



ETUDE DE L'ÉCOULEMENT LAMINAIRE DANS DES CANAUX COMPLEXES A SECTION RECTANGULAIRE

M.S. GUELLOUZ^{1,2}, F. SOUISSI³ et N. BEN SALAH³

¹ Université de Monastir, Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Tunisie

² Université de Carthage, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Bizerte, BP. 66, Campus Menzel Abderrahman, 7035 Bizerte, Tunisie

³ Université de Tunis, Laboratoire de Mécanique, Matériaux et Procédés, Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs de Tunis, B.P. 56 Bâb Manara, Tunis, Tunisie.

sadok.guellouz@enib.rnu.tn, souissi_faika@yahoo.fr, nizar.bensalah@esstt.rnu.tn

RESUME :

Connaitre les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique dans les canaux complexes est d'une importance fondamentale dans plusieurs applications industrielles; une importance accentuée depuis la découverte assez récente au voisinage des régions étroites, de la présence de structures cohérentes à grande échelle favorisant aussi bien le transport de la matière, de la quantité de mouvement que de la chaleur. La présence de ce phénomène rend l'étude de la stabilité de ces écoulements incontournable. Mais pour arriver à cette étape cruciale, comprendre et prédire l'écoulement de base devient un pas nécessaire. Dans ce papier, une étude systématique de l'écoulement de base dans des conduites complexes est présentée. En premier lieu, le modèle mathématique est introduit à partir des équations de Navier-Stokes. Ce modèle mathématique est une équation de type Poisson avec un terme source lui-même fonction de la solution. Profitant de la possibilité de linéarisation de ce modèle en apparence non linéaire, une stratégie de résolution originale est proposée. La méthodologie numérique utilisée pour résoudre le problème est basée sur une formulation éléments finis standard de type Galerkin. L'interpolation est faite sur un maillage linéaire triangulaire. L'obtention de l'écoulement de base peut servir à l'étude de la stabilité de l'écoulement.

1. Introduction :

La connaissance de l'organisation de l'écoulement et du transfert de chaleur dans les conduites à forme complexe est d'un intérêt primordial pour un nombre non négligeable d'applications industrielles et d'ingénierie, qui vont de l'hydraulique des rivières, à l'étude de la dispersion des polluants, à la conception des systèmes de climatisation, au refroidissement des composants électroniques jusqu'aux réacteurs nucléaires. Entendu par conduites à forme complexe toute organisation de conduites qui comprend des sections larges et des gaps sensiblement plus étroits. Des canaux hydrauliques de profondeur variable, des conduites de sections rectangulaires interconnectées entre elles, ou équipées de fentes ou d'ailettes ou des conduites circulaires annulaires ou comprenant un faisceau de tubes suspendus sont autant d'exemples de conduites à formes complexes.

L'intérêt récemment retrouvé pour les conduites à forme complexe vient non seulement de la multitude d'applications possibles mais aussi par la découverte récente de la formation dans le voisinage des gaps de structures cohérentes à grande échelle. Ces structures sont définies comme des tourbillons quasi-périodiques qui sont transportées par convection le long de l'écoulement. Ces structures sont très importantes car elles transportent la matière, la quantité de mouvement et la chaleur beaucoup plus et sur des échelles plus larges que la diffusion turbulente, contribuant ainsi à l'uniformisation des champs de vitesse et de température et à l'amélioration du transfert de chaleur. Une meilleure compréhension de l'écoulement fluide et de ses structures cohérentes aiderait énormément à la compréhension des phénomènes de transfert de chaleur et donc au design des équipements servant à cet effet.

A titre d'exemple, il est établi que les coefficients locaux de frottement et de transfert de chaleur par convection, dans les régions étroites des conduites circulaires avec un faisceau de tubes, gardent des valeurs assez élevées pour une étendue assez large du facteur de forme, rapport de la dimension caractéristique du gap à la dimension caractéristique de la conduite et qu'ils ne diminuent appréciablement que lorsque ce facteur de forme devient très petit. Les divers modèles de turbulence basés sur le concept de transport local échouent à prédire ce genre de comportement où il devient nécessaire de supposer que le mélange turbulent est largement intensifié par un transport à grande échelle dû à des tourbillons quasi-périodiques qui se développent dans le gap.

