



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

**UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN**

# THÈSE

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

**DOCTORAT EN SCIENCES**

Spécialité: Energies Renouvelables

Par :

**Mr MENNI Younes**

Sur le thème

---

**Analyse (CFD) de l'Écoulement en Convection Forcée  
Turbulente autour des Chicane Décalées dans un Canal  
Rectangulaire : Effet de Combinaison de Deux Chicane  
(Plate et en Forme de V)**

---

Soutenue publiquement le 24/11/2018 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mr BOUSSAID Abdelhak	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mr AZZI Ahmed	MCA	Université de Tlemcen	Directeur de thèse
Mr SEBBANE Omar	MCA	Université de Tlemcen	Examineur
Mr YUCEFI Abdelkader	Professeur	USTO	Examineur
Mr DRAOUI Belkacem	Professeur	Université de Béchar	Examineur

*Unité de Recherche des Matériaux et Energies Renouvelables (URMER)  
BP 119, 13000 Tlemcen - Algérie*

Avec tout mon amour, je dédie ce travail qui a été le fruit de mes études, à toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin à la réalisation de cette thèse plus particulièrement:

À mes chers parents, **Mohamed & Fatima** ;

À ma chère femme, **Inass** ; qui m'a soutenu jusqu'à la dernière minute et qui m'a poussé pour la terminer.

À mes deux frères, **Abdeldjalil & Soufien** ;

À mes deux sœurs, **Nabila & Samia** ;

Vous vous êtes dépensés pour moi sans compter.

En reconnaissance de tous les sacrifices consentis par tous et chacun pour me permettre d'atteindre cette étape de ma vie.

Avec toute ma tendresse.

À tous ceux qui utilisent la science pour le bien et la prospérité des gens.

**Younes**

Je remercie **ALLAH** le Tout-puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

Ce travail a été effectué dans l'Unité de Recherche des Matériaux et des Energies Renouvelables (URMER) de la faculté des sciences, à l'université Abou Bekr Belkaïd-Tlemcen.

Je tiens à exprimer toute ma profonde gratitude à Monsieur **Ahmed Azzi**, Maître de conférence à l'université de Tlemcen pour m'avoir guidé, m'aidant et m'incitant à développer plus d'effort.

Que Monsieur **Abdelhak Boussaid**, Professeur à l'Université de Tlemcen, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le Jury de cette thèse.

Je remercie sincèrement Monsieur **Omar Sebbane**, Maître de conférence à l'Université de Tlemcen, Monsieur **Abdelkader Youcefi** Professeur à l'USTO et Monsieur **Belkacem Draoui** Professeur à l'Université de Béchar qui ont accepté de faire partie du Jury.

Ce travail de thèse est une contribution à la performance d'une nouvelle conception d'obstacles dont le but est d'améliorer le taux de transfert thermique à l'intérieur d'un canal d'air solaire. Une combinaison de deux obstacles transversaux, de type solide, de formes différentes est utilisée dans le présent travail. Ils sont fixés aux parois supérieure et inférieure du canal, d'une manière échelonnée périodiquement afin de développer des cellules de recirculation pour améliorer le mélange et par conséquent le transfert de chaleur. Le premier obstacle à introduire dans le canal est l'obstacle plat de forme rectangulaire (ailette simple); il est fixé à la paroi supérieure chaude, alors que l'angle d'attaque, la hauteur, la position et la forme du second obstacle (chicane) sont modifiés afin d'identifier la configuration optimale pour un transfert de chaleur amélioré. Ceci constitue une étape importante dans la conception des capteurs solaires à air, pour lesquels les caractéristiques de l'écoulement du fluide utilisé, la distribution des échanges thermiques, ainsi que l'existence et l'extension de possibles zones de recirculation doivent être identifiées.

Les simulations réalisées sont considérées comme stationnaires et le régime d'écoulement est turbulent. L'air, dont le nombre de Prandtl ( $Pr$ ) est de 0,71, est le fluide de travail utilisé, et les nombres de Reynolds considérés vont de 12,000 à 32,000. Les équations turbulentes sont résolues à l'aide de la méthode des volumes finis. L'algorithme de discrétisation SIMPLE et le modèle de turbulence ( $k-\epsilon$ ) ont également été utilisés pour décrire la structure turbulente. Le domaine de calcul est validé par trois étapes distinctes. La première est l'indépendance de maillage, la deuxième est la validation qui est basée sur les résultats numériques et expérimentaux, et la troisième est la vérification dans le cas d'un canal d'air rectangulaire lisse.

En particulier, les lignes de courant, les champs de vitesse moyenne, axiale et transversale, les champs de pression dynamique, l'énergie cinétique turbulente, l'intensité turbulente, la viscosité turbulente et température, les profils de vitesse axiale adimensionnelle, les nombres de Nusselt local et moyen normalisés, coefficients de frottement normaux locaux et moyens, et les facteurs d'amélioration thermique sont obtenus à dans les conditions de température constante le long de la paroi supérieure du canal. Les résultats de cette thèse sont d'une importance particulière pour une conception optimale des capteurs solaires.

**Mots clés:** capteur d'énergie solaire, canal d'air solaire, chicane, transfert de chaleur, dynamique des fluides, convection forcée, écoulement turbulent, CFD.



This is a numerical investigation of the performance of a new obstacle design aiming to enhance the heat transfer phenomenon in a solar air channel. A combination of two transverse, solid-type obstacles of different shapes is used in this contribution; they are fixed to the top and bottom walls of the channel, in a periodically staggered manner in order to develop vortices to improve the mixing and consequently the heat transfer. The first obstacle to be introduced in the channel is the flat rectangular-shaped obstacle (called: simple fin); it is attached to the top hot surface, while the attack angle, height, position, and the shape of the second obstacle (called: baffle) is varied to identify the optimum configuration for enhanced heat transfer. This is an important problem in the scope of solar air collectors where the characterization of the fluid flow, heat transfer distribution, as well as the existence and the extension of possible recirculations need to be identified.

Simulations are considered steady and the flow regime is turbulent. Air, whose Prandtl number (Pr) is 0.71, is the working fluid used, and the Reynolds numbers considered range from 12,000 to 32,000. The turbulent governing equations are solved by a finite volume method with the SIMPLE discretization algorithm and the k-epsilon turbulence model to describe the turbulent structure. The computational domain is validated through three distinct steps, namely grid independence, validation with the numerical and experimental results and verification with the smooth rectangular air channel.

