle. En aval du cylindre poreux, la vitesse d'évaporation diminue lorsque l'obstacle s'approche du centre du canal ce qui se traduit par un transfert de masse plus élevé.

5.4- Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Sur la figure IV.30, on a représenté les distributions du nombre de Nusselt latent et de Sherwood locaux le long des parois chauffées inférieure et supérieure pour différentes distances d'écartement. Nous constatons alors que les transferts de chaleur et de masse sont les plus importants dans la zone d'entrée du canal où les gradients de concentration sont les plus importants et qu'ils diminuent ensuite d'une façon monotone jusqu'à la position du cylindre. Une crête apparaît à partir du bord d'attaque du cylindre sur l'évolution du nombre de Nusselt latent et de Sherwood. Lors de la phase de descente, cas où le cylindre poreux est éloigné de la paroi supérieure, l'influence du cylindre poreux sur la paroi supérieure devient moins importante et l'influence de la présence du cylindre poreux sur le nombre de Nusselt latent est faible.

En ce qui concerne les transferts de masse, qui sont caractérisés par le nombre de Sherwood, l'évolution de ce dernier est semblable à celle du nombre de Nusselt Latent. Cela vient du fait que la variation d'espacement entre le cylindre et la paroi inférieure exerce une influence dominante sur les gradients locaux de la fraction massique entre la paroi mouillée et le fluide. Le fait de rapprocher le cylindre poreux de la paroi inférieure du canal engendre une diminution du pic observé sur l'évolution du nombre de Nusselt latent. Cela peut s'expliquer par le fait que le cylindre poreux joue le rôle d'un puits dans les transferts de chaleur. Après la perturbation due à la présence de l'obstacle, le nombre de Sherwood tend vers une valeur égale à 7,8 pour la paroi inférieure et égale à 9 pour la paroi supérieure.

Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal en présence d'un cylindre poreux

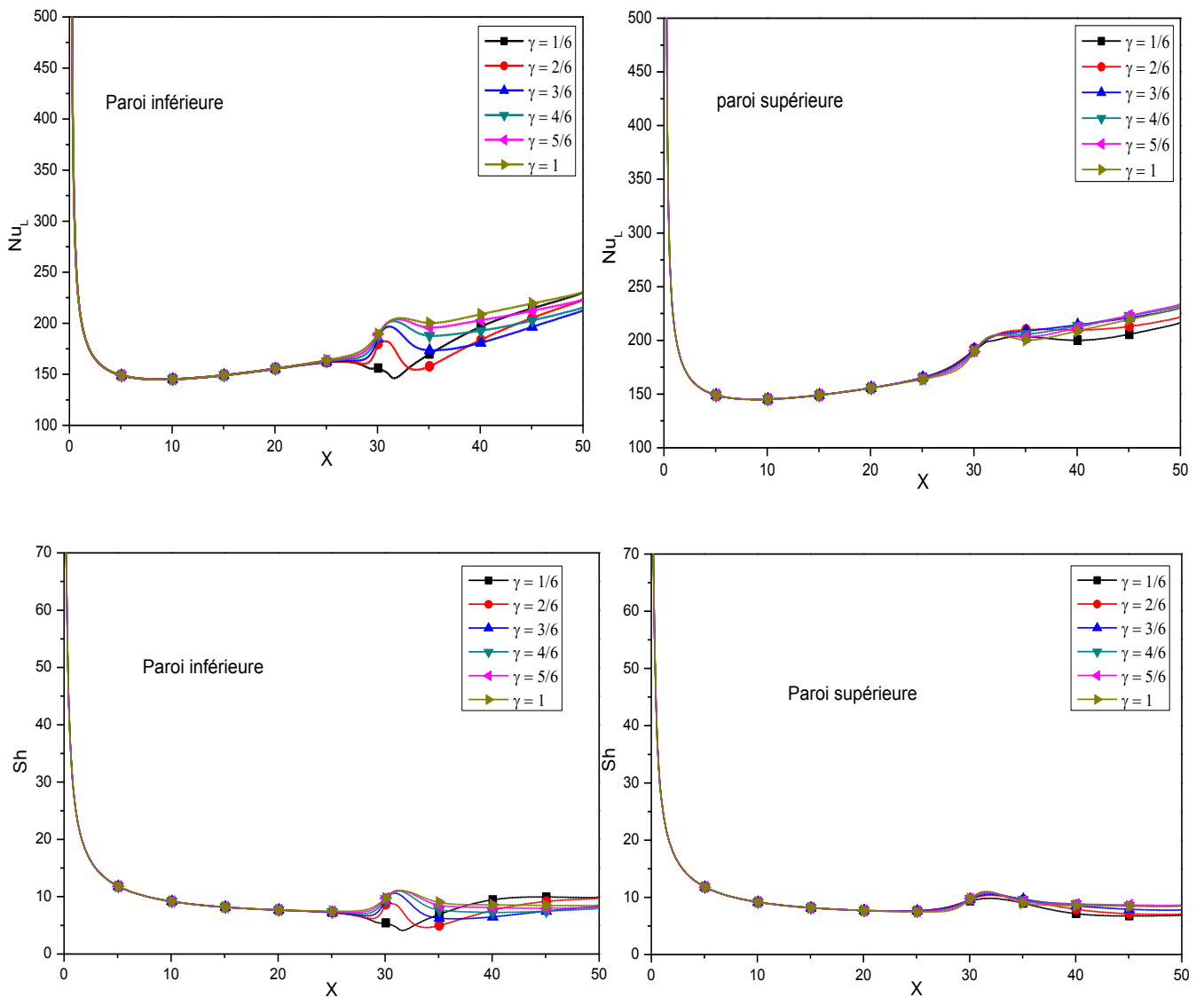


Figure IV.30 : Evolution du nombre de Nusselt latent et de Sherwood locaux le long de la paroi : $Da=10^{-4}$; $Re=40$; $Q=350 \text{ w.m}^{-2}$

Les nombres moyens de Nusselt et de Sherwood le long des parois du canal sont obtenus en intégrant les nombres de Nusselt et de Sherwood locaux :

$$Nu_{L-avg} = (1/L) \int_L Nu_L dL; \quad Sh = (1/L) \int_L Sh dL$$

Où L est la longueur de la paroi.

L'effet de l'espacement entre le cylindre et la paroi inférieure sur le transfert de chaleur est représenté sur la Fig. IV.31, où nous présentons les variations des nombres de Nusselt latent

et de Sherwood, qui caractérisent le transfert de chaleur et de masse, en fonction de la distance d'écartement pour différentes valeurs du nombre de Darcy.

Au fur et à mesure que l'espace entre la paroi inférieure et le milieu poreux augmente, les détachements tourbillonnaires se libèrent progressivement ce qui induit un fort gradient de concentration. Ainsi, les nombres de Nusselt latent et de Sherwood le long de la paroi inférieure sont importants pour un grand γ . Nous notons que l'augmentation commence à partir d'un point d'inflexion à $\gamma = 0,5$. Ce point d'inflexion pourrait être dû au fait que les lignes de courant comprennent une région de recirculation régulière de deux tourbillons située après le cylindre poreux au-dessus de cette limite. Cette constatation a également été observée dans l'étude de M. Cheraghi et al.[144] pour le cas d'un cylindre carré non poreux. Cette caractéristique peut-être trouvée dans les cas à faible nombre de Darcy $Da \leq 10^{-4}$. Cependant, à un nombre de Darcy élevé $Da = 10^{-2}$, la valeur du point d'inflexion est $\gamma = 1/3$. Ceci est dû au fait que l'écoulement pénètre dans le cylindre poreux avec une faible résistance et qu'il n'y a pas de zone de recirculation après le cylindre poreux, ce qui est en accord avec les résultats pour les lignes de courant montrées sur la fig. III.11 (chap3). Lorsque γ diminue, le nombre de Nusselt latent moyen le long de la paroi supérieure augmente jusqu'à $\gamma \approx 0.5$. Avec une diminution supplémentaire de γ , le nombre de Nusselt de la paroi supérieure commence à diminuer, ce qui est en accord avec les résultats sur les lignes de courant. Pour un nombre de Darcy égal à 10^{-4} , on voit que le nombre de Nusselt latent moyen atteint des valeurs supérieures à celles obtenues pour un $Da = 10^{-6}$. Afin de mettre en évidence l'effet de la présence du cylindre poreux sur les transferts, nous avons tracé sur la même fig. IV.31 les Nombres de Nusselt latent et de Sherwood moyens normalisés par ces mêmes nombres obtenus pour un canal sans cylindre poreux. On peut voir à partir cette figure que l'amélioration du transfert de masse et de chaleur se produit à partir d'une valeur de l'ordre de 0.7. On remarque également sur cette figure que l'amélioration des transferts est plus significative pour un nombre de Darcy égale à 10^{-4} . Pour un nombre de Darcy égal à 10^{-4} et $\gamma = 1$, les augmentations des transferts de chaleur et de masse sont respectivement de 3,5% et 5,5%.

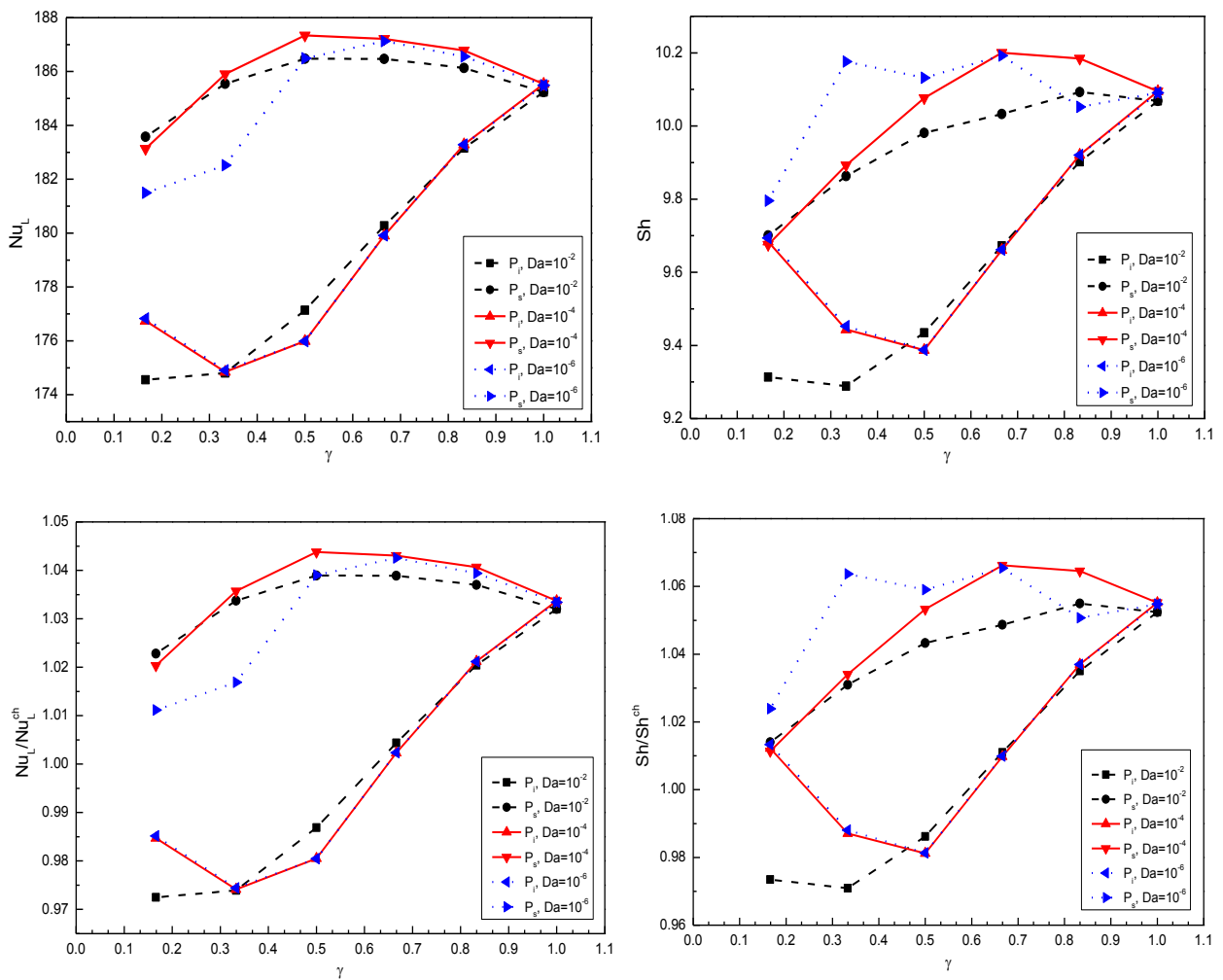


Figure IV.31 : Nombres de Nusselt latent et de Sherwood moyens pour différentes distances d'écartement.