Les premiers à détecter la présence des pulsations quasi-périodiques dans la région étroite sont Rowe et al [1]. Ils ont confirmé que leur périodicité diminue lorsqu'on augmente l'écart de la région étroite. Les oscillations ont été observées expérimentalement, aussi par Hooper et Rehme [2]. Meyer et Rehme [3] ont documenté la formation de ces structures pour les flux à faible nombre de Reynolds dans une configuration de trois canaux contenant respectivement, une fente, deux nageoires et huit ailettes. Ils ont étudié l'effet de la viscosité en utilisant l'air, l'eau et un mélange eau-glycol, et ont conclu que l'espacement axial des structures dépend de la géométrie de la fente. Les études expérimentales les plus détaillées ont été réalisées par Guellouz et Tavoularis [4] qui ont identifié la formation de structures cohérentes de grande envergure dans la région de la fente entre une tige cylindrique et la paroi d'un canal rectangulaire en utilisant un échantillonnage conditionnel. Ainsi, ils ont conclu que les structures cohérentes formées sont sous la forme d'une rue de paires de tourbillons contrarotatifs avec des axes alternés de part et d'autre de l'axe de la fente. D'autres expériences ont été réalisées par Harbaoui et Guellouz [5]. Ils ont déterminé le nombre de Reynolds critique pour la formation de ces structures entre deux ailettes.

De ce qui précède, il est maintenant admis que les pulsations dans les régions des fentes sont associées à des structures cohérentes. Toutefois, la bibliographie citée montre l'absence d'une étude systématique des écoulements dans les conduites à forme complexe pour les diverses configurations existantes ayant une signification pratique. Pour ce faire, il faut étudier l'écoulement de base laminaire pour chacune des configurations et ensuite étudier la stabilité à travers la détermination du seuil de stabilité pour chacune des configurations étudiées. La modélisation numérique s'avère être la voie privilégiée pour faire cette étude systématique, avec comme paramètres, la géométrie de la conduite, le rapport de forme et le nombre de Reynolds.

Dans ce papier, une étude de l'écoulement de base dans les conduites complexes est présentée. Le modèle mathématique décrivant les phénomènes fluide est présenté ainsi que la stratégie de résolution qui y est appliquée. La méthodologie numérique est explicitée. Des résultats concernant des configurations typiques des canaux complexes sont obtenus et discutés.

2. Modèle mathématique :

Hypothèses

Pour simplifier le problème étudié qui serait autrement plus complexe, quelques hypothèses, pouvant être justifiées physiquement, sont introduites.

1. L'écoulement se fait en régime permanent : Ceci implique que la variation dans le temps de chacune des variables (pression, masse volumique et les trois composantes u, v, w de la vitesse \vec{V}) caractérisant l'écoulement est nulle $\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0$.

2. Seules les forces de pression et les forces visqueuses sont significatives et les forces de volume en question (gravité) sont négligeables.
3. L'écoulement est incompressible : Ceci implique que la masse volumique est constante ce qui se traduit par l'équation $\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0$.
4. L'écoulement est laminaire et se fait en régime établi : La vitesse se réduit à une seule composante ($v = w = 0$), et donc l'hypothèse (3) implique que $u = u(y, z)$.

Sous les hypothèses du problème ci-dessus mentionnées, les équations de Navier-Stokes, qui gouvernent les écoulements fluides, se réduisent alors à :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

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

où μ est la viscosité dynamique. Introduisant les variables adimensionnelles suivantes :

$$x^* = \frac{x}{D_h}, y^* = \frac{y}{D_h}, z^* = \frac{z}{D_h}, u^* = \frac{u}{\bar{V}}, p^* = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho\bar{V}^2} \quad (4)$$

où D_h, \bar{V} et ρ sont respectivement le diamètre hydraulique, la vitesse débitante moyenne et la masse volumique du fluide.