In particular, streamlines; mean, axial, and transverse velocity fields; fields of dynamic pressure, turbulent kinetic energy, turbulent intensity, turbulent viscosity, and temperature; dimensionless axial velocity profiles; normalized local and average Nusselt numbers; normalized local and average friction coefficients; and thermal enhancement factors are obtained at constant wall temperature condition along the top channel wall. The results of this thesis are of great significance in the optimal design of the solar air collectors.

**Keywords:** solar energy collector, solar air channel, baffle, heat transfer, fluid dynamics, forced-convection, turbulent flow, CFD.

هذه الأطروحة هي مساهمة في أداء تصميم أجنحة عرضية ولوحات حاجزة جديدة تهدف إلى تحسين معدل النقل الحراري داخل قناة هواء شمسية. يتم استخدام مزيج من اثنين من العقبات العرضية، من النوع الصلب، من أشكال مختلفة في العمل الحالي، وهي متصلة بالجدران العلوية والسفلية للقناة بطريقة متداخلة بشكل دوري لتطوير الدوامات، لتحسين الخلط وبالتالي نقل الحرارة. العقبة الأولى من شكل مستطيل (زعنفة بسيطة) يتم إرفاقها بجدار علوي ساخن، في حين يتم تعديل زاوية الهجوم والارتفاع والموضع والشكل للعائق الثاني (حاجز) لتحديد التكوين الأمثل لتحسين نقل الحرارة. هذه خطوة مهمة في تصميم مستقبلات الهواء الشمسية، والتي يجب تحديد خصائص تدفق السائل المستخدم فيها، وتوزيع التبادل الحراري، فضلا عن وجود وتوسيع مناطق إعادة التدوير المحتملة.

الهواء ( $Pr = 0.71$ ) يعتبر مانعا مضطربا ( $Re = 12,000 - 32,000$ ) نيوتونيا، غير قابل للانضغاط خواصه ثابتة. المعدلات التفاضلية المرتكزة على نموذج  $k$ -epsilon لوصف الجريان الاضطرابي والواصفة للتدفق تم حلها بالتكامل وذلك باستخدام خوارزمية SIMPLE والتي تعتمد على طريقة الحجم المتناهية، لحل المعادلات الجبرية التي تعتبر متداخلة فيما بينها، درجة الحرارة والسرعة وأيضا التغير المحوري للضغط والسرعة. ثلاث خطوات متميزة تم اتباعها لإثبات صحة الحل الرقمي. الأول هو استقلال الشبكات (Grid independence)، الثاني هو التحقق من الصحة والذي يعتمد على النتائج العددية والتجريبية، والثالث هو التحقق في حالة قناة الهواء المستطيلة السلسلة.

على وجه الخصوص، خطوط التيار، حقول السرعة المتوسطة، المحورية والعرضية، حقول الضغط الديناميكية، الطاقة الحركية المضطربة، الكثافة المضطربة، اللزوجة المضطربة ودرجة الحرارة، منحنيات السرعة المحورية، أعداد نوسالت المحلية والمتوسطة، معاملات الاحتكاك المحلية والمتوسطة، وعوامل التحسين الحراري تحت شروط درجة حرارة ثابتة على طول الجدار العلوي للقناة. نتائج هذه الأطروحة ذات أهمية خاصة لتصميم أمثل لمستقبلات الطاقة الشمسية.

**كلمات افتتاحية:** مستقبل الطاقة الشمسية، قناة الهواء الشمسية، أجنحة عرضية، لوحات حاجزة، نقل الحرارة، ديناميكيات الموائع، الحمل الحراري، الجريان الاضطرابي، CFD.

Dédicaces	
Remerciements	
Résumé	
Abstract	
ملخص	
Table des matières	
Liste des tableaux	
Liste des figures	
Nomenclature	
<b><u>Introduction générale</u></b> .....	1
<b><u>CHAPITRE I: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</u></b>	
<b>I.1.</b> Introduction .....	5
<b>I.2.</b> Revue de la littérature.....	5
<b>I.2.1.</b> Obstacles orthogonaux simples et solides.....	5
<b>I.2.2.</b> Ecoulement autour d'un obstacle bidimensionnel monté sur une surface.....	12
<b>I.2.3.</b> Obstacles solides simples inclinés.....	13
<b>I.2.4.</b> Obstacles orthogonaux perforés.....	16
<b>I.2.5.</b> Obstacles perforés inclinés.....	19
<b>I.2.6.</b> Obstacles poreux.....	21
<b>I.2.7.</b> Reconfiguration de la géométrie de l'obstacle.....	24
<b>I.3.</b> Conclusion.....	41
 <b><u>CHAPITRE II: FORMULATION MATHEMATIQUE</u></b>	
<b>II.1.</b> Modélisation de la turbulence.....	42
<b>II.1.1.</b> Historique.....	42
<b>II.1.1.1.</b> Modèles de turbulence algébriques à zéro équation.....	43
<b>II.1.1.2.</b> Modèles de turbulence à une équation.....	43
<b>II.1.1.3.</b> Modèles de turbulence à deux équations.....	43
<b>II.1.1.4.</b> Modèles de fermeture du second ordre.....	44
<b>II.1.2.</b> Approche de Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS).....	44
<b>II.1.2.1.</b> Hypothèse de Boussinesq.....	44
<b>II.1.2.2.</b> Modélisation de la viscosité turbulente.....	45
<b>II.1.2.2.1.</b> Modèle de Spalart-Allmaras.....	45
<b>II.1.2.2.2.</b> Modèle $k-\varepsilon$ standard.....	46
<b>II.1.2.2.3.</b> Modèle $k-\varepsilon$ RNG.....	47
<b>II.1.2.2.4.</b> Modèle $k-\varepsilon$ réalisable.....	48