6- Effet du rapport de blocage

6.1- Lignes de courant

Le facteur de blocage est défini dans cette étude par le rapport entre la hauteur du cylindre poreux et la hauteur du canal. La variation de ce facteur induit des phénomènes surprenants. Comme nous l'avons mentionné auparavant, l'écoulement perd sa symétrie et devient périodique avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Nous avons remarqué l'apparition de lâchés tourbillonnaires de Von Karman à partir d'un nombre de Reynolds critique Re_c de l'ordre de 60 pour un nombre de Darcy $Da=10^{-4}$ et un rapport de blocage $h/H=1/8$. Par ailleurs, le nombre de Reynolds critique dépend du rapport de blocage, ce fait est confirmé par Sohankar et al. [154] ainsi que par S.Turki et al. [41]. Afin d'étudier l'effet de l'augmentation

de la hauteur du canal sur la structure de l'écoulement, une série de simulations a été effectuée pour un nombre de Reynolds égal à 40, un nombre de Darcy $Da=10^{-4}$ et pour une densité de flux de chaleur $Q=350 \text{ w.m}^{-2}$.

La figure IV.32 présente la comparaison des lignes de courant pour différents rapports de blocage. En analysant la structure de l'écoulement en aval d'un cylindre poreux, et au fur et à mesure de l'augmentation du rapport du blocage, on observe deux régimes d'écoulement différents. Le premier régime pour des taux de blocage réduits compris entre 1/8 et 1/6 est instationnaire et dissymétrique. Il est important de noter que plus le taux blocage diminue, plus la dissymétrie de l'écoulement est marquée et plus l'écoulement est caractérisé par une allée tourbillonnaire contrarotative de Von Karman. L'écoulement se stationnarise pour des taux de blocages compris entre 1/2 et 1/5. Ce second régime stationnaire est caractérisé par une zone de recirculation régulière de deux tourbillons symétriques situés derrière le cylindre. Il est par ailleurs important de noter que cette zone perd en taille du fait de l'augmentation du taux de blocage. En effet, A. Sharma & Eswaran (2007) [155], ainsi que Perumal et al. (2012) [156] pour un cylindre carré, ou encore Amit Kumar Dhiman (2015) [157] pour un obstacle Triangulaire, montrent que le nombre de Reynolds critique augmente avec le rapport de blocage.

Nous avons reporté dans la figure IV.33 la longueur L_r de cette zone de recirculation en fonction du taux de blocage. Comme dans celle pour les nombres de Reynolds, les valeurs calculées pour L_r montrent une dépendance linéaire avec le taux de blocage. Pour un rapport de blocage variant de 1/5 à 1/2, la longueur de la zone de recirculation croît linéairement avec le rapport de blocage. Pour une meilleure précision, la longueur de la zone de recirculation L_r est corrélée au rapport de blocage :

$$L_r = 0.4 \frac{1}{\beta} + 0.9$$

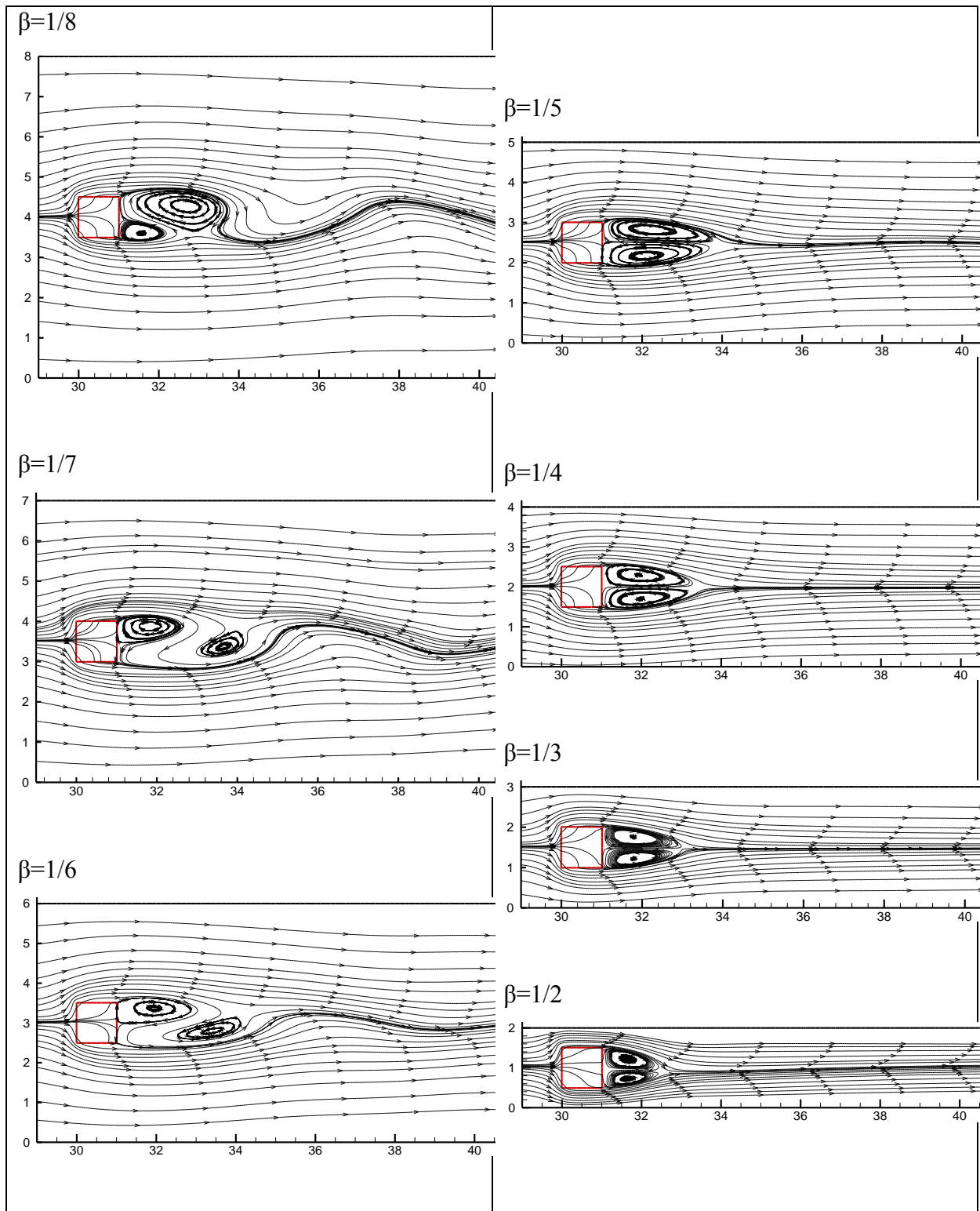


Figure IV.32 : comparaison des lignes de courant pour différents rapports de blocage.

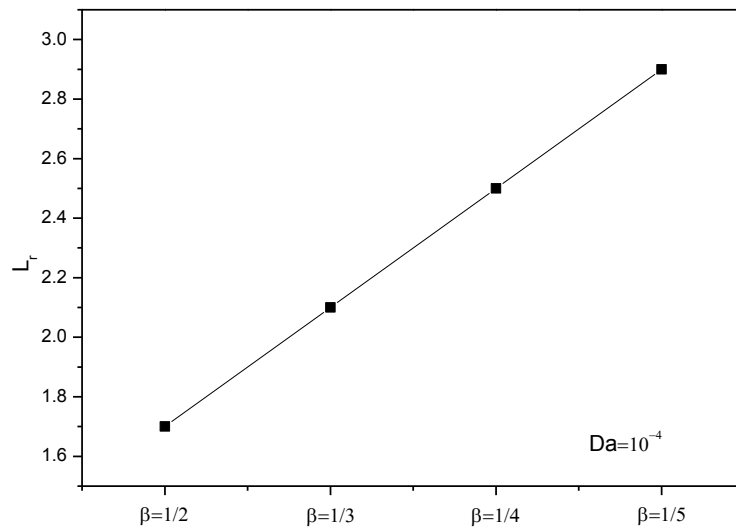


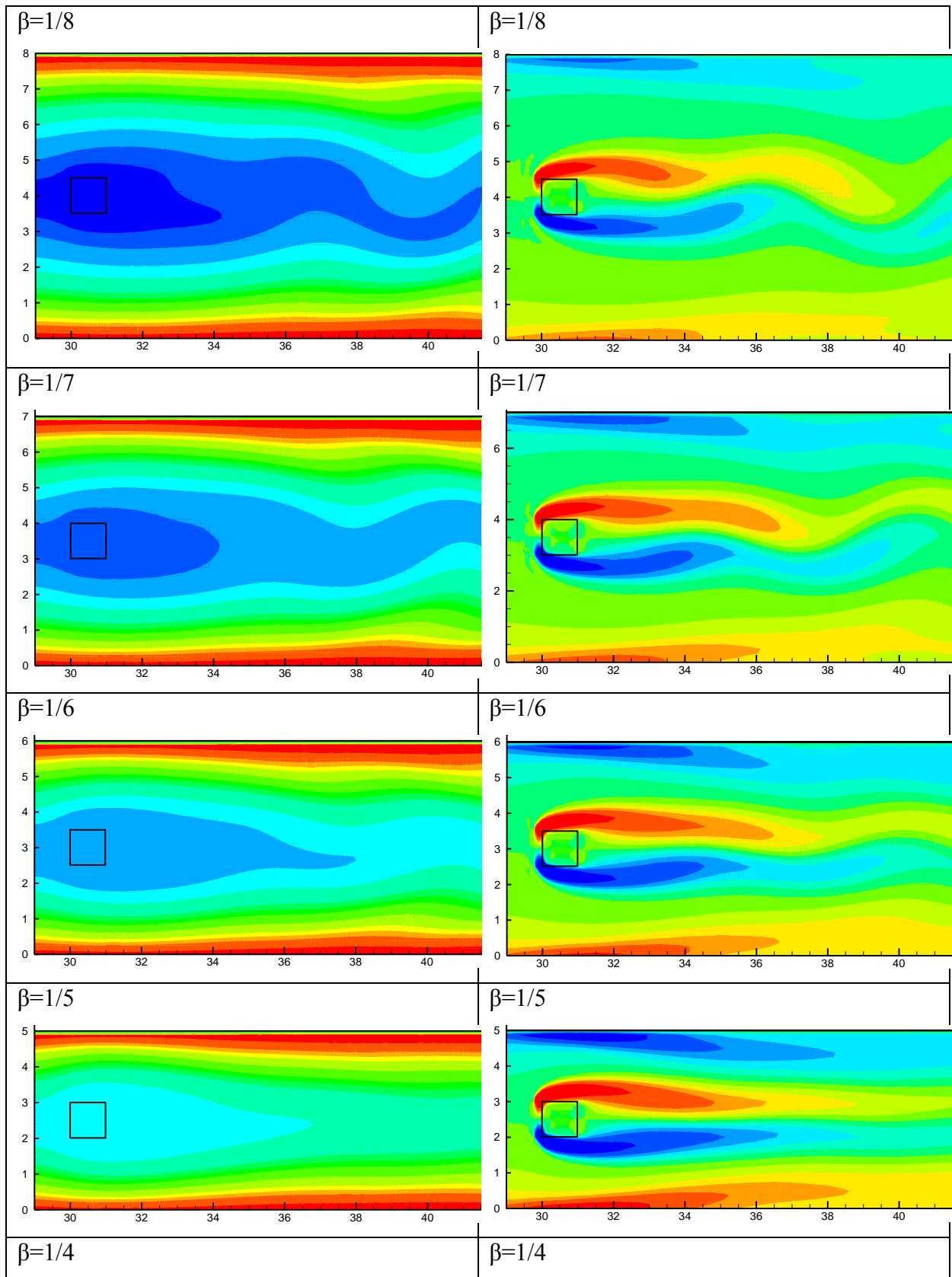
Figure IV.33 : Variation de la longueur du sillage en fonction du rapport de blocage.

6.2- Vorticité et température

On s'intéresse au comportement du champ de température et de l'analyser en relation avec celui du champ de vorticité. La figure IV.34 rassemble les profils des champs des vorticités et des isothermes pour six valeurs de rapport de blocage. Pour décrire plus finement les modes de répartition de vorticité et de température, nous proposons de visualiser non plus les champs des vorticités et des isothermes dans le domaine du fluide complet, mais sa réduction sur le contour du cylindre poreux.