Les équations peuvent être réécrites sous forme adimensionnelle comme suit :

$$\left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \right) = \frac{Re}{2} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} \quad (5)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial y^*} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial z^*} = 0 \quad (7)$$

où le nombre de Reynolds, Re , basé sur la vitesse débitante moyenne \bar{V} et le diamètre hydraulique, s'écrit :

$$Re = \frac{\rho\bar{V}D_h}{\mu} \quad (8)$$

En tenant compte des équations (6) et (7), la dérivée partielle de la pression se transforme en dérivée totale et l'équation (5) s'écrit :

$$\left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \right) = \frac{Re}{2} \frac{dp^*}{dx^*} \quad (9)$$

Résoudre l'équation (9) nécessiterait la connaissance a priori du terme source second membre de l'équation. Or le calcul de la valeur du nombre de Reynolds nécessite la connaissance de la vitesse moyenne qui elle-même requiert la distribution de la vitesse.

Coefficient de frottement

Le coefficient de frottement est défini par :

$$f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho\bar{V}^2}$$

Il est relié au coefficient de Darcy par :

$$f = \frac{1}{4} f_{Darcy}$$

où τ_w dénote la contrainte de cisaillement à la frontière. La relation entre le gradient de pression et la contrainte de cisaillement s'exprime comme suit :

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{1}{A} \int_{\Gamma} \tau_w ds$$

Utilisant la chute de pression adimensionnelle $\frac{dp^*}{dx^*}$ et la définition du coefficient de frottement, on obtient :

$$-\frac{dp^*}{dx^*} = \frac{D_h}{A} \int_{\Gamma} f ds$$

Introduisant respectivement le coefficient de frottement moyen et le périmètre adimensionnel comme :

$$\bar{f} = \frac{1}{\Gamma} \int_{\Gamma} f ds$$

$$\Gamma^* = \frac{\Gamma}{D_h}$$

Se rappelant la définition du diamètre hydraulique, la relation, entre la chute de pression adimensionnelle et le coefficient de frottement moyen, peut être obtenue :

$$-\frac{dp^*}{dx^*} = 4\bar{f}$$

L'expression des coefficients de frottement pour des écoulements laminaires en régime établi dans des conduites prennent en général la forme suivante :

$$\bar{f} = \frac{C}{Re}$$

où C est fonction de la géométrie de la conduite. A titre d'exemple, si la section droite est circulaire, la relation devient :

$$\bar{f} = \frac{16}{Re}$$

Et la constante $C = 16$. Si la section est rectangulaire avec un facteur de forme $= \frac{l}{L}$, où l et L sont respectivement la hauteur et la largeur de la conduite, alors :

$$\bar{f} = \frac{24}{Re} (1 - 1.3553a + 1.9467a^2 - 1.7012a^3 + 0.9564a^4 - 0.2503a^5)$$

et la constante $C = 24(1 - 1.3553a + 1.9467a^2 - 1.7012a^3 + 0.9564a^4 - 0.2503a^5)$

Ce qui donne en fin de compte que :

$$-\left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}}\right) = 2\bar{f}Re = 2C \quad (10)$$

A l'équation (10) est associée la condition aux limites de non glissement qui, sous forme adimensionnelle, s'écrit :

$$u^* = 0 \quad (11)$$

3. Stratégie de résolution :

Du fait que le terme second membre de (10) se réduit à une constante et vue la linéarité en résultant de l'équation, on remarque ce qui suit : Si u^* est solution de (10) pour un terme second membre C_1 alors pour un terme second membre $C_2 = kC_1$, la solution est simplement ku^* . Ceci est à l'origine de la stratégie de résolution qui peut être présentée comme suit :