II.1.2.2.5. Modèle $k-\omega$ standard.....	49
II.1.2.2.6. Modèle $k-\omega$ de transport par contrainte de cisaillement (SST).....	49
II.1.2.2.7. Modèle $v^2-f$ .....	50
II.1.2.2.8. Modèle aux tensions de Reynolds (Reynolds Stress Model ou RSM)..	51
II.2. Position du problème.....	52
II.2.1. Introduction.....	52
II.2.2. Modèle physique.....	53
II.2.3. Hypothèses.....	54
II.2.4. Equations gouvernantes.....	55
II.2.5. Traitement au voisinage des parois.....	55
II.2.5.1. Quantité de mouvement.....	55
II.2.5.2. Énergie.....	56
II.2.5.3. Turbulence.....	56
II.2.6. Conditions aux limites.....	57
II.2.6.1. Conditions aux limites à l'entrée.....	58
II.2.6.2. Couche limite de paroi.....	58
II.2.6.3. Conditions aux limites à la sortie.....	59
II.3. Paramètres caractéristiques.....	59
II.3.1. Paramètres aérodynamiques.....	59
II.3.1.1. Nombre de Reynolds.....	59
II.3.1.2. Diamètre aéraulique du canal.....	59
II.3.1.3. Frottements à la paroi.....	59
II.3.2. Paramètres thermiques.....	60
II.3.2.1. Coefficient de transfert thermique.....	60
II.3.2.2. Nombre de Nusselt.....	60
II.3.3. Performances thermo-aérodynamiques.....	60

### **CHAPITRE III: RESOLUTION NUMERIQUE**

III.1. Procédure numérique.....	62
III.2. Technique de la dynamique computationnelle des fluides (CFD).....	62
III.2.1. Préprocesseur.....	63
III.2.2. Solveur.....	64
III.2.3. Post-processeur.....	64
III.3. Exigences de résolution.....	65
III.3.1. Simulation numérique directe (DNS).....	65
III.3.2. Simulation des Grandes Echelles (Large Eddy Simulation - LES).....	66

<b>III.4.</b> Méthode des volumes finis (ou Finite Volume Method - FVM).....	66
<b>III.4.1.</b> Introduction.....	66
<b>III.4.2.</b> Description.....	67
<b>III.4.3.</b> Définition des volumes de contrôle.....	68
<b>III.5.</b> Équation de transport générale.....	69
<b>III.6.</b> Détails de la dérivation.....	70
<b>III.7.</b> Equations de discrétisation finales.....	72
<b>III.8.</b> Technique d'interpolation QUICK.....	73
<b>III.9.</b> Algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse.....	74
<b>III.10.</b> Equation de correction de pression.....	77
<b>III.11.</b> Solution des équations discrétisées.....	78
<b>III.12.</b> Sur-relaxation et sous-relaxation.....	82
<b>III.12.1.</b> Utilisation d'un facteur de relaxation.....	82
<b>III.13.</b> Critères de convergence.....	83

#### **CHAPITRE IV: RESULTATS ET DISCUSSION**

<b>VI.1.</b> Indépendance de maillage.....	85
<b>VI.2.</b> Validation à l'aide des résultats numériques et expérimentaux.....	88
<b>VI.3.</b> Vérification du canal lisse.....	89
<b>VI.4.</b> Effet de l'angle d'attaque ( $\theta$ ) d'une chicane en forme de 'V'.....	91
<b>VI.4.1.</b> Tracés des lignes de courant et champs de vitesse moyenne.....	91
<b>VI.4.2.</b> Profils de vitesse axiale adimensionnelle.....	93
<b>VI.4.3.</b> Effet du nombre de Reynolds sur les profils de la vitesse axiale adimensionnelle.....	99
<b>VI.4.4.</b> Tracés des contours des champs de pression dynamique et de température.....	102
<b>VI.4.5.</b> Nombre de Nusselt moyen normalisé.....	102
<b>VI.4.6.</b> Coefficients de frottement moyen normalisé.....	105
<b>VI.4.7.</b> Évaluation du facteur d'amélioration Thermique.....	107
<b>VI.5.</b> Effet de la hauteur (c) de la chicane en forme de 'V'.....	107
<b>VI.5.1.</b> Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale.....	108
<b>VI.5.2.</b> Profils de la vitesse axiale adimensionnelle.....	109
<b>VI.5.3.</b> Tracés de contours des champs de pression dynamique et de température.....	113
<b>VI.5.4.</b> Nombres de Nusselt local et moyen normalisés.....	114
<b>VI.5.5.</b> Coefficients de frottement local et moyen normalisés.....	116
<b>VI.5.6.</b> Évaluation du facteur d'amélioration thermique.....	118
<b>VI.6.</b> Effet de la position de la chicane en 'V'.....	119
<b>VI.6.1.</b> Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale.....	119

---

VI.6.2. Profils de la vitesse axiale adimensionnelle.....	121
VI.6.3. Champs de vitesse transversale et de température.....	125
VI.6.4. Nombres de Nusselt local et moyen normalisés.....	127
VI.6.5. Coefficients de frottement local et moyen.....	130
VI.6.6. Évaluation du facteur d'amélioration thermique.....	134
VI.7. Effet de la variation de la forme du deuxième obstacle.....	135
VI.7.1. Tracés des lignes de courant.....	138
VI.7.2. Tracés de contours des champs de vitesse axiale.....	140
VI.7.3. Tracés de contours des champs de pression dynamique.....	142
VI.7.4. Tracés de contours des champs de viscosité turbulente.....	144
VI.7.5. Tracés de contours des champs de température.....	146
VI.7.6. Profils de la vitesse axiale adimensionnelle.....	148
VI.7.7. Nombres de Nusselt local et moyen normalisés.....	150
VI.7.8. Coefficients de frottements local et moyen normalisés.....	153
VI.7.9. Évaluation du facteur d'amélioration thermique.....	156
<b>Conclusion générale et perspectives.....</b>	<b>158</b>
Références bibliographiques.....	162



**Tableau I.1 :** Liste de certaines études numériques et expérimentales menées sur l'amélioration du transfert de chaleur par convection forcée autour des obstacles conventionnels.

**Tableau I.2 :** Différentes formes géométriques des obstacles évoqués dans les études précédentes.

**Tableau II.1:** Paramètres structurels des obstacles.





**LISTE DES FIGURES**

**Figure II.1:** Canal muni des chicanes transversales décalées [15].

**Figure II.2:** Schéma du domaine physique considéré.

**Figure II.3:** Domaine de calcul avec des conditions aux limites.

**Figure III.1 :** Volume de contrôle caractéristique pour un cas 2D [140].

**Figure III.2:** Profils quadratiques utilisés dans le diagramme QUICK [148,149].

**Figure III.3:** Volume de contrôle pour l'équation de la quantité de mouvement suivant l'axe  $x$  [140].

**Figure III.4:** Volume de contrôle pour l'équation de la quantité de mouvement dans la direction des  $y$  [140].

**Figure III.5:** Volume de contrôle pour l'équation de continuité [140].

**Figure III.6:** Application ligne par ligne de la technique TDMA [149].

**Figure IV.1:** Type de maillage utilisé.

**Figure IV.2:** Valeurs numériques: (a) vitesse axiale adimensionnelle optimale ( $u_{max}/U_{in}$ ), (b) nombre de Nusselt moyen normalisé ( $Nu/Nu_0$ ), (c) facteur de frottement normalisé ( $f/f_0$ ), et (d) facteur d'amélioration thermique ( $TEF$ ) en fonction de la densité des nœuds du maillage, pour  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.3:** Courbes de validation: (a) coefficient de pression dynamique et (b) vitesse moyenne axiale, avec données rapportées, pour  $Re = 8.73 \times 10^4$ .