Conformément aux lignes de courants, on observe deux types de répartition de vorticité et de température différents. Le premier type est illustré par les taux de blocage réduits compris entre $1/6$ et $1/8$. On observe une série de tourbillons lâché de chaque côté du cylindre poreux, provoquant une allée tourbillonnaire de Von-Kármán. Ils sont convectés par le fluide dans le sillage et ils perdent leur intensité en s'éloignant du cylindre. On remarque également que le champ de température évolue de la même manière que le champ de vorticité. Derrière l'obstacle, les isothermes se rabattent vers l'intérieur du sillage et ils prennent une forme sinusoïdale. Cette forme périodique disparaît progressivement avec l'augmentation du rapport de blocage. En effet, à mesure que le taux de blocage augmente la zone perturbée est réduite. Une fois que la zone de vorticité atteint son équilibre, les isothermes se stabilisent. Ainsi, à partir de $\beta=1/5$, le deuxième régime d'écoulement se produit. Les contours de vorticité et d'isotherme sont symétriques par rapport à l'axe longitudinal. Plus le rapport de blocage augmente, plus la vorticité devient intense et plus le cylindre poreux s'échauffe.

Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal en présence d'un cylindre poreux



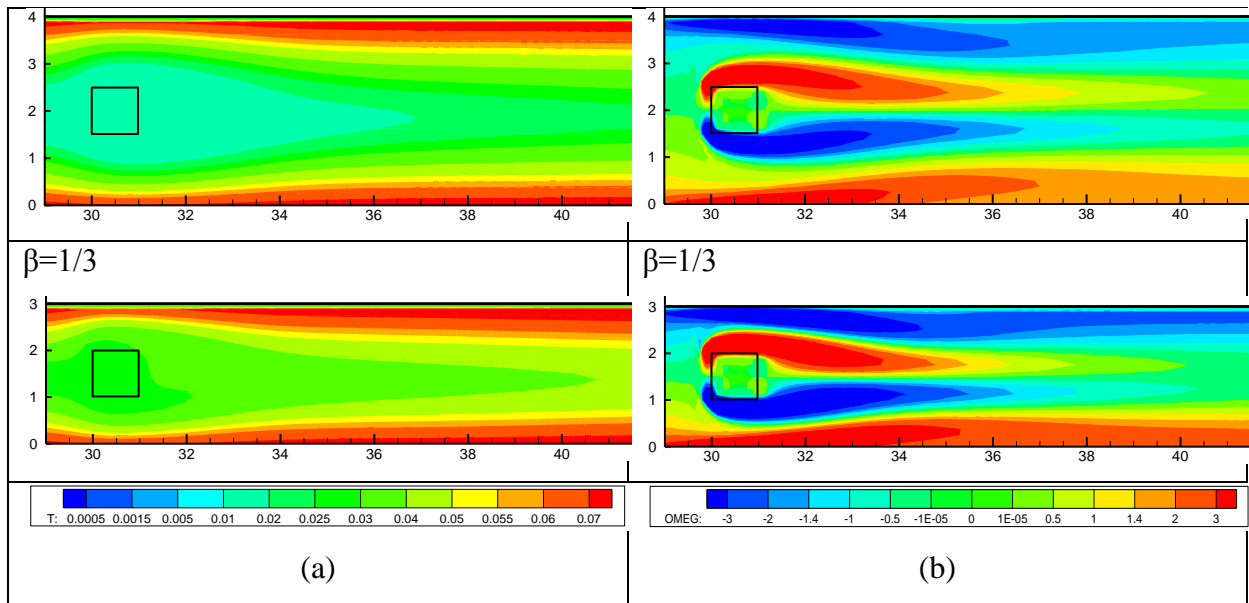


Figure IV.34 : les profils des champs des vorticités (a) et des isothermes (b) en fonction de X pour différents valeur de β .

6.3- Profil des Vitesses– Température - Concentration

La dynamique du sillage derrière un obstacle est fortement contrôlée par le rapport de blocage. Afin de mieux analyser ce phénomène, nous avons présenté les profils de vitesse, température et concentration de l'écoulement pour différents endroits.

les profils de vitesse longitudinales sont illustrés sur la figure IV.35. Dans tous les cas étudiés, l'écoulement à l'entrée du canal est considéré étant uniforme et la vitesse de la vapeur a été prise en compte. Conformément à la loi de conservation de la masse, toute diminution de la vitesse d'écoulement au voisinage du cylindre doit être accompagnée d'une augmentation près des parois, donc, l'écoulement est accéléré entre les parois du canal et le milieu poreux. En effet, l'obstacle poreux ainsi que la zone de recirculation ralentissent le fluide derrière lui (Fig. IV .35-a). Cependant, nous avons observé, dans la (Fig. IV .35-b), que l'amplitude de la vitesse maximale atteinte par l'écoulement augmente avec le rapport de blocage ce qui est en accord avec les résultats de Pratih P. Patil et al. [158] (2008). Cette augmentation est due à une diminution de la section transversale du fluide (l'augmentation de $1/\beta$ engendre une réduction de la largeur de canal).

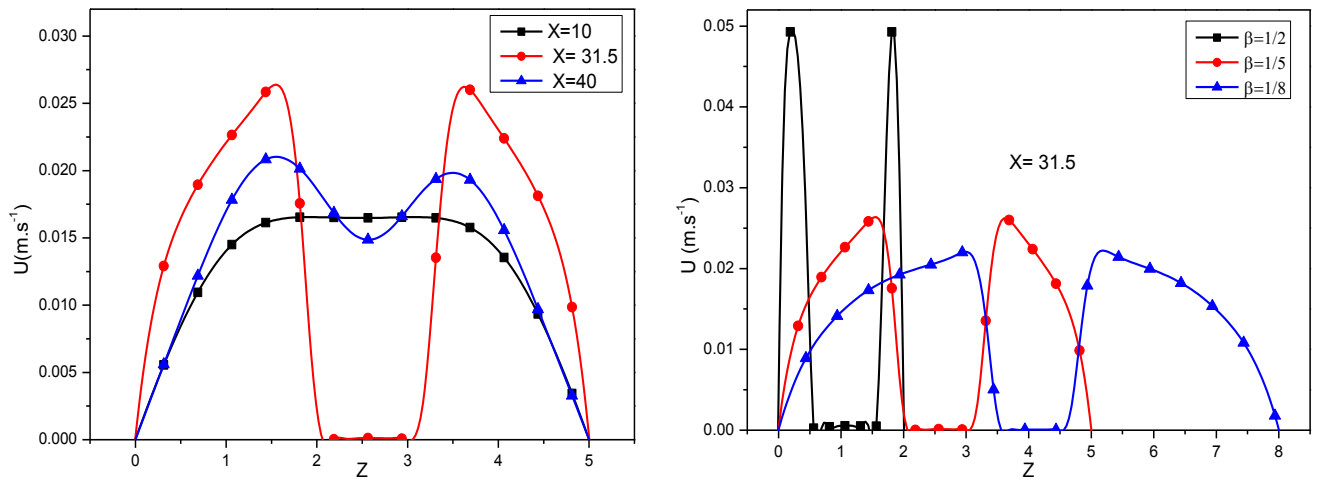


Figure IV.35 : profils de vitesse pour $Re = 40$, $Da = 10^{-4}$

Pour tous les exemples présentés sur la figure IV.36-a, la température la plus élevée est enregistrée à la paroi du canal. Comme l'on pouvait s'y attendre, les profils paraboliques le long du canal deviennent aplatis à l'approche du cylindre poreux. Une augmentation du rapport de blocage a pour conséquence, une augmentation de la température de l'écoulement. Cela a conduit à une amélioration des transferts de chaleur par mode sensible.

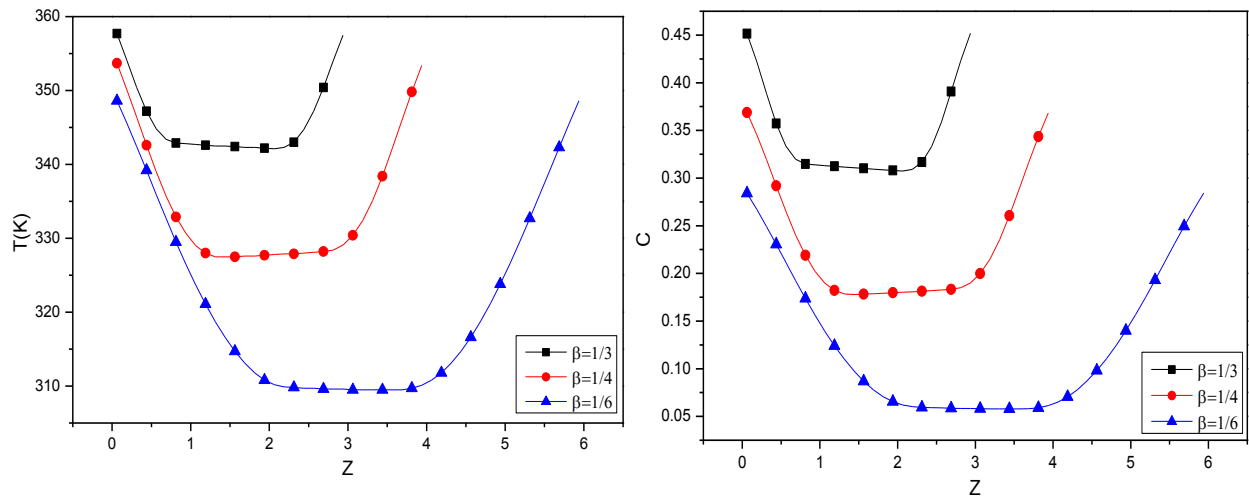


Figure IV.36 : profils des Température et fractions massiques pour $Re = 40$, $Da=10^{-4}$

Les profils de la fraction massique, qui sont représentés sur la figure IV.36-b, suivent ceux de la température. En effet, la paroi du canal est considérée comme saturée et la fraction massique augmente avec la température. La concentration de l'air augmente également en s'approchant de la sortie du canal. La fraction massique évolue de la même manière que la

température, elle augmente avec l'augmentation du rapport de blocage et donc favorise le transfert de la matière. Cette similarité entre la température et la fraction massique est due au fait que les nombres de Prandtl et de Schmidt sont proches pour la vapeur d'eau.

Les évolutions de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation le long de la paroi chauffée sont illustrées sur les figures IV.37, lorsque l'on fait varier la hauteur H du canal et que l'on maintient fixe la hauteur h du cylindre.

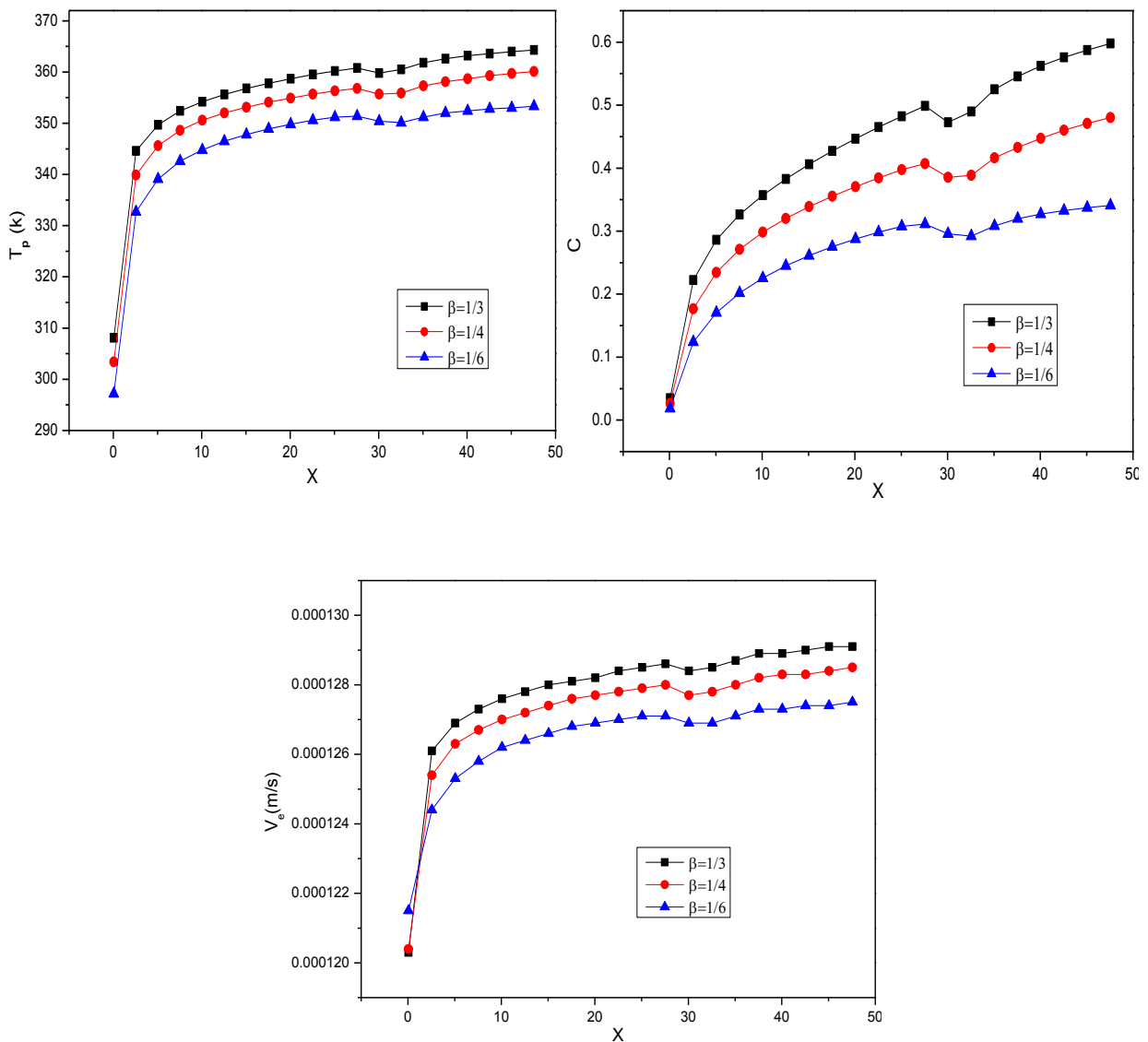


Figure IV.37 : Evolution de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation.