1. Normaliser le domaine Ω par D_h et qui donne un domaine adimensionnel Ω^* .
2. Résoudre l'équation adimensionnelle (10) dans le domaine normalisé Ω^* avec un terme source $2C = 1$ pour obtenir la distribution adimensionnelle de la vitesse u^* .
3. Calculer la vitesse moyenne \bar{V}^* par l'équation $\bar{V}^* = \frac{1}{A^*} \int_{A^*} u^* dA^*$.
4. Puisque la vitesse adimensionnelle a été obtenue en divisant la vitesse par la vitesse moyenne \bar{V} , alors normalement $\bar{V}^* = 1$. Si ce n'est pas le cas alors le terme second membre devrait être divisé par \bar{V}^* impliquant que le terme second membre $2C = \frac{1}{\bar{V}^*}$ ou encore que $C = \frac{1}{2\bar{V}^*}$.

Cette stratégie de résolution a été développée et ensuite validée sur des sections droites aussi bien circulaires que rectangulaires.

Validation de la Stratégie de Résolution

La procédure de résolution décrite dans les points 1 à 4 de la sous section précédente a besoin d'être validée. Pour cela, elle a été appliquée à des conduites d'écoulement de sections à formes standards.

- *Sections Circulaires*

Ici le diamètre hydraulique est le diamètre réel de la conduite. La valeur exacte de la constante $C = 16$ et le coefficient de friction moyen $\bar{f} = \frac{16}{Re}$. Appliquant la procédure de résolution, la vitesse adimensionnelle moyenne calculée $\bar{V}^* = 0.0312$. La valeur de la constante est $C = 16.0257$. Comparée à la valeur analytique, l'erreur est de 0.16%.

- *Sections Rectangulaires*

Ce cas a été exécuté pour diverses valeurs du facteur de forme.

1. Première conduite hauteur $L = 2$ et largeur $l = 1$.

Pour cette conduite, le facteur de forme est $a = \frac{1}{2}$. Le diamètre hydraulique est

$$D_h = \frac{4Ll}{2(L+l)} = \frac{4}{3}. \text{ Les dimensions normalisées sont donc } l^* = \frac{l}{D_h} = \frac{3}{4} \text{ et } L^* = \frac{L}{D_h} = \frac{3}{2}.$$

La vitesse adimensionnelle moyenne calculée est $\bar{V}^* = 0.0319$. La valeur de la constante est $C = 15.6717$. Comparée à la valeur analytique, l'erreur est de 0.71%.

2. Deuxième conduite hauteur $L = 3$ et largeur $l = 2$.

Pour cette conduite, le facteur de forme est $a = \frac{2}{3}$. Le diamètre hydraulique est

$$D_h = \frac{4Ll}{2(L+l)} = \frac{12}{5}. \text{ Les dimensions normalisées sont donc } l^* = \frac{l}{D_h} = \frac{5}{6} \text{ et } L^* = \frac{L}{D_h} = \frac{5}{4}.$$

La vitesse adimensionnelle moyenne calculée est $\bar{V}^* = 0.0338$. La valeur de la constante est $C = 14.7869$. Comparée à la valeur analytique, l'erreur est de 0.41%.

3. Troisième conduite hauteur $L = 4$ et largeur $l = 1$.

Pour cette conduite, le facteur de forme est $a = \frac{1}{4}$. Le diamètre hydraulique est

$$D_h = \frac{4Ll}{2(L+l)} = \frac{8}{5}. \text{ Les dimensions normalisées sont donc } l^* = \frac{l}{D_h} = \frac{5}{8} \text{ et } L^* = \frac{L}{D_h} = \frac{5}{2}.$$

La vitesse adimensionnelle moyenne calculée est $\bar{V}^* = 0.0273$. La valeur de la constante est $C = 18.3325$. Comparée à la valeur analytique, l'erreur est de 0.54%.