**Figure IV.4:** Courbes de vérification: (a) nombre de Nusselt et (b) facteur de frottement pour le canal d'air rectangulaire lisse, sans obstacle, en considérant différentes valeurs du nombre de Reynolds.

**Figure IV.5:** Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse moyenne, pour différents angles d'attaque du second obstacle: (a)  $\theta = 45^\circ$ , (b)  $\theta = 50^\circ$ , (c)  $\theta = 55^\circ$ , (d)  $\theta = 60^\circ$ , et (e)  $\theta = 90^\circ$ , pour  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.6:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle en amont du premier obstacle, dans les positions axiales (a)  $x = 0,159$  m et (b)  $x = 0,189$  m, pour les différents cas étudiés, et pour  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.7:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle entre le premier et le second obstacle, dans les positions axiales (a)  $x = 0.255$  m et (b)  $x = 0.285$  m, pour les différents cas étudiés, et pour  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.8:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle en amont du deuxième obstacle dans les positions axiales : (a)  $x = 0.315$  m et (b)  $x = 0.345$  m, pour les différents cas étudiés, et pour  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.9:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle, derrière le deuxième obstacle, près de la sortie du canal, à la position  $x = 0.525$  m, pour les différents cas considérés, et pour  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.10:** Variation des profils de vitesse axiale adimensionnelle en fonction du nombre de Reynolds pour différents angles d'attaque ( $\theta$ ) du second obstacle dans les positions (a)  $x = 0.285$  m, (b) et  $x = 0.525$  m.

**Figure IV.11:** Tracés de contours des champs de pression dynamique et de température, pour différents angles d'attaque du second obstacle: (a)  $\theta = 45^\circ$ , (b)  $\theta = 50^\circ$ , (c)  $\theta = 55^\circ$ , (d)  $\theta = 60^\circ$ , et (e)  $\theta = 90^\circ$ , pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.12:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé ( $Nu/Nu_0$ ) en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de l'angle d'attaque ( $\theta$ ).

**Figure IV.13:** Variation du facteur de frottement normalisé ( $f/f_0$ ) en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de l'angle d'attaque ( $\theta$ ).

**Figure IV.14:** Facteur d'amélioration thermique pour différents angles d'attaque du second obstacle.

**Figure IV.15:** Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale pour différentes hauteurs de la chicane en 'V': (a)  $c = b/2$ , (b)  $c = 3b/4$ , (c)  $c = b$ , (d)  $c = 5b/4$ , et (e)  $c = 3b/2$ , pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.16:** Vitesse axiale adimensionnelle en fonction de la section transversale du canal pour les positions (a)  $x = 0.223$  m et (b)  $x = 0.375$  m, pour différentes hauteurs de la chicane en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.17:** Influence de la hauteur de la chicane en forme de 'V' sur la taille de la zone de recyclage juste après le premier obstacle et le deuxième, pour les positions : (a)  $x = 0.255$  m et (b)  $x = 0.450$  m de l'entrée, pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.18:** Variation des profils de vitesse axiale adimensionnelle le long de la hauteur du canal pour  $x = 0,525$  m, pour différentes tailles de la chicane en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.19:** Tracés de contours des champs de la pression dynamique et de la vitesse axiale pour différentes hauteurs de la chicane en V: (a)  $c = b/2$ , (b)  $c = 3b/4$ , (c)  $c = b$ , (d)  $c = 5b/4$ , et (e)  $c = 3b/2$ , pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.20:** Variation axiale du nombre de Nusselt local normalisé le long de la paroi supérieure du canal, pour diverses valeurs de la hauteur de la chicane en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.21:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, et pour différentes hauteurs de la chicane en 'V'.

**Figure IV.22:** Variation axiale du coefficient de frottement normalisé le long de la paroi supérieure du canal, pour différentes hauteurs de la chicanes en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.23:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes hauteurs de la chicane en 'V'.

**Figure IV.24:** Facteur d'amélioration thermique pour différentes hauteurs du deuxième obstacle en 'V'.

**Figure IV.25:** Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale pour différentes distances de séparation entre les obstacles: (a)  $S = Pi/2$ , (b)  $S = 3Pi / 4$ , (c)  $S = Pi$ , (d)  $S = 5Pi/4$ , et (e)  $S = 3Pi/2$ , avec  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.26:** Effet de l'espacement des obstacles sur la taille du tourbillon (vortex), juste après le premier obstacle (ailette plane), pour différentes valeurs du nombre de Reynolds.

**Figure IV.27:** Effet de la distance entre obstacles sur la taille du tourbillon (vortex), juste après le second obstacle (chicane en 'V') pour diverses valeurs du nombre de Reynolds.

**Figure IV.28:** Tracés de contours des champs de vitesse transversale et de température pour différentes distances de séparation entre obstacles: (a)  $S = \pi/2$ , (b)  $S = 3\pi/4$ , (c)  $S = \pi$ , (d)  $S = 5\pi/4$ , et (e)  $S = 3\pi/2$ , avec  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.29:** Effet du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt local normalisé pour divers espacements entre les obstacles.

**Figure IV.30:** Evolution du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes distances de séparation entre les obstacles.

**Figure IV.31:** Évolution axiale du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds, sur la paroi supérieure chaude du canal, en considérant différentes positions de la chicane en 'V'.

**Figure IV.32:** Facteur de frottement normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes distances de séparation entre les obstacles.

**Figure IV.33:** Facteur d'amélioration thermique pour différentes distances de séparation entre les obstacles.

**Figure IV.34:** Canal avec une ailette simple et diverses formes géométriques du second obstacle: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, de forme rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane de forme rectangulaire (chicane simple), (f) Chicane de forme trapézoïdale, (g) Chicane de forme triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z'.