La courbe IV.37-a montre une augmentation de la température qui est due au flux de chaleur imposé tout le long de la paroi. Par ailleurs, une diminution de la hauteur du canal entraîne une augmentation de la température de la paroi. En effet, une augmentation du rapport de blocage favorise les transferts convectifs. Étant donné que l'air est considéré comme saturé à la paroi, l'évolution de la fraction massique suit celle de la température, comme le témoigne la figure IV.37-b. La fraction massique augmente donc en fonction de la direction de l'écoulement avec un creux à la position du cylindre. Parallèlement, une diminution de la hauteur du canal engendre une augmentation de la fraction massique. Cette augmentation est accompagnée également par une élévation de la vitesse d'évaporation puisque la vitesse d'évaporation est liée au gradient de concentration, comme on le voit sur la figure IV.37-c. Il convient également de noter, dans toutes les figures, l'apparition d'une petite perturbation au voisinage de $X=30h$ du fait de la présence du cylindre poreux.

6.4- Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Un examen minutieux des nombres de Nusselt montre deux types d'influence exercée par les rapports de blocage. Conformément aux isothermes, Le premier type est obtenu pour $1/5 < \beta \leq 1/2$ et le deuxième pour $1/8 \leq \beta \leq 1/5$.

Pour les taux de blocages inférieurs à $\beta=1/5$, l'évolution des nombres de Nusselt sensible et latent est illustrée sur la figure IV.38 a et b. Près de l'entrée, le nombre de Nusselt latent prend des valeurs importantes du fait que les gradients de concentration sont assez élevés. L'évolution du nombre de Nusselt latent n'est pas monotone et admet un minimum pour $X=5$. Au fur et à mesure que l'écoulement avance dans le canal, nous avons observé l'apparition d'une crête à partir du bord d'attaque, qui prend une valeur maximale correspond à l'abscisse de la face arrière du cylindre poreux. Nous remarquons que le nombre de Nusselt latent augmente avec l'augmentation du rapport de blocage. En effet, plus le rapport de blocage augmente plus la zone perturbée de l'écoulement est réduite. Les isothermes et les isoconcentrations deviennent par conséquent plus intenses au voisinage des parois. L'analyse de la figure (IV.38- d) qui met en évidence la variation du nombre de Nusselt latent, et par suite les transferts de chaleur par mode latent, en fonction de la diminution du facteur de blocage, montre que le transfert thermique par mode latent s'est amélioré puisque le nombre de Nusselt latent a nettement augmenté. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la fig. IV.38, plus le taux blocage diminue, plus l'écoulement se caractérise par une série de

tourbillons alternés de Von-Karman qui se détache de l'obstacle poreux et sont convectés par le fluide dans le sillage. Cela entraîne une perte d'intensité des isothermes au voisinage des parois et par conséquent l'augmentation du gradient de concentration au voisinage de la paroi. La figure (IV.38 a-c) montre que l'évolution du nombre de Nusselt sensible est similaire à celle du nombre de Nusselt latent. Contrairement à nos attentes, il semble que l'augmentation du rapport de blocage n'a pas apporté une grande contribution à l'amélioration du transfert de chaleur par mode sensible puisque le transfert de chaleur par mode latent est prédominant.

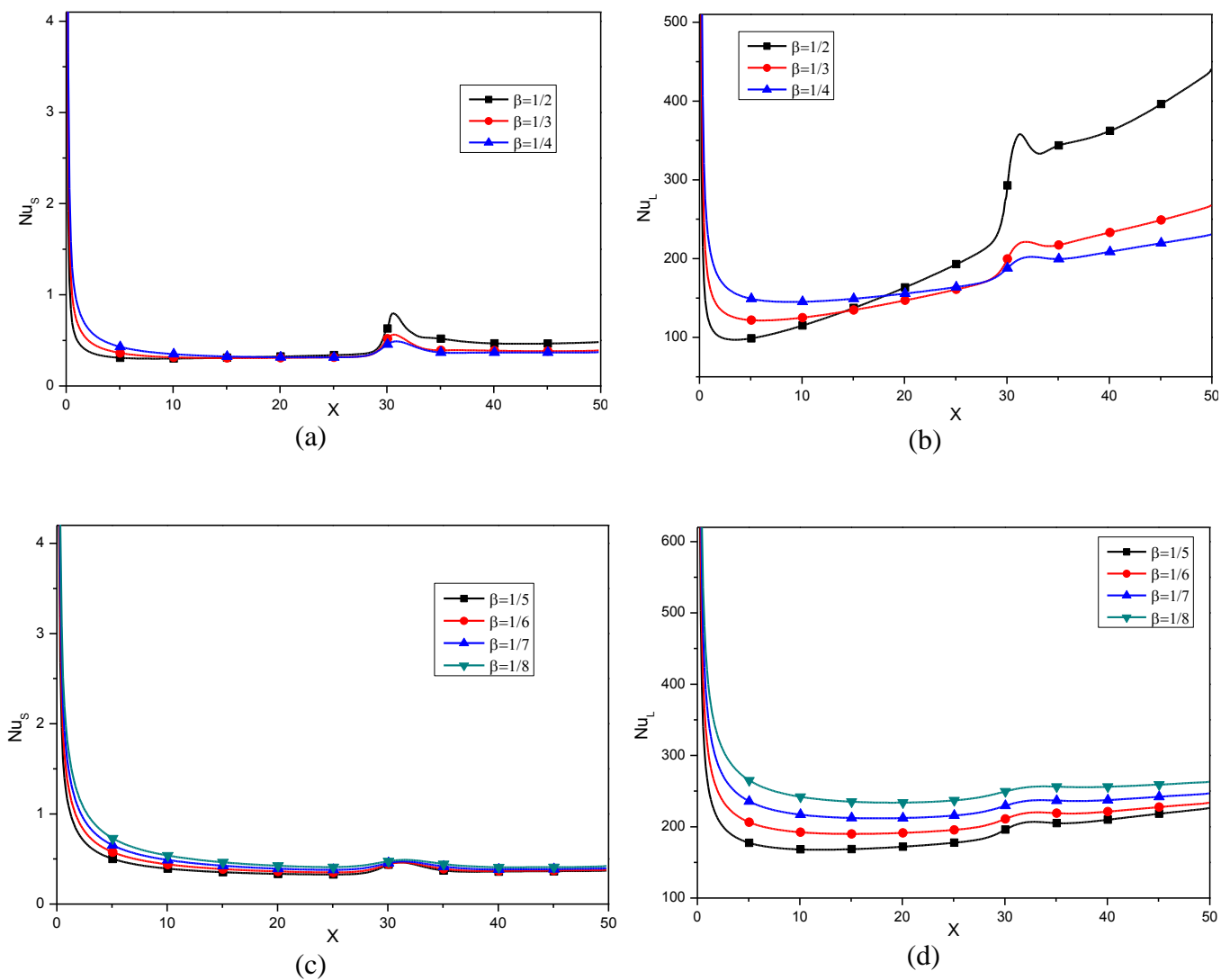


Figure IV.38 : Evolution des nombres de Nusselt sensible et latent.

Les allures des courbes relatives au nombre de Sherwood illustrées dans les figures IV.39, montrent que l'évolution est décroissante de l'entrée vers la sortie avec une perturbation localisée au voisinage immédiat du cylindre poreux. En effet, le gradient de la fraction massique diminue à mesure que l'air se déplace en aval. Pour tous les cas étudiés les nombres de Sherwood tendent vers la valeur asymptotique de 8.5 qui est légèrement supérieure à 7,5 pour un canal sans cylindre carré poreux. Cette valeur de 7.5 est trouvée par O .Oulaid et al. [159] et Z.I. Önsan et A.K. Avci [160]. Nous remarquons que cette grandeur augmente légèrement avec la diminution du rapport de blocage, donc avec l'élargissement du canal, alors que la taille du pic augmente avec le taux de blocage. Comme on a des valeurs relativement semblables des nombres de Schmidt et de Prandtl ($Pr = 0.7$, $Sc = 0.69$), les allures des nombres de Sherwood et de Nusselt sensible sont similaires.

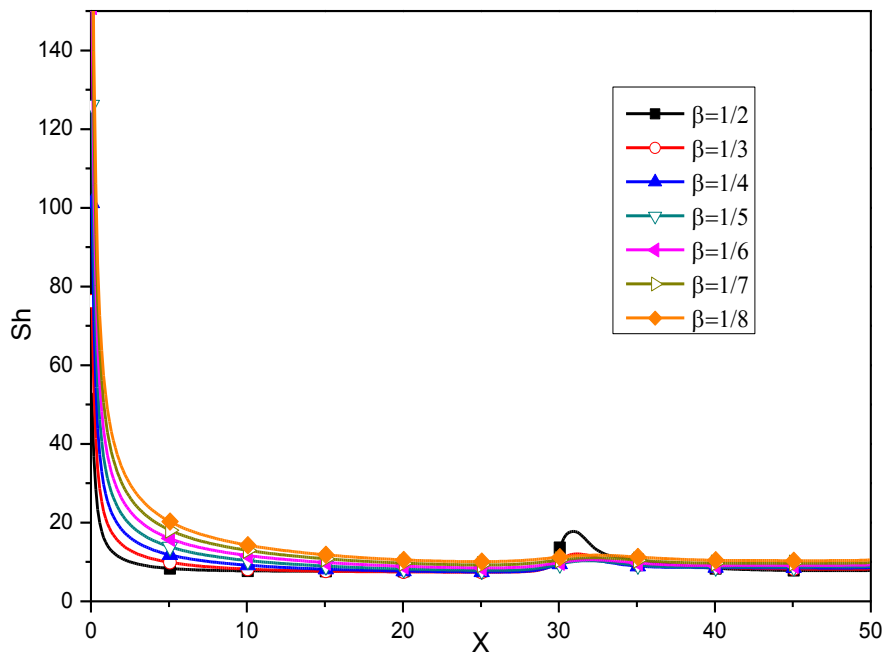


Figure IV.39 : Evolution des nombres de Sherwood.

La figure IV.40 représente la variation du nombre de Nusselt latent moyen calculé pour différents rapport de blocage, variant de $\beta=1/8$ à $\beta=1/2$ et pour différents nombres de Darcy. On peut voir, pour tous les nombres de Darcy que les profils sont caractérisés par un nombre de Nusselt latent minimal de l'ordre de 232, localisé en $\beta=1/5$. Le profil du nombre de Nusselt

latent relatif au nombre de Darcy $Da=10^{-2}$ est situé en dessous des autres profils. Nous avons pu constater aussi une forte augmentation du nombre de Nusselt latent pour $\beta = 1/2$. En conclusion, l'élargissement du canal et l'augmentation de la perméabilité du cylindre conduisent généralement à la diminution du transfert de chaleur par mode latent.