Les résultats calculés dans les tests précédents et les normes des erreurs trouvées valident bien la procédure et la stratégie de résolution du problème. Cette stratégie sera appliquée pour calculer la distribution des vitesses dans les conduites complexes qu'on se propose d'étudier.

4. Méthodologie numérique :

Le problème représenté par l'équation (10) est classique et pourrait être considéré comme un cas particulier du problème généralisé de Poisson avec les conditions aux limites de Dirichlet :

$$\begin{aligned} -\vec{\nabla} \cdot (\alpha \vec{\nabla} U) &= g \text{ dans le domaine } \Omega^* \\ u &= u_r \text{ sur la frontière du domaine } \Gamma = \partial\Omega \end{aligned}$$

Dans les conditions de régularité du terme source et des limites, la formulation variationnelle de Galerkin est écrite :

$$\int_{\Omega^*} \alpha \vec{\nabla} U \cdot \vec{\nabla} v \, d\Omega^* + \int_{\partial\Omega^*} v (\alpha \vec{\nabla} U \cdot \vec{n}) \, ds = \int_{\Omega^*} g v \, d\Omega^* \quad (12)$$

Pour tout v appartenant à un espace fonctionnel approprié, le problème discret associé à la forme faible (10) peut être établi comme :

$$\int_{\Omega^*} \alpha \vec{\nabla} U_h \cdot \vec{\nabla} v_h \, d\Omega^* + \int_{\partial\Omega^*} v_h (\alpha \vec{\nabla} U_h \cdot \vec{n}) \, ds = \int_{\Omega^*} g v_h \, d\Omega^* \quad (13)$$

Pour tout v_h appartenant à un sous-espace fonctionnel fini. Le maillage du domaine non dimensionnel Ω^* est réalisé par une triangulation τ_h en un nombre fini d'éléments triangulaires linéaires Ω^e et la solution est interpolée en utilisant des fonctions polynomiales linéaires.

5. Résultats et discussion :

Les configurations étudiées dans ce papier sont présentées dans la figure 1. Il s'agit de deux canaux rectangulaires reliés par une fente. Dans l'une, la fente est en bas de la configuration présentant seulement une symétrie verticale (configuration A), et dans l'autre la fente se trouve au milieu de la configuration, présentant une double symétrie verticale et horizontale (configuration B). Les résultats numériques ont été obtenus pour diverses valeurs du facteur de forme $\frac{\delta}{L}$ allant de 0.1 à 0.7 par pas de 0.1.

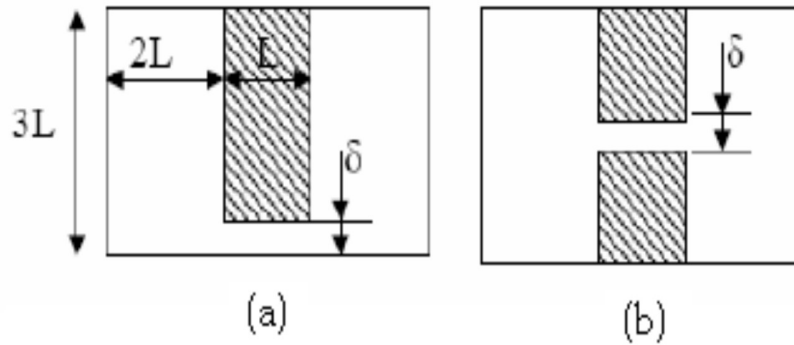


Figure 1 : Les deux configurations étudiées : (a) Configuration A ayant la fente en bas de la section rectangulaire. (b) Configuration B ayant la fente au milieu de la section rectangulaire.

Bien que la validation de la méthodologie et de l'outil numérique ait été obtenue à l'aide de comparaisons avec les solutions exactes pour des tubes circulaires et des canaux rectangulaires, il n'est pas possible de le faire pour les conduites composées de deux sous-canaux rectangulaires interconnectés par une fente car il n'y a pas de résultats expérimentaux publiés y correspondant.