**Figure IV.35:** Génération de maillage pour différents cas relatifs au second obstacle: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z'.

**Figure IV.36:** Lignes de courant pour différentes formes de chicanes: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z',  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.37:** Tracés de contours des champs de vitesse axiale pour diverses formes géométriques des chicanes: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z',  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.38:** Tracés de contours des champs de pression dynamique pour différents types de chicanes: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane

ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z', avec  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.39:** Tracés de contours des champs de viscosité turbulente pour différents cas relatifs au second obstacle : (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z', pour  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.40:** Tracés de contours des champs de température pour différents cas du second obstacle: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z', avec  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.41:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle, près de la sortie du canal à la position  $x = 0.525$  m, pour différentes formes géométriques du deuxième obstacle, avec  $Re = 12,000$ .

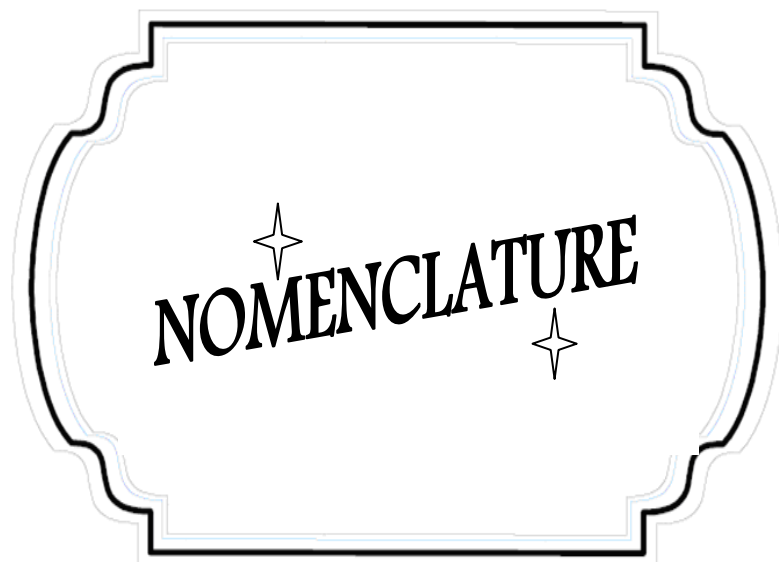
**Figure IV.42:** Variation axiale du nombre de Nusselt local normalisé le long de la paroi supérieure chaude du canal, pour différentes formes du deuxième obstacle, avec  $Re = 12\ 000$ .

**Figure IV.43:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes configurations du deuxième obstacle.

**Figure IV.44:** Variation axiale du coefficient de frottement local normalisé le long de la paroi supérieure chaude du canal, pour différentes formes du second obstacle, avec  $Re = 12,000$ .

**Figure IV.45:** Variation du coefficient de frottement moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour diverses configurations du deuxième obstacle.

**Figure IV.46:** Facteur d'amélioration thermique (*TEF*) pour différents modèles du second obstacle.



**Symboles**

$a$	Épaisseur de l'ailette rectangulaire plane, m
$a'$	Épaisseur de la chicane de forme 'V', m
$b$	Hauteur de l'ailette rectangulaire plane, m
$c$	Hauteur de la chicane de forme 'V', m
$C_f$	Coefficient de frottement local à la paroi, $C_f = 2\tau_w/\rho U_{in}^2$
$C_p$	Chaleur spécifique du fluide à pression constante, J/Kg K
$C_{1\varepsilon}$	Constante du modèle de turbulence de k- $\varepsilon$ standard
$C_{2\varepsilon}$	Constante du modèle de turbulence de k- $\varepsilon$ standard
$C_\mu$	Constante du modèle de turbulence de k- $\varepsilon$ standard
$D_h$	Diamètre aéraulique du canal (m), $D_h = 4HW/2(H+W)$
$f$	Coefficient de frottement moyen canal (m), $f = 2(\Delta P/L) D_h/\rho U_{in}^2$
$F_e, F_w, F_n,$ et $F_s$	Débits massiques à travers les faces du volume de contrôle
$G_b$	Terme de génération d'énergie k due à la flottabilité
$G_k$	Terme de production d'énergie k due aux gradients de vitesse moyens
$h$	Coefficient de transfert de chaleur par convection, W/m <sup>2</sup> K
$H$	Hauteur du canal, m
$J_e, J_w, J_n,$ et $J_s$	Flux totaux intégrés sur les faces du volume de contrôle
$J_x$	Flux de convection
$J_y$	Flux de diffusion
$k$	Energie cinétique turbulente, m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$k_f$	Conductivité thermique du fluide, W/m K
$k_{in}$	Energie cinétique turbulente d'admission, m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$k_s$	Conductivité thermique du solide, W/m K
$k_p$	Energie cinétique turbulente à la position P, m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$L$	Longueur du canal, m
$L_{inl}$	Distance en amont de l'ailette rectangulaire plane, m
$L_{out}$	Distance en aval de la chicane 'V', m
$n$	Coordonnée locale perpendiculaire à la paroi, m
$Nu$	Nombre de Nusselt moyen, $Nu_x = h(x)D_h/k_f$
$Nu_x$	Nombre de Nusselt local, $Nu = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_x \partial x$
$P$	Pression, Pa
$\Delta P$	Chute de pression le long du canal, Pa
$P_{atm}$	Pression atmosphérique, Pa
$Pr$	Nombre de Prandtl moléculaire