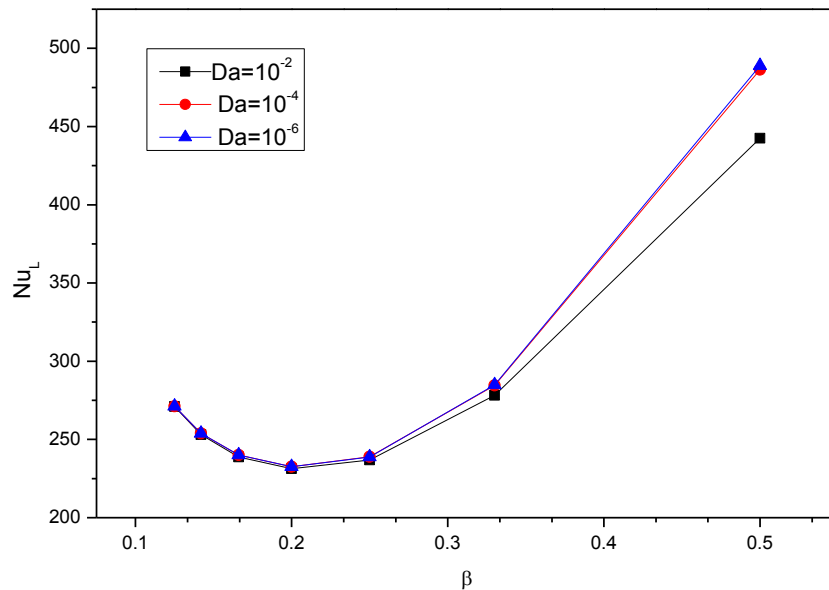


Figure IV.40 : variation du nombre de Nusselt latent en fonction du taux de blocage pour différents nombres de Darcy.

La variation du nombre de Sherwood moyen en fonction du rapport de blocage pour différents nombres de Darcy est illustrée sur la figure IV.41. Cette courbe montre que le nombre de Sherwood devient plus important avec un taux de blocage réduit. Il convient de noter également que les deux nombres de Darcy $Da=10^{-4}$ et $Da=10^{-6}$ donnent pratiquement le même nombre de Sherwood moyen pour tous les cas étudiés. Ceci peut s'expliquer par le fait que les deux nombres de Darcy donnent les mêmes vitesses d'écoulement dans le canal (fig. III.11 (chap3)). Nous constatons que le transfert massique du système pourra être amélioré par la réduction du taux de blocage et du nombre de Darcy.

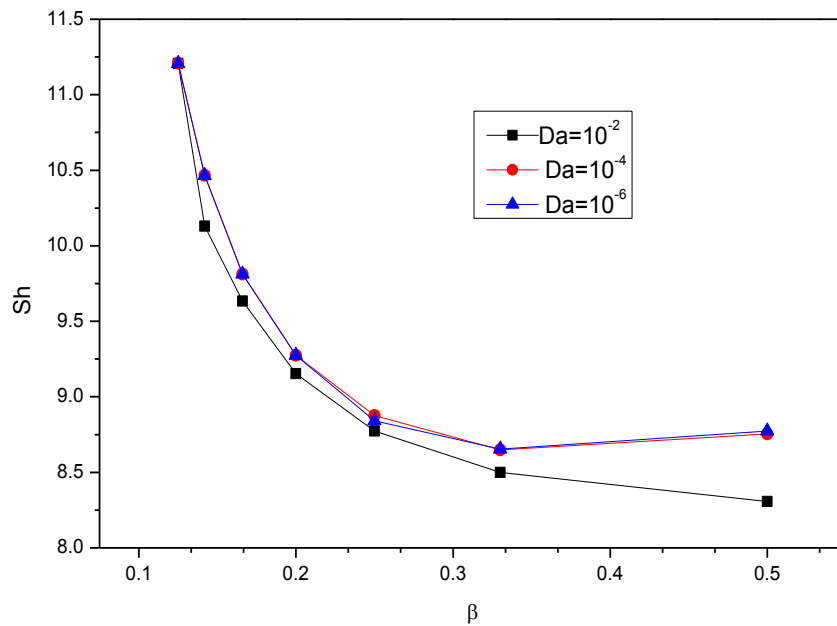


Fig. IV.41 : variation du nombre de Sherwood en fonction du taux de blocage pour différents nombres de Darcy.

Pour quantifier les améliorations des transferts thermique et massique au niveau des parois du canal, les résultats sont présentés en termes de rapport Nu_L/Nu_L^{ch} et Sh/Sh^{ch} . Les rapports Nu_L/Nu_L^{ch} et Sh/Sh^{ch} représentent, respectivement, les valeurs moyennes des nombres de Nusselt latent et de Sherwood normalisés par celles du canal sans cylindre. Les figures IV.42 a et b montrent respectivement les variations des rapports Nu_L/Nu_L^{ch} et Sh/Sh^{ch} en fonction du rapport de blocage et pour différents nombres de Darcy. Il est clair que les valeurs des rapports Nu_L/Nu_L^{ch} et Sh/Sh^{ch} , augmentent avec le rapport de blocage. Cependant, on constate que les valeurs de Nu_L/Nu_L^{ch} et Sh/Sh^{ch} sont très proches de 1 pour $\beta=1/8$. Ceci peut s'expliquer par le fait que la présence du cylindre poreux est inutile puisqu'il n'a pas d'effet perceptible sur les parois du canal. La présence du cylindre poreux devient plus significative avec la diminution du nombre de Darcy. Pour un rapport de blocage $\beta = 1/2$, les améliorations du nombre de Nusselt latent sont de l'ordre de 17,4%, 16,7% et 6,2% pour des nombres de Darcy égaux à 10^{-6} , 10^{-4} et 10^{-2} respectivement. Les améliorations respectives pour le nombre de Sherwood sont de l'ordre de 9,9%, 9,6 % et 4%.

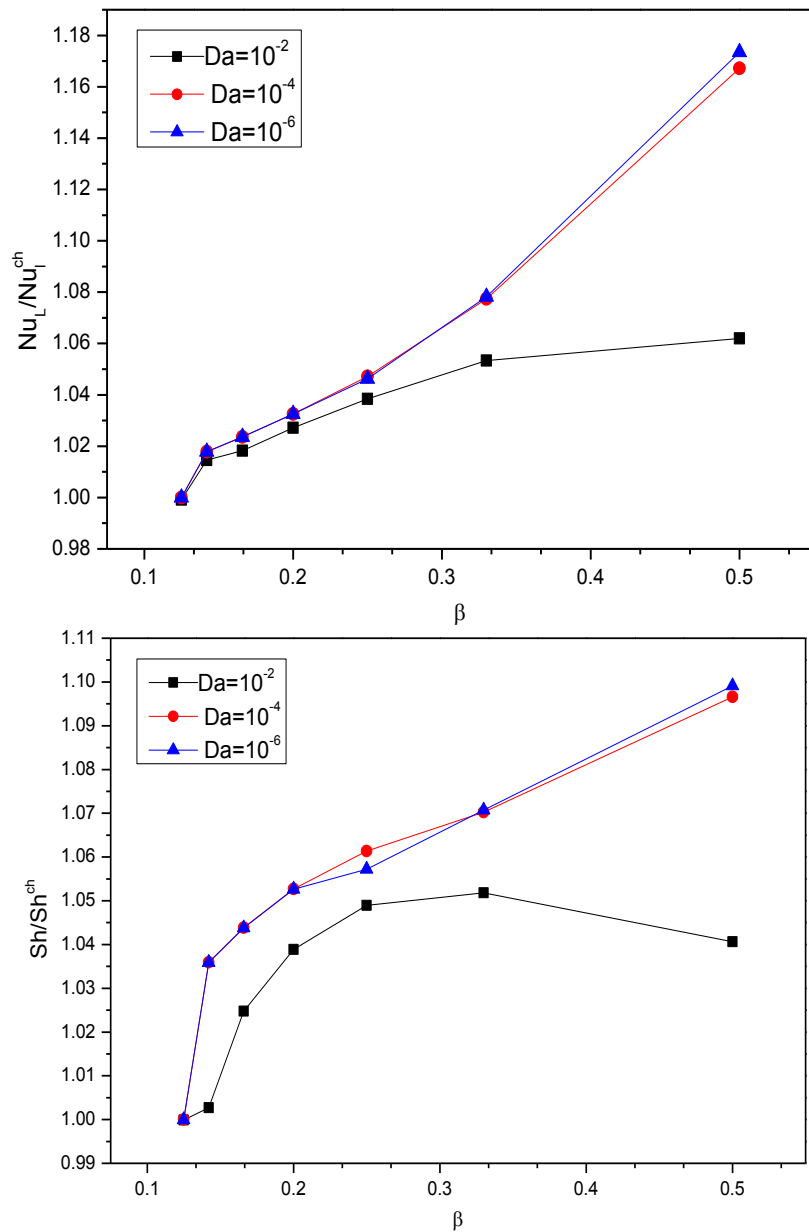


Figure IV.42. Effet du taux de blocage sur les nombres de Nusselt latent et Sherwood pour différents nombres de Darcy.

6.5- Corrélations

Dans cette section, nous établissons une corrélation pour le nombre de Sherwood (Sh) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour un rapport de blocage différent (β). Cette corrélation est valable en régime laminaire pour des valeurs du nombre de Reynolds allant de 25 à 65. Pour une meilleure précision, nous proposons une corrélation non linéaire du nombre de Sherwood :

$$Sh = 0.919 Re^{0.39} \beta^{-0.65}$$

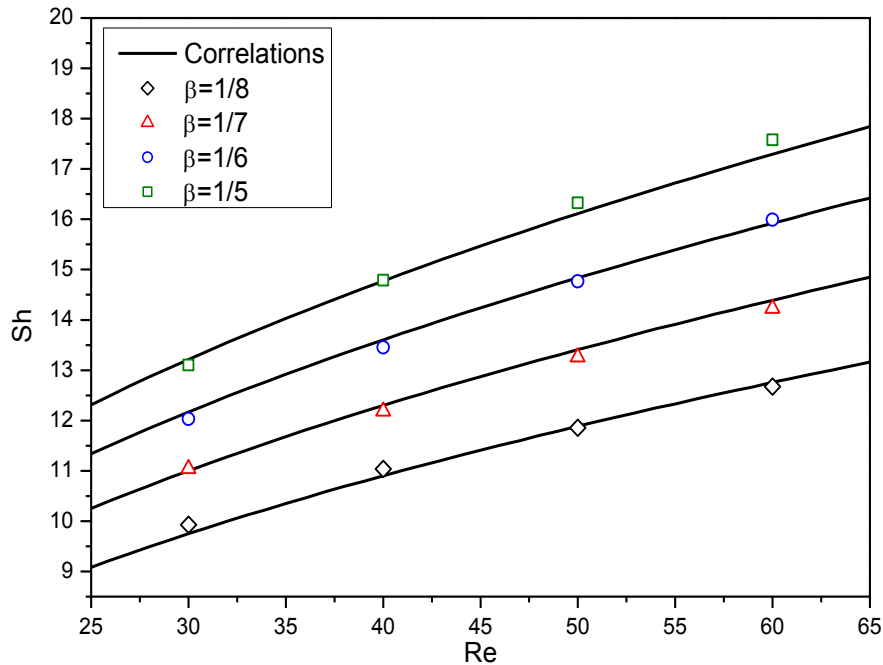


Figure IV.43 : Variation du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Reynolds pour différents rapport de blocage.

Le choix d'une corrélation de type $F = a B^b C^c$ est effectué pour deux raisons principales : premièrement, dans la littérature et à notre connaissance, ce type de corrélation n'a pas été proposé dans le cas de l'évaporation d'un film liquide en présence d'un cylindre poreux pour un canal. Deuxièmement, La structure de l'écoulement dépend principalement du nombre de Reynolds et du rapport de blocage. Pour cette raison ces facteurs peuvent avoir un impact sur le nombre de Sherwood et par conséquent sur le transfert de masse dans le canal.

7- Effet du facteur de forme du cylindre poreux

Au début, nous avons fait toute notre étude en considérant un cylindre poreux de section carrée afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux de la bibliographie. Dans cette partie, nous examinons l'effet du facteur de forme sur les transferts combinés de chaleur et de masse à l'intérieur du canal. Il convient de noter que, contrairement à l'effet du rapport de blocage, l'étude de l'effet de ce paramètre est peut abondante dans la bibliographie malgré son importance dans divers applications industrielles. Le facteur de forme est défini par le rapport entre la longueur et la hauteur du cylindre poreux (l/h). Dans ce qui suit, nous analysons le cas

où nous maintenons fixe la hauteur du cylindre poreux, avec une longueur qui varie en fonction du facteur de forme. Les résultats sont obtenus pour une humidité fixe, $H_r=20\%$ et un nombre de Reynolds $Re=20$.