Sur la figure 2 sont montrées un échantillon des iso-surfaces de la vitesse u^* pour la configuration A, correspondant aux cas $\frac{\delta}{L} = 0.3$ (figure 2a) et $\frac{\delta}{L} = 0.7$ (figure 2b). L'équivalent pour la configuration B est présenté à la figure 3.

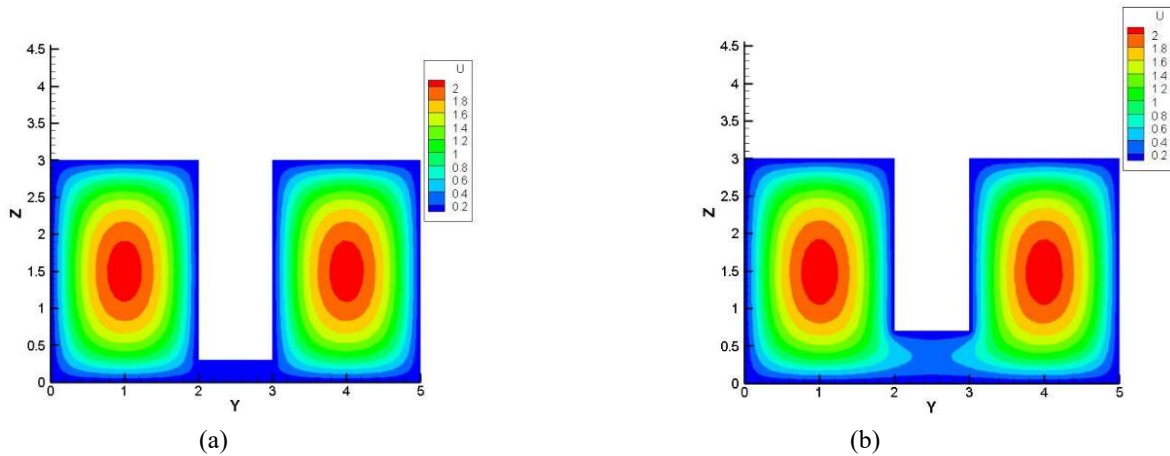


Figure 2 : Contours des iso-surfaces de la vitesse axiale u^* pour la configuration A : (a) Cas où $\delta/L = 0.3$
 (b) Cas où $\delta/L = 0.7$.

Sur les deux figures 2 et 3, on remarque la façon dont l'écoulement se réorganise dans la section droite lorsque le paramètre $\frac{\delta}{L}$ change. Premièrement sur la figure 2, on remarque une distribution symétrique de la vitesse par rapport à l'axe $\frac{y}{L} = 2.5$ pour les deux rapports $\frac{\delta}{L}$. Ceci est normal, l'équation, la configuration et les conditions aux limites étant toutes symétriques par rapport à cet axe, la solution ne peut qu'être symétrique par rapport à ce même axe. Lorsque le rapport passe de 0.3 à 0.7, on remarque une augmentation significative des vitesses dans la fente due à une réorganisation de l'écoulement dans la section droite.

Deuxièmement, sur la figure 3, on remarque une distribution doublement symétrique de la vitesse par rapport aux axes $\frac{y}{L} = 2.5$ et $\frac{z}{L} = 1.5$. Ceci est attendu, à cause de la symétrie de l'équation, de la configuration et des conditions aux limites par rapport à ces deux mêmes axes. Lorsque la largeur relative de la fente $\frac{\delta}{L}$ augmente, on remarque encore une augmentation significative des vitesses dans la fente due à une réorganisation de l'écoulement dans la section droite.