$Pr_t$	Nombre de Prandtl turbulent
$q_w$	Flux thermique de la paroi, $W/m^2$
$Re$	Nombre de Reynolds
$S$	Distance de séparation entre l'ailette rectangulaire plane et la chicane 'V', m
$S_k$ et $S_\epsilon$	Termes sources
$T$	Température, K
$T_b$	Température moyenne du fluide, K
$T_f$	Température du fluide, K
$T_{in}$	Température d'admission, K
$T_p$	Température de la cellule adjacente à la paroi, K
$T_s$	Température du solide, K
$T_w$	Température sur la paroi chaude supérieure, K
$TEF$	Facteur d'amélioration thermique, $TEF = \frac{(Nu/Nu_0)}{(f/f_0)^{1/3}}$
$TI$	Intensité de turbulence, %
$u$	Vitesse dans la direction X, m/s
$u_i$	Composante moyenne de la vitesse dans la direction $x_i$ , m/s
$U_{in}$	Vitesse d'admission, m/s
$u_i'$	Composante fluctuante de la vitesse dans la direction $x_i$ , m/s
$u_j$	Composante moyenne de la vitesse dans la direction $x_j$ , m/s
$u_j'$	Composante fluctuante de la vitesse dans la direction $x_j$ , m/s
$u_p$	Vitesse moyenne du fluide à la position P, m/s
$v$	Vitesse dans la direction Y, m/s
$W$	Largeur du canal, m
$X$	Coordonnée cartésienne suivant la direction X, m
$\Delta X$	Largeur du volume de contrôle suivant la direction X, m
$Y$	Coordonnée cartésienne suivant la direction Y, m
$y_p$	Distance du point P à la paroi, m
$y^*$	Distance adimensionnelle à la paroi
$\Delta Y$	Largeur du volume de contrôle suivant la direction Y, m

**Lettres grecques**

$A$	Constante de Van Driest (= 26)
$\kappa$	Constante de von Kármán (= 0.42)
$E$	Constante empirique (= 9.793)
$\theta$	Angle d'attaque de la chicane 'V', degré (°)
$\epsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence, $m^2/s^3$



$\tau_w$	Contrainte de cisaillement à la paroi
$\rho$	Densité du fluide, Kg/m <sup>3</sup>
$\mu$	Viscosité dynamique, Kg/m s
$\mu_{\text{eff}}$	Viscosité effective, Kg/m s
$\mu_t$	Viscosité turbulente, Kg/m s
$\nu$	Viscosité cinématique moléculaire, m <sup>2</sup> /s
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\sigma_k$	Nombre de Prandtl turbulent associé à k
$\sigma_\varepsilon$	Nombre de Prandtl turbulent associé à $\varepsilon$
$\Gamma_\phi$	Coefficient de diffusion pour la variable générale $\phi$
$S_\phi$	Terme source pour la variable générale $\phi$
$\phi$	Vecteur composé des grandeurs u, v, T, k et $\varepsilon$

**Indices**

atm	Atmosphérique
e	Effective
e	Facette Est du volume de contrôle
E	Nœud voisin Est
f	Fluide
in	À l'entrée de la section de calcul
inl	Distance entre l'ailette rectangulaire plane et l'entrée du canal
max	Maximum
n	Facette Nord du volume de contrôle
N	Nœud voisin Nord
out	Distance entre la chicane 'V' et la sortie du canal
p	Premier nœud interne de la paroi solide
s	Facette Sud du volume de contrôle
s	Solide
S	Nœud voisin Sud
t	Turbulent
w	Facette Ouest du volume de contrôle
w	Paroi
W	Nœud voisin Ouest
x	local



L'énergie solaire sous forme de rayonnement solaire est une source d'énergie gratuite, inépuisable et non polluante. L'énergie solaire est convertie en énergie thermique en utilisant des collecteurs ou capteurs solaires dans diverses applications industrielles. Le succès des applications de l'énergie solaire dépend directement de la performance des capteurs solaires utilisés pour sa conversion.

Un capteur solaire est essentiellement un système qui est principalement utilisé pour capter l'énergie solaire, pour chauffer une plaque absorbante; la chaleur recueillie est ainsi transférée à un fluide caloporteur circulant au-dessus ou au-dessous de l'absorbeur. Ainsi, lorsque la lumière solaire se propage, elle donne un rayonnement solaire qui heurte cette plaque avec une longueur d'onde courte et la réchauffe, ce qui entraîne une augmentation de sa température. La chaleur captée est ensuite évacuée par l'eau ou l'air qui circule au-dessus ou au-dessous de la plaque.

Le capteur solaire utilisé pour chauffer l'air est aussi appelé capteur solaire à air; par contre, dans le cas de l'eau, il est appelé un capteur solaire à eau. Généralement, le capteur solaire à air n'est pas aussi efficace que le capteur solaire à eau car l'air possède une capacité thermique inférieure à celle de l'eau et un coefficient de transfert de chaleur par convection plus petit. Notons aussi que l'air est beaucoup plus léger et moins corrosif que l'eau. Puisque le capteur solaire à air a un coefficient de transfert thermique par convection plus petit que celui du capteur solaire à eau, certains chercheurs ont tenté d'améliorer ce coefficient de transfert de chaleur par convection.

Le capteur solaire plan à air est l'un des capteurs solaires à air les plus utilisés et les plus efficaces. Il comporte un couvercle en verre, une isolation sur les côtés et le fond pour empêcher la chaleur d'être transférée à l'environnement, une plaque absorbante plane qui permet à l'air de circuler le long des parois latérales et de celle du fond. Habituellement, le conduit ou 'canal' a une section transversale rectangulaire. La plaque absorbante transfère la chaleur à l'air par convection, mais malheureusement avec un très faible coefficient de transfert thermique par convection.

L'une des méthodes les plus efficaces pour l'amélioration du taux de transfert de chaleur dans un canal lisse est d'utiliser des obstacles placés sur les parois du canal, suivant des configurations où ces obstacles sont disposés en ligne ou en quinconce. La raison en est que les obstacles aident à changer la direction du champ d'écoulement, augmenter le mélange du fluide, perturber ou interrompre le développement des couches hydrodynamiques et thermiques, augmenter l'intensité de la turbulence, augmenter la surface d'échange thermique et forcer les zones de recirculation ou les tourbillons à circuler derrière les obstacles. Le rattachement de l'écoulement en aval de l'obstacle provoque un mouvement en amont et en aval de l'air le long des parois du canal, ce qui engendre une augmentation du taux de transfert de chaleur. En outre, si les obstacles sont installés avec un angle

d'attaque convenable par rapport à la direction axiale, des flux secondaires sont induits sur le canal, entraînant un taux de transfert thermique plus élevé dans la région amont de l'obstacle par rapport à la zone aval. Cette méthode d'amélioration du transfert thermique est couramment utilisée dans diverses applications industrielles comme les capteurs solaires à air, les échangeurs de chaleur et les boîtiers de circuits électroniques. Ce sujet est largement discuté dans la littérature.