7.1- Profil des Vitesses– Températures - Concentrations

La figure IV.44 illustre les profils de la vitesse horizontale pour $X=3.50$ h. Nous avons considéré qu'à l'entrée du canal, la répartition des vitesses est uniforme $U=U_0$. Généralement, les vitesses d'écoulement sont équivalentes pour les différents rapports de forme. La vitesse de l'écoulement diminue et tend vers zéro sur la surface de l'obstacle, dû au frottement sur la surface de l'obstacle et à la viscosité de l'écoulement. Pour cela, le débit donne une vitesse maximale au centre de l'espace compris entre la paroi du canal et l'obstacle. Cependant, nous avons enregistré une légère augmentation de la vitesse maximale pour $l/h=50$.

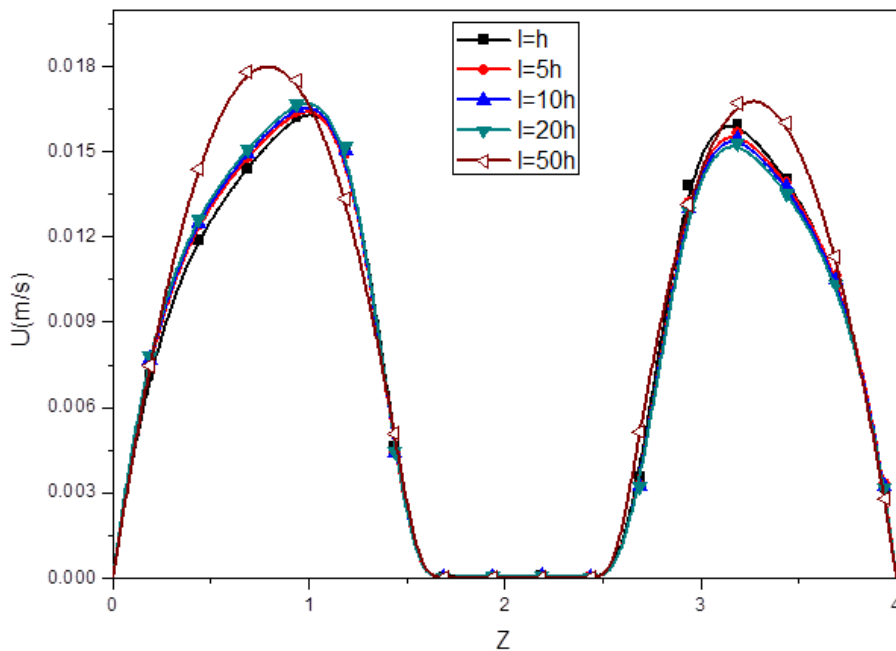


Figure IV.44 : composante de vitesse U horizontale en fonction de z , pour différents facteur de forme.

Pour les mêmes conditions d'entrée utilisées précédemment, nous avons représenté sur les figures IV.45 (a) et (b) les profils de la température et de la fraction massique dimensionnelle pour cinq rapports de forme différents. La température la plus importante se trouve sur les parois et diminue jusqu'à atteindre le cylindre poreux. Le sommet du profil est aplati, ceci est dû à la présence de l'obstacle (figure IV.45-a). Les évolutions de la

température pour différents facteurs de formes sont largement identiques. Cependant, pour le rapport de forme égale à 50 h, on obtient un profil de température plus aplati. La différence de températures entre l'entrée et la paroi étant moins importante la température au milieu du canal se rapproche de la température d'entrée de fluide. Les profils de concentration donnent une topologie similaire à ceux de la température (figure IV.45-b).

Les figures IV.46 (a), (b) et (c) rendent compte des évolutions de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation le long de la paroi du canal. La température de la paroi augmente continûment de l'entrée jusqu'à la position de l'obstacle poreux. En amont du cylindre, les courbes sont pratiquement confondues, nous avons enregistré les mêmes températures pour les cas étudiés. À l'aval immédiat de l'obstacle les profils de température sont perturbés. Cette perturbation peut se propager vers l'aval avec l'augmentation de la valeur du rapport de forme. En effet en aval, la diminution de la vitesse dans la zone centrale de l'écoulement, dû à la présence de l'obstacle, s'accompagne d'une augmentation de la vitesse dans la zone confinée entre le cylindre poreux et la paroi. Comme nous l'avons signalé, cette évolution de la température de la paroi se retrouve sur la courbe de la fraction massique. Il s'ensuit également une augmentation du gradient de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage et par conséquent une augmentation de la vitesse d'évaporation (figure IV.46-c). Nous avons obtenu une perturbation de la vitesse d'évaporation au voisinage du cylindre. La taille de cette zone perturbée est contrôlée par la longueur du cylindre rectangulaire avec la zone de recirculation en aval. Cette perturbation devient plus importante avec l'augmentation de la longueur du canal.

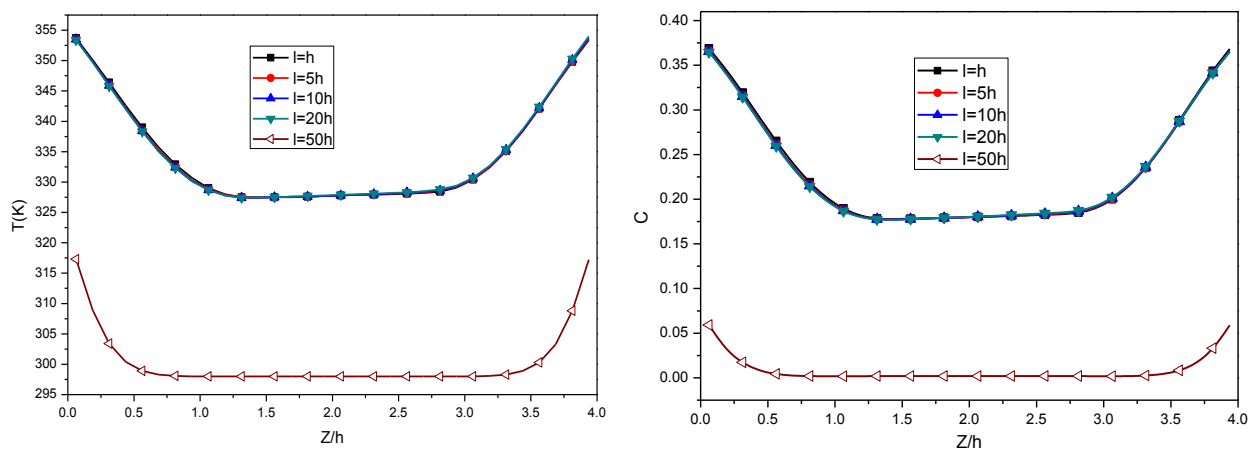


Figure IV.45 : Profils de la température (a) et de la concentration (b)

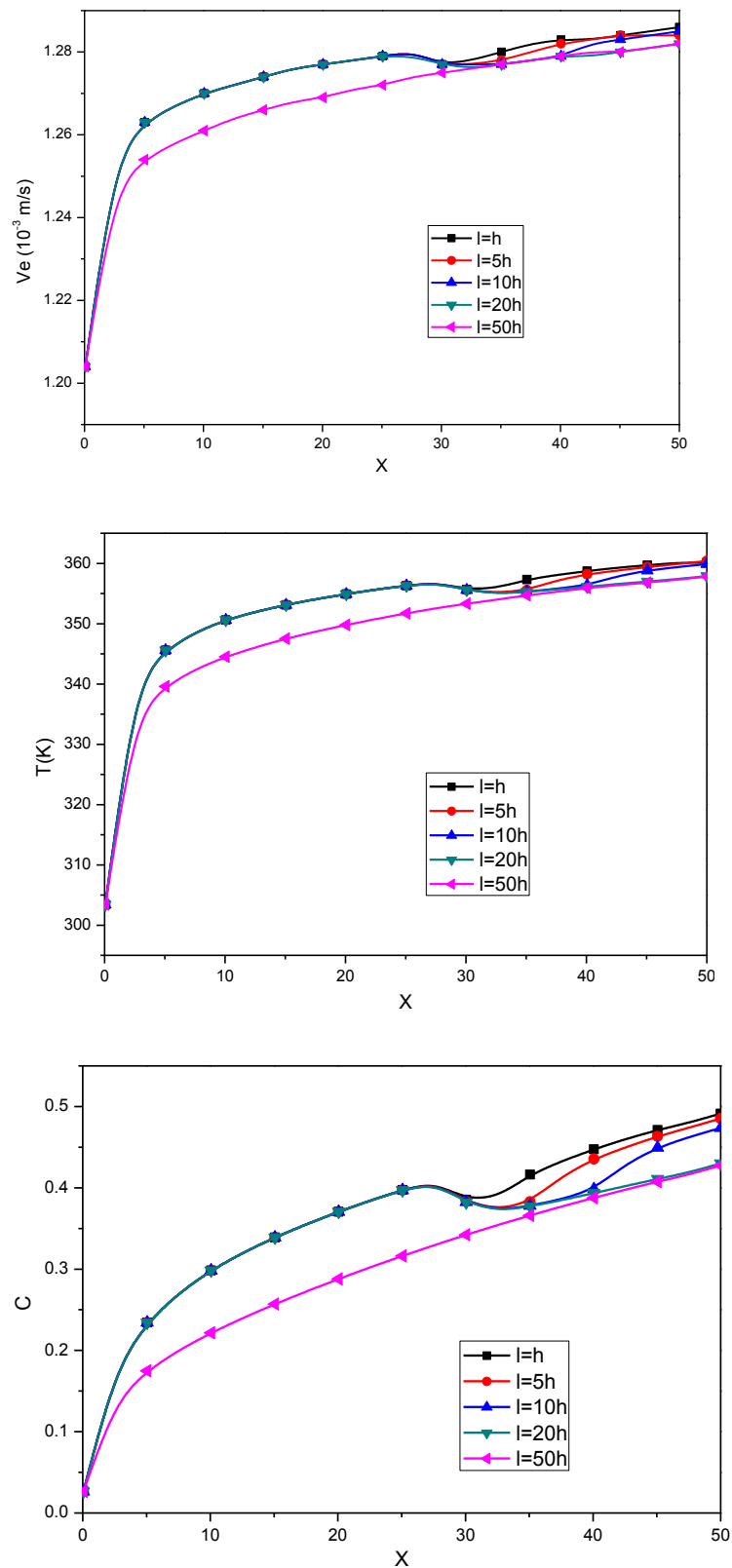


Figure IV.46 : Evolution de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation le long de la paroi.

7.2- Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Nous avons tracé sur la figure IV.47, le profil du nombre de Nusselt sensible le long de la paroi. Comme l'on s'y attendait, pour le canal plan, le nombre de Nusselt local diverge à $x = 0$ qui correspond à la plus grande valeur du nombre de Nusselt sensible du fait des forts gradients de températures. Au fur et à mesure que l'air avance dans le canal il s'échauffe ce qui engendre une diminution progressive du nombre de Nusselt sensible jusqu'à ce qu'il atteigne la position du cylindre. À partir de $X=30h$, le transfert sensible augmente immédiatement et après avoir atteint une valeur maximale, il diminue ensuite pour demeurer relativement stable en s'éloignant vers la sortie du canal. Cette valeur maximale du nombre de Nusselt sensible correspond approximativement au point de rattachement à l'arrière du cylindre. Ce résultat est en accord avec les travaux de H. Abbassi et al. [153], M. Meis et al. [154] et M. Cheraghi et al. [136]. Nous avons fait varier le rapport de forme longueur/hauteur du cylindre. On remarque que les profils sont identiques en amont du cylindre, par contre, les zones où la valeur du nombre de Nusselt sensible est maximale s'allongent proportionnellement avec la longueur de l'obstacle. En aval du cylindre on note que les valeurs augmentent avec la longueur du rectangle. Ceci est dû à l'accélération de l'écoulement en raison de l'effet de la diminution de la section de passage.

Le nombre de Nusselt latent, après une diminution rapide à l'entrée du canal, s'accroît graduellement tout au long de la paroi chauffée jusqu'à la sortie du canal. On note que l'allure du nombre de Nusselt latent sur la figure IV.47-b a un profil un peu similaire à celui du nombre de Nusselt sensible. Ces courbes sont caractérisées par l'apparition d'une perturbation au voisinage de l'obstacle dont la taille croît avec la longueur du cylindre rectangulaire. En comparant les profils obtenus pour les nombres de Nusselt sensible et latent, on constate que, contrairement au Nu_s , le nombre de Nusselt latent augmente progressivement tout le long des parois et qu'il est le plus important, ce qui montre que le transfert de chaleur par mode latent est prédominant. La distribution du nombre de Sherwood Sh le long du canal est représentée sur la figure IV.47-c. Comme nous l'avons déjà signalé, on remarque que le nombre de Sherwood caractérisant le transfert de masse varie de la même manière que le nombre de Nusselt sensible. À l'entrée du canal le nombre de Sherwood prend de grandes valeurs puisque les gradients de concentration sont élevés dans cette zone, puis il diminue graduellement jusqu'à la position du cylindre où il subit une perturbation.