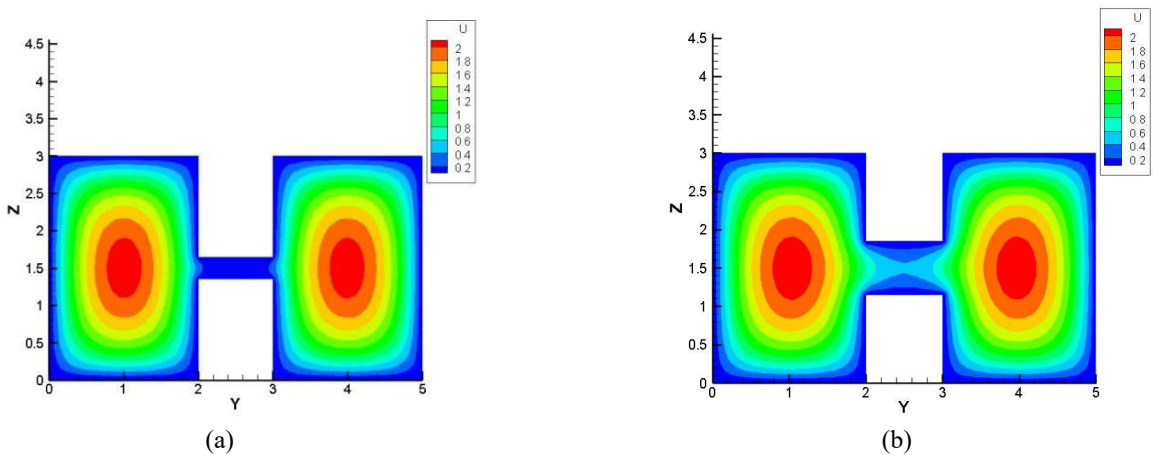


Figure 3 : Contours des iso-surfaces de la vitesse axiale u^* pour la configuration B : (a) Cas où $\delta/L = 0.3$
 (b) Cas où $\delta/L = 0.7$.

La figure 4 montre, pour la configuration A, les profils de la vitesse axiale u^* dans la section droite, le long de l'axe de symétrie dans la fente qui se trouve à $z = \frac{\delta}{2}$. Ces profils symétriques par rapport à l'axe $\frac{y}{L} = 2.5$ montrent que lorsque le rapport $\frac{\delta}{L}$ augmente, on observe une augmentation significative du gradient de la vitesse le long de la fente.

Ces profils montrent l'apparition de points d'inflexion, c'est-à-dire des points où la seconde dérivée de la vitesse change de signe. La présence de points d'inflexion dans les profils de vitesse indique la possibilité du développement d'une instabilité dans la région étroite. En effet, l'existence de points d'inflexion est une condition nécessaire mais pas suffisante pour le développement d'une instabilité. L'importance relative du gradient de vitesse par rapport aux forces de viscosité est le facteur déterminant.

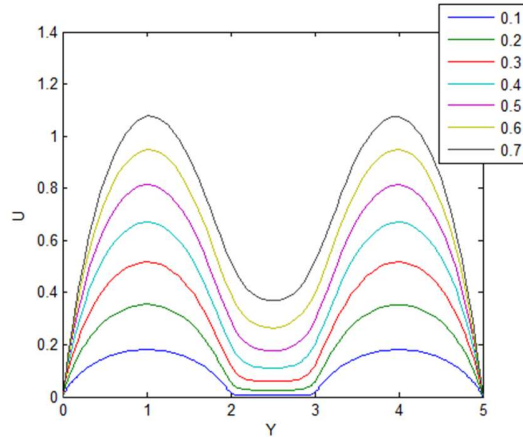


Figure 4 : Profils de la vitesse le long du milieu de la fente en fonction de l'abscisse Y pour divers rapports δ/L pour la configuration A

La figure 5 montre, pour la configuration B, les profils de la vitesse axiale u^* le long de l'axe de symétrie, qui se trouve à $z^* = \frac{3L+\delta}{2}$, et passant par le milieu de la fente et des deux sections rectangulaires. Ces profils montrent une augmentation significative de la vitesse entre la fente et les sections relativement larges, avec un important gradient de vitesse au niveau des jonctions entre la fente et les sections rectangulaires. Ce gradient diminue lorsque le rapport $\frac{\delta}{L}$ augmente. Ces profils admettent aussi des points d'inflexion qui pourraient indiquer la possibilité du développement d'une instabilité dans la région étroite. Le fait que la variation du gradient de vitesse avec le rapport $\frac{\delta}{L}$ pour cette configuration est contraire à celle du cas de la configuration A résulterait en des seuils de stabilité qui varieraient dans des sens opposés en fonction de l'épaisseur de la fente.