Bien que le transfert de chaleur soit augmenté suite à un agencement approprié des obstacles, on voit aussi que la chute de pression de l'écoulement dans le canal augmente en raison de la diminution des effets des zones d'écoulement. Par conséquent, la hauteur des obstacles et l'espacement entre eux sont parmi les paramètres les plus importants qui sont nécessaires dans la conception d'un conduit d'air solaire. Les petits espacements ou les grandes hauteurs des obstacles entraînent un taux de transfert de chaleur plus élevé, mais malheureusement donnent une mauvaise distribution de l'écoulement et une chute de pression élevée. D'autre part, un espacement élevé des obstacles ou une hauteur réduite provoquent une chute de pression mais fournissent un écoulement longitudinal plus important, ce qui engendre une diminution du transfert thermique. Il est donc difficile de concevoir une configuration ou une géométrie idéale de l'obstacle.

Les effets des obstacles conventionnels (simples) sur l'écoulement des fluides et sur le transfert de chaleur ont été étudiés par divers chercheurs. Cependant, la littérature ne fournit pas de critères précis pour la détermination de formes optimales d'obstacles. Les capteurs solaires plans à air sont utilisés dans une large gamme d'applications. Il est donc important d'étudier la possibilité de concevoir un obstacle pour avoir un écoulement avec une forme géométrique particulière et d'identifier son impact sur le transfert thermique. C'est l'objectif principal de la présente étude. En effet, une analyse numérique détaillée de la conception des obstacles a été effectuée. Son impact sur l'amélioration du transfert thermique dans un conduit d'air solaire a également été étudié.

Le présent travail est original car il utilise une méthode toute nouvelle pour l'amélioration du transfert de chaleur, avec une géométrie de l'écoulement tout à fait particulière. Le présent travail vise à améliorer le taux de transfert de chaleur dans les dispositifs thermiques, tels que les capteurs solaires. Actuellement, ces dispositifs thermiques jouent un rôle majeur dans le domaine industriel.

Une étude numérique est menée sur la performance d'une nouvelle configuration d'obstacles afin d'améliorer le processus de transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal d'air solaire. Une température constante est appliquée à la paroi supérieure du canal; par contre la paroi inférieure est maintenue dans des conditions adiabatiques. Deux obstacles transversaux, solides, de formes différentes, sont utilisés conjointement dans la présente étude. Ces obstacles sont fixés sur les parois supérieure et inférieure du canal, avec une répartition périodique en quinconce, afin de développer des

tourbillons qui vont contribuer à avoir un meilleur brassage et par conséquent à améliorer le transfert de la chaleur. Le premier obstacle à introduire dans le canal est l'obstacle plat de forme rectangulaire (ailette simple); il est fixé à la paroi supérieure chaude, tandis que l'angle d'attaque, la hauteur, la position et la forme du second obstacle (déflecteur) sont modifiés afin d'identifier la configuration optimale pour le meilleur transfert de chaleur possible. Ceci est un problème crucial dans le domaine des collecteurs d'air solaires pour lesquels la distribution du transfert de chaleur de l'écoulement du fluide doit être caractérisée. En outre, l'existence et l'extension d'éventuelles zones de recirculation doivent être identifiées. L'air, dont le nombre de Prandtl ( $Pr$ ) est égal à 0,71, est le fluide de travail utilisé dans cette étude, et les nombres de Reynolds considérés vont de 12 000 à 32 000.

Le modèle numérique pour l'écoulement des fluides et le transfert de chaleur dans le canal est développé selon les hypothèses suivantes: un écoulement stationnaire, bidimensionnel, turbulent et incompressible; un fluide Newtonian (air) avec des propriétés constantes; les forces externes, la dissipation visqueuse et le transfert de chaleur par rayonnement négligeables.

Les hypothèses citées ci-dessus sont prises en compte pour développer le modèle d'écoulement dans la présente conduite solaire, qui est régi par les équations de Navier-Stokes (RANS) en moyenne de Reynolds avec le modèle de turbulence (k-epsilon) et l'équation de la conservation d'énergie. Toutes les équations sont discrétisées par la méthode des volumes finis; l'algorithme SIMPLE est également implémenté. Le maillage est structuré en utilisant des éléments de type quadrilatères. Plusieurs conditions limites ont été explorées et des résultats plus réalistes ont été obtenus en fixant le champ de vitesse à l'entrée du canal et en considérant la pression atmosphérique à la sortie. Le domaine de calcul est validé en trois étapes distinctes. La première est l'indépendance de maillage, la deuxième est la validation avec des résultats numériques et expérimentaux, et la troisième est la vérification dans le cas d'un canal rectangulaire lisse.

En particulier, les lignes de courant, les champs de vitesses moyenne, axiale et transversale, les champs de pression dynamique, l'énergie cinétique turbulente, l'intensité turbulente, la viscosité turbulente et la température, les profils de vitesse axiale adimensionnelle, les nombres de Nusselt local et moyen normalisés, les coefficients de frottement locaux et moyens normalisés, et les facteurs d'amélioration thermique sont obtenus dans les conditions de température constante le long de la paroi supérieure du canal. Les résultats de cette thèse sont d'une grande importance pour une conception optimale de collecteurs d'air solaires performants.

Le plan proposé pour ce manuscrit de thèse de doctorat comporte quatre chapitres. Après une brève introduction, nous abordons, dans le premier chapitre, une étude bibliographique couvrant les études numériques, analytiques et expérimentales sur les comportements dynamique et thermique des

écoulements d'air en convection forcé turbulente ou laminaire dans des géométries complexes qui sont en relation directe avec notre étude.

Dans le second chapitre, un historique des modèles de turbulence existants ainsi qu'une modélisation de la turbulence sont donnés. Ensuite, nous avons tenté de positionner le problème tout en décrivant les équations gouvernantes utilisées. Les conditions aux limites et les paramètres thermo-aérodynamiques sont également présentés et détaillés.

Le troisième chapitre présente la résolution des équations différentielles du phénomène physique étudié. La méthode des volumes finis, qui fait intervenir le concept de la discrétisation des équations différentielles, a aussi été utilisée.

Le dernier chapitre, est la partie la plus importante de cette thèse. La simulation et l'interprétation des résultats numériques obtenus dans la configuration étudiée y sont analysés et discutés.

Finalement, cette thèse se termine par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus. Nous essayons par ailleurs de positionner nos travaux par rapport aux contributions existantes et développons quelques perspectives futures de recherche basées sur le présent travail.