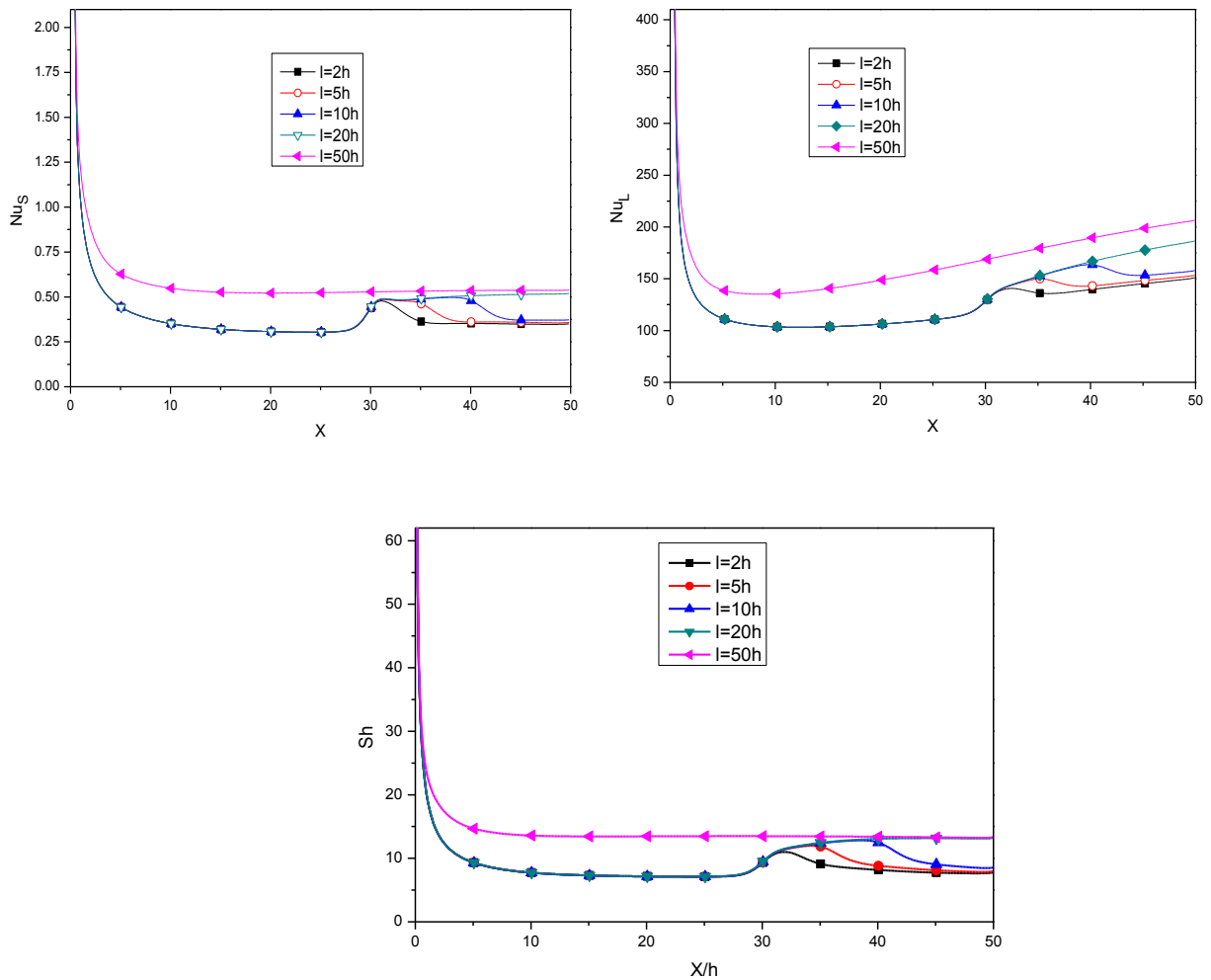


Figure IV.47: Evolution des nombres de Nusselt et Sherwood: (a) chaleur sensible; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood pour différentes valeurs du facteur de forme.

6.1- Corrélations

Dans ce paragraphe, nous allons présenter des corrélations pour les nombres de Nusselt sensible et latent et le nombre de Sherwood en fonction de l/h , permettant de décrire le transfert de chaleur entre la paroi et le fluide. Ces corrélations sont valables en régime laminaire pour une valeur de densité de flux de chaleur $Q=350 \text{ w.m}^{-2}$ et l/h variant entre 1 et 50. L'augmentation du rapport de forme provoque une augmentation monotone des transferts thermiques et massiques. Pour les nombres de Nusselt sensible Nu_s et latent Nu_L et le nombre de Sherwood Sh , nous proposons des corrélations de type :

$$Nu_s = 0.99 (l/h) + 0.80$$

$$Nu_L = 0.99 (l/h) + 233.95$$

$$Sh = 0.99 (l/h) + 8.64$$

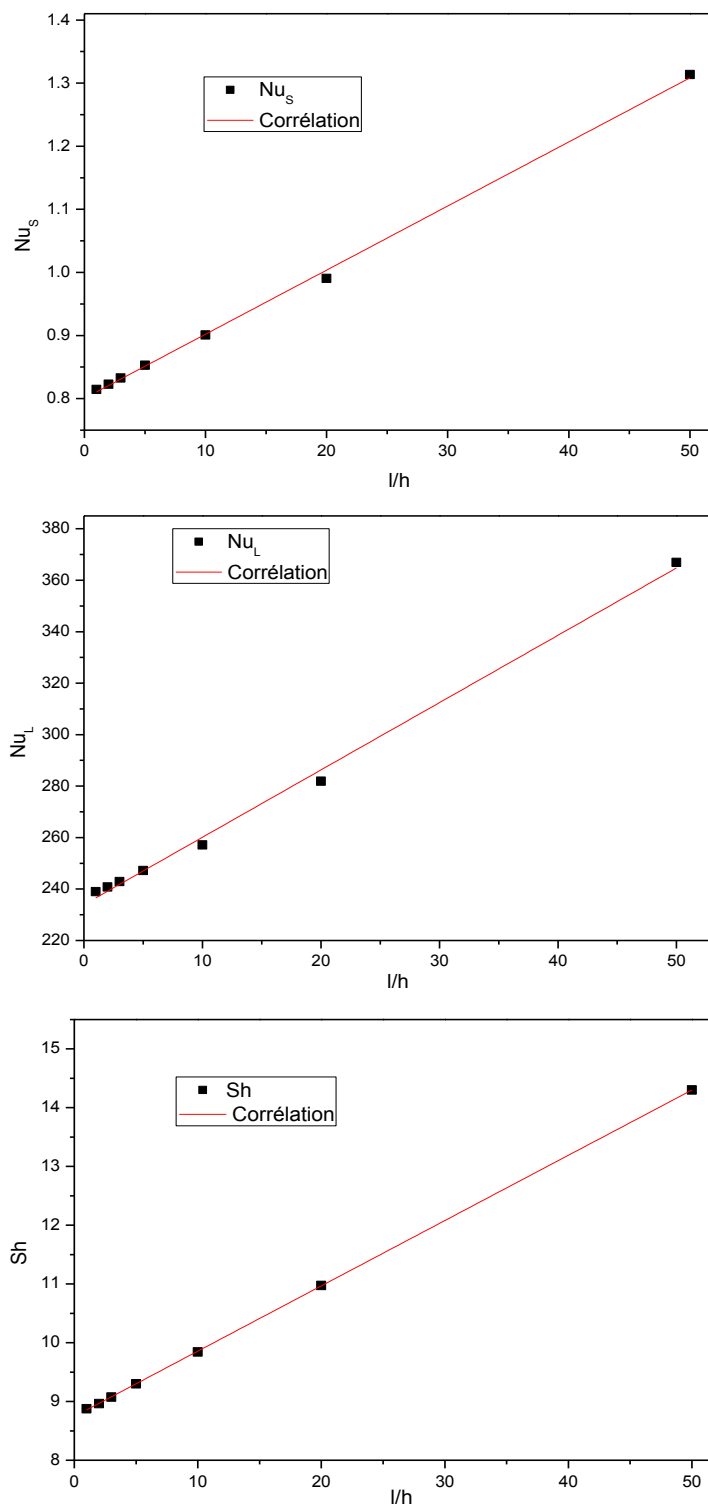


Figure IV.48 : Evolution des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens : (a) chaleur sensible; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood pour différentes valeurs du facteur de forme.

8- Position du cylindre

8.1- Profil des Vitesses– Températures - Concentrations

Afin d'étudier l'effet des paramètres retenus du problème sur les échanges thermique et massique, on visualise l'évolution de la température, de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation dimensionnelle le long de la paroi du canal pour différentes positions du cylindre poreux sur la figure IV.49. L'écoulement subit une contraction importante au passage du cylindre poreux. La vitesse de l'écoulement est désordonnée dans cette partie et le sillage de l'obstacle est agité vers l'aval. Ce phénomène s'accroît avec la température (figure IV.49-a). Au voisinage du cylindre poreux nous avons observé une nette diminution des températures, ensuite elles tendent asymptotiquement vers une valeur sensiblement constante. Cette tendance se confirme par le tracé des courbes de la fraction massique et de la vitesse d'évaporation (figure IV.49 b-c). Il est intéressant de noter que, dans toutes les courbes, l'endroit de la perturbation observé est fortement lié à la position du cylindre.

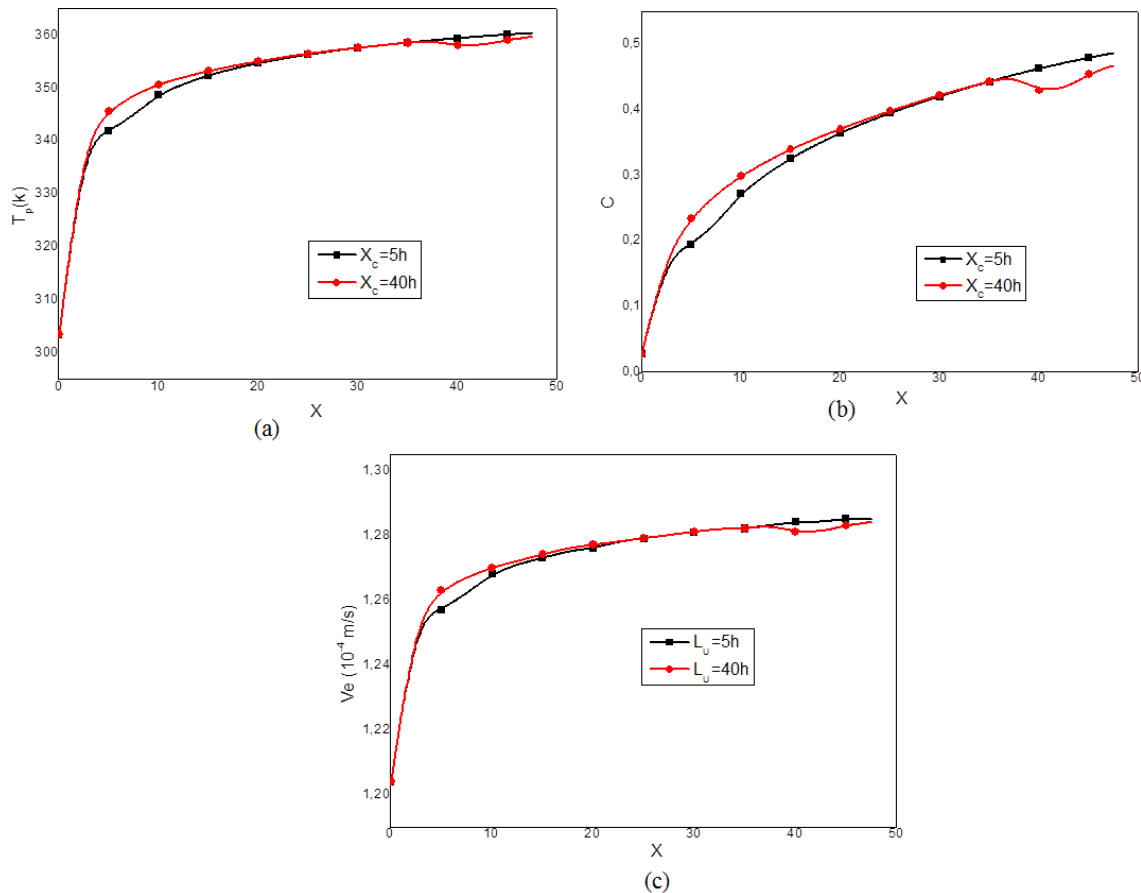


Figure IV.49 : Evolution de la température (a), de la fraction massique (b) et de la vitesse d'évaporation (c) le long de la paroi pour différentes positions du cylindre poreux.