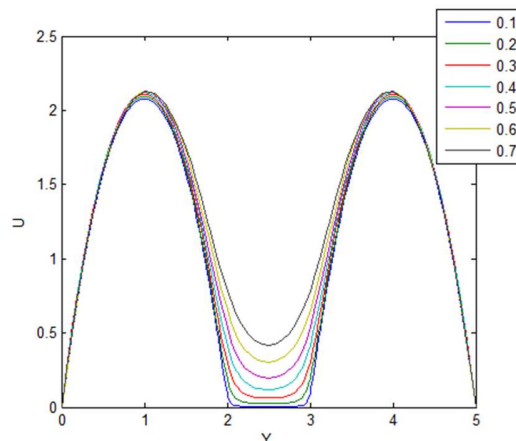


Figure 5 : Profils de la vitesse le long du milieu de la fente en fonction de l'abscisse Y pour divers rapports δ/L pour la configuration B

Les résultats numériques montrent clairement un comportement typique d'un écoulement laminaire dans une conduite rectangulaire dans les deux configurations. Loin du gap, les résultats montrent un écoulement comparable à une

conduite rectangulaire. Dans la région étroite, l'écoulement suit la géométrie de la fente comme montrent les figures 2 et 3. Ainsi, les variations de la vitesse sont clairement influencées par la largeur de la fente (figures 4 et 5).

6. Conclusions :

Dans cette étude, une méthode numérique pour étudier les écoulements fluides dans les conduites à forme complexe a été présentée. Ces écoulements ont plusieurs applications industrielles très importantes qui justifient l'intérêt suscité par ces écoulements. Cette étude s'intéresse à l'écoulement de base laminaire afin d'étudier la stabilité de l'écoulement prochainement. La résolution de l'écoulement de base utilise une stratégie de résolution originale qui contourne le fait que le terme source de l'équation gouvernante soit fonction du nombre de Reynolds, lui-même fonction de la solution.

Les résultats obtenus mettent en évidence le comportement de l'écoulement de base dans des canaux rectangulaires interconnectés par une fente. La réorganisation de l'écoulement dans la section droite est montrée. En plus l'existence de points d'inflexion, condition nécessaire mais pas suffisante pour l'apparition d'instabilités, a été prouvée. Les résultats obtenus dans cette étude seront utilisés prochainement dans l'analyse de la stabilité de l'écoulement.

Références bibliographiques

- [1]: D.S. Rowe, B.M. Johnson, et J.G. Knudsen, Implications concerning rod bundle crossflow mixing based on measurements of turbulent flow structure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 17, 407-419 (1974).
- [2]: J. D. Hooper et K. Rehme, "Large-scale structural effect in developed turbulent flows through closely-spaced rod arrays," *J. Fluid Mech.* 145, 305 (1984).
- [3]: L. Meyer et K. Rehme, "Large-scale turbulence phenomena in compound rectangular channels," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 8, 286 (1994).
- [4]: M.S. Guellouz et S. Tavoularis, "The structure of turbulent flow in a rectangular channel containing a cylindrical rod—Part I: Reynolds averaged experiments," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 29, 59 (2000).
- [5]: M. Harbaoui et M.S. Guellouz, "Large scale structures in laminar flow through two parallel fins," *Proceedings of the Third International Conference on Advances in Mechanical Engineering and Mechanics ICAMEM2006, Hammamat Tunisia (2006).*