8.2- Évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Dans ce paragraphe, notre attention s'est portée vers l'effet de la position du cylindre poreux sur les transferts de chaleur et de masse à la paroi. Près de l'entrée les nombres de Nusselt sensible prennent des valeurs importantes du fait que les gradients de température sont assez élevés. Au fur et à mesure que l'air avance dans le canal, il se réchauffe ce qui engendre la diminution du nombre de Nusselt sensible. Dans chaque courbe, nous remarquons l'apparition d'une crête au voisinage de la position de l'obstacle qui faiblit progressivement au cours de l'avancement du fluide. On peut voir également pour les courbes des nombres de Nusselt latent que les allures sont presque semblables : après une diminution rapide à l'entrée du canal, ils s'accroissent progressivement tout au long de la paroi chauffée jusqu'à la sortie du canal, tandis que les positions des crêtes varient suivant les positions d'obstacle.

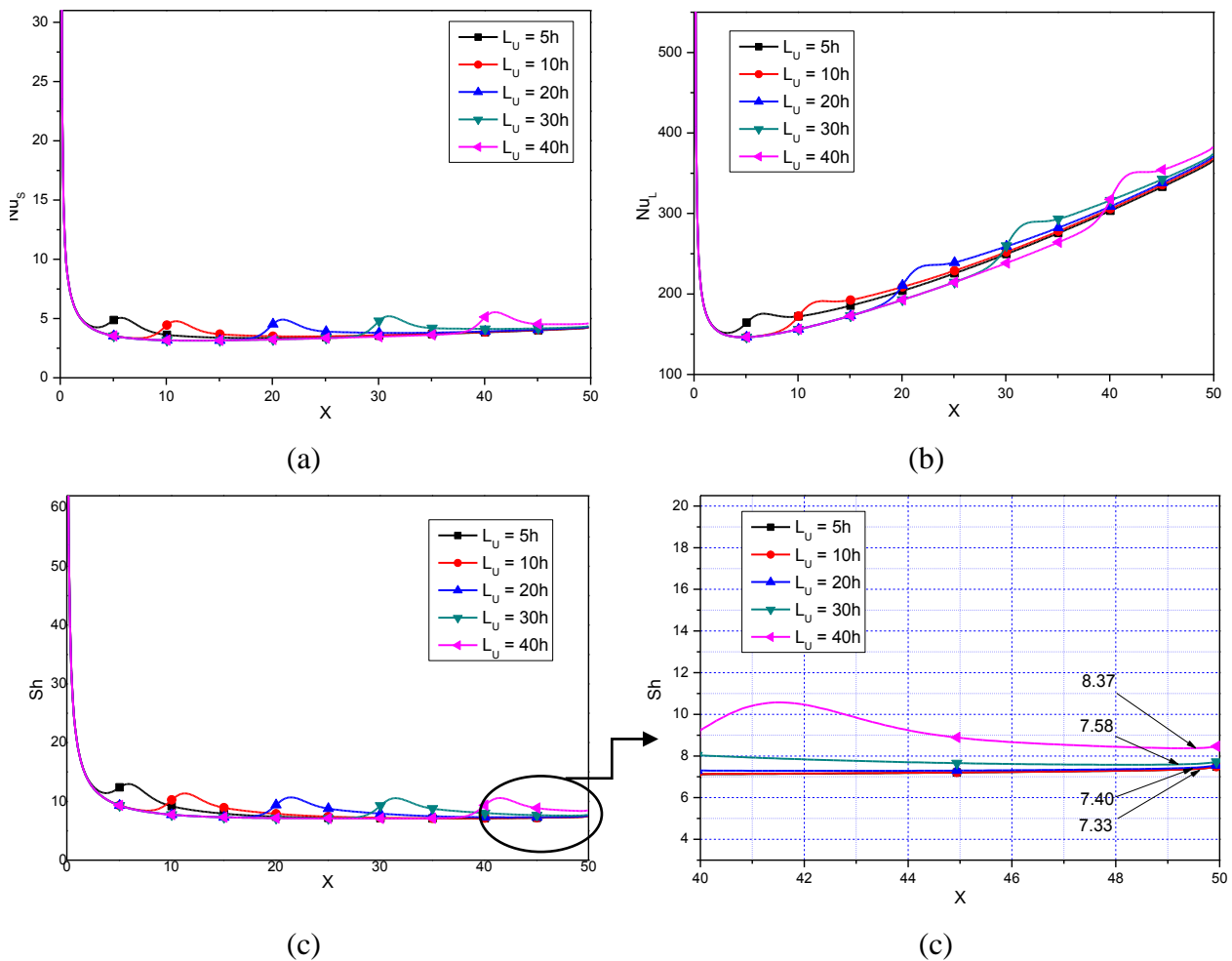


Figure IV.50 : Evolution des nombres de Nusselt et Sherwood locaux le long de la paroi: (a) chaleur sensible; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood.

La comparaison des profils obtenus nous a permis de constater que le transfert de chaleur domine par le transfert en mode latent du fait de la vaporisation du film liquide. L'analyse de la courbe relative à la distribution du nombre de Sherwood (fig. IV.50) montre que cette grandeur admet des allures semblables à celles du nombre de Nusselt sensible. À l'entrée immédiate du canal, il prend une valeur maximale et diminue continûment jusqu'à la sortie du canal. En observant au voisinage de la position du cylindre poreux, nous constatons qu'une crête marque sa présence. En effet la présence d'obstacle cause une accélération de l'écoulement, et par suite le transfert massique s'améliore. À la sortie du canal, les valeurs retrouvent un seuil constant, ce qui caractérise un écoulement développé. Cette figure indique que les nombres de Sherwood tendent vers des valeurs asymptotiques de 7.33, 7.33, 7.40, 7,58 et 8.37 respectivement pour $L_u = 5h, 10h, 20h, 30h,$ et $40h$.

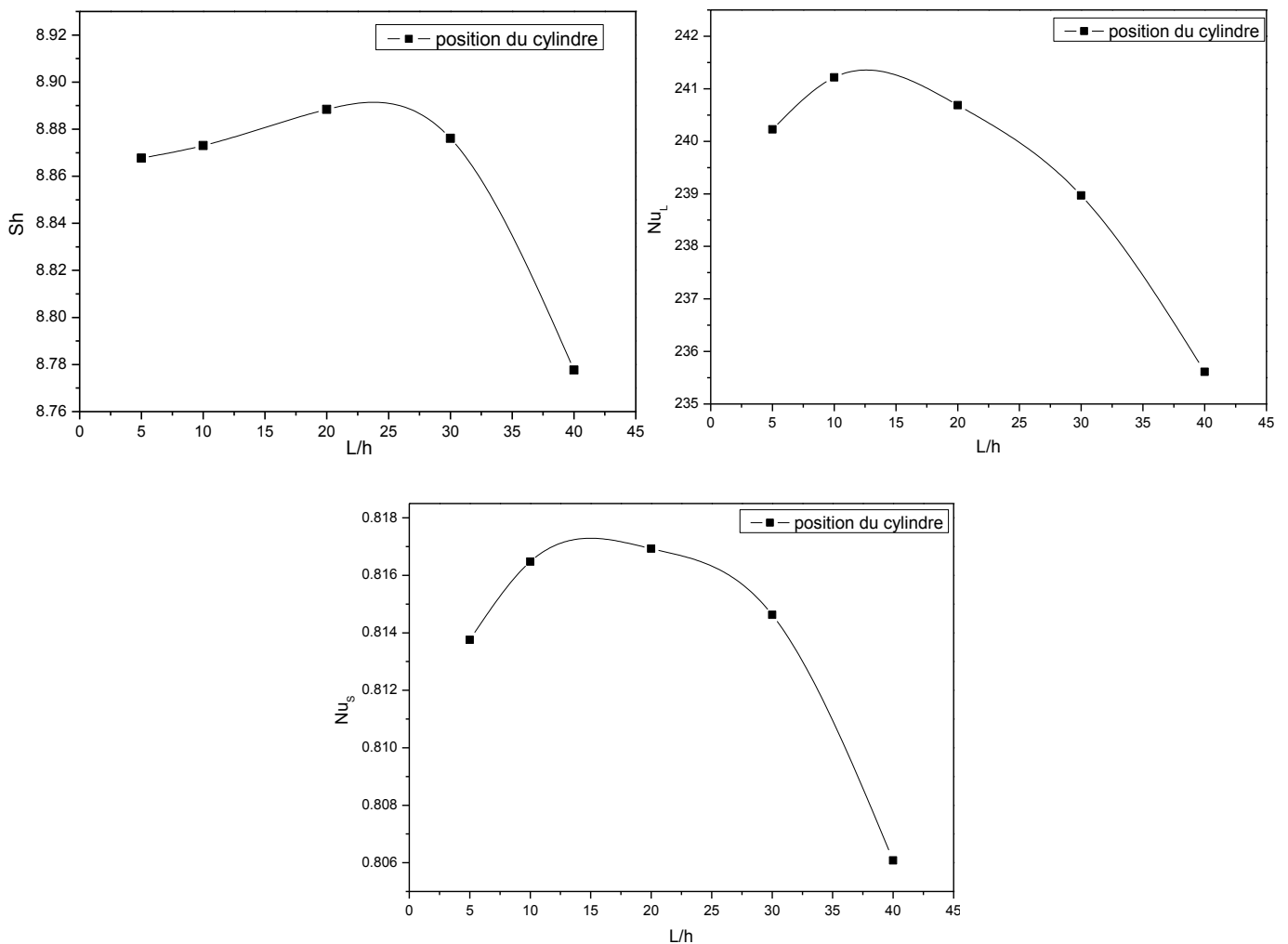


Figure IV.51 : Evolution des nombres de Nusselt et Sherwood moyens : (a) chaleur sensible; (b) chaleur latente ; (c) nombre de Sherwood pour différentes position du cylindre.

L'évolution du nombre de Nusselt moyen présentée sur la figure IV.51, nous aidera à déterminer la position la plus adéquate. La couche limite thermique finit par envahir tout le canal, sauf près de sa section d'entrée. Dans cette partie l'obstacle poreux n'est pas léché par l'isotherme. Donc, le cylindre joue le rôle d'un perturbateur pour les deux positions $X = 5$ et $X=10$. Les échanges thermique et massique sont plus importants dans la deuxième section $10 < X < 30$. En effet, la couche limite s'épaissit progressivement jusqu'à occuper l'ensemble de la veine fluide, ce qui mène au régime établi. Nous avons trouvé que la longueur d'établissements, distance nécessaire pour atteindre le régime laminaire établi, est de l'ordre de $11h$. Dans la partie centrale, appelée aussi noyau central, des échanges thermiques et massiques entre le fluide et le cylindre poreux s'établissent. Par conséquent le maximum d'échanges thermique et massique entre le fluide et la paroi du canal a lieu dans cette zone intermédiaire. Les échanges thermiques et massiques diminuent dans la section de sortie du canal après l'obstacle. Au fur et à mesure qu'on rapproche le cylindre poreux de la sortie, l'influence de la présence du cylindre sur l'écoulement devient moins importante.

Conclusion

Une étude numérique d'un écoulement dans un canal horizontal en présence d'un obstacle poreux a été effectuée. Les parois sont mouillées et soumises à un flux de chaleur de densité constante. Les effets d'un écoulement perturbé sur le transfert de chaleur au voisinage de la paroi du canal ont été analysés numériquement pour un nombre de Reynolds de $Re=40$, sept rapports de blocage de $1/8 \leq \beta \leq 1/2$, six distances d'écartement de $1/6 \leq \gamma \leq 1$ et quatre nombres de Darcy $10^{-2} \leq Da \leq 10^{-6}$. Cette étude réalisée en convection forcée a permis de conclure que lorsque γ augmente, la zone de recirculation près de la paroi du canal disparaît et par conséquent, les nombres de Nusselt latent et de Sherwood le long de la paroi inférieure sont plus importants pour un grand γ . Le nombre de Sherwood devient moins important avec l'augmentation du rapport de blocage. Enfin, des lois de corrélation ont été établies afin de déterminer la configuration optimale ainsi que les améliorations correspondantes du transfert de chaleur et de masse.