# CHAPITRE-I-



## I.1. Introduction

L'une des stratégies passives les plus efficaces pour l'amélioration du taux de transfert de chaleur par convection à l'intérieur des tubes lisses, tels que les conduits de chauffage, de refroidissement ou d'énergie solaire, ayant un nombre de Reynolds faible, modéré ou élevé, est l'utilisation d'obstacles attachés, semi-attachés ou détachés, transversaux ou longitudinaux, parallèles, orthogonaux ou inclinés, solides, perforés ou poreuses, simples, ondulés ou ayant une forme particulière, connus sous le nom de générateurs de vortex, dispositifs à écoulement de vortex, turbulateurs, déflecteurs, promoteurs de perturbations, ou bien d'autres éléments, tels que les nervures, ailettes ou chicane placées sur ou près des parois isolées et/ou chauffées, alignées ou décalées dans le canal. Ceci est dû au fait que l'obstacle permet d'interrompre les couches limites aérodynamiques et thermiques et de provoquer un vortex en aval [1]. Le vortex crée un mouvement de rotation dans le courant d'écoulement, ce qui va entraîner un transfert rapide de paquets de fluide vers et depuis la surface de transfert de chaleur [2]. Cette méthode d'amélioration du transfert de chaleur est couramment utilisée dans de nombreuses applications techniques et industrielles, telles que les échangeurs thermiques, les capteurs solaires à air, les systèmes de refroidissement des turbines à gaz, les réacteurs nucléaires et les boîtiers électroniques [1]. Ainsi, la littérature sur ce sujet est largement suffisante.

## I.2. Revue de la littérature

Des obstacles soumis à des écoulements d'air laminaires et/ou turbulents à convection forcée ont été analysés ces dernières années par plusieurs chercheurs, en utilisant des techniques numériques et/ou expérimentales, dans le but d'optimiser leurs formes, leurs tailles, leurs positions et leurs arrangements, comme indiqué ci-dessous.

### I.2.1. Obstacles orthogonaux simples et solides

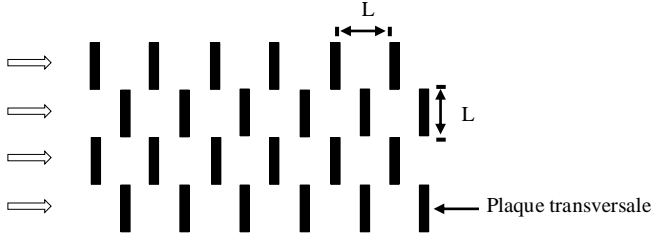
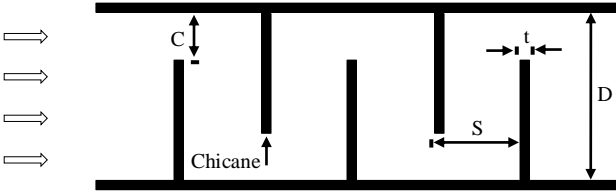
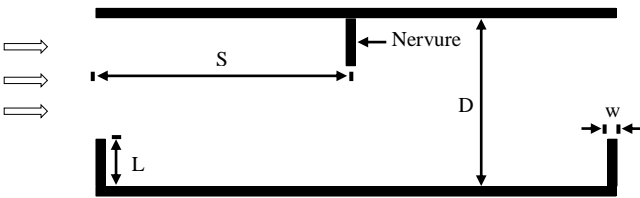
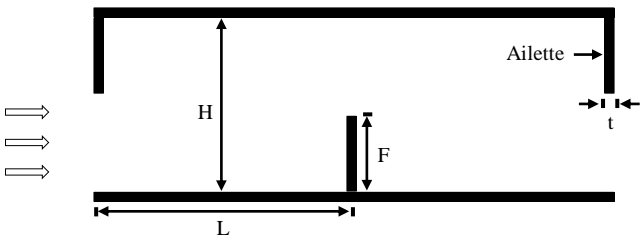
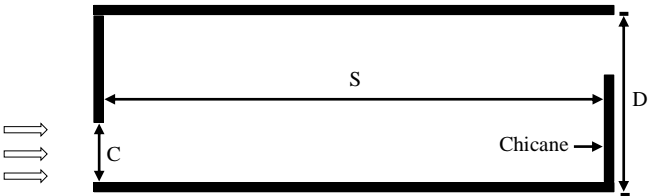
Ce type d'obstacle a fait l'objet de nombreuses études numériques et expérimentales, comme le montre le **tableau I.1**.

La première étude sur l'analyse numérique des caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection forcée, dans des conduits dont la section varie périodiquement, a été rapportée par **Patankar et al.** [3]. Les auteurs ont présenté des concepts de l'écoulement et du transfert de chaleur entièrement développés d'une manière périodique.

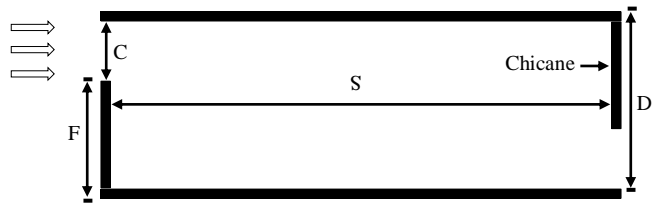
**Berner et al.** [4] ont utilisé la technique de l'Anémométrie Laser Doppler (ALD) en vue d'obtenir des valeurs expérimentales sur la vitesse moyenne et les distributions de turbulences en régime turbulent à l'intérieur d'un conduit comportant de nombreuses plaques de chicane segmentées. L'objectif des auteurs était de déterminer le nombre de chicanes requises pour obtenir la condition périodique aux limites et aussi pour définir la relation entre le taux d'écoulement et la géométrie.



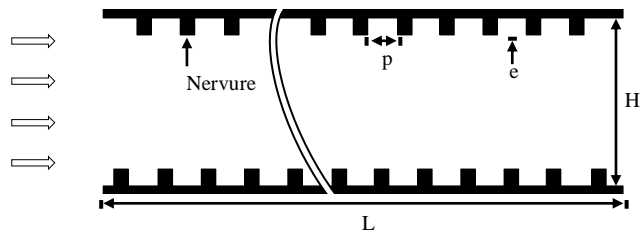
**Tableau I.1** : Liste de certaines études numériques et expérimentales menées sur l'amélioration du transfert de chaleur par convection forcée autour des obstacles conventionnels.

Chercheur (s)	Domaine de calcul et paramètres géométriques
Patankar et al. [3]	
Berner et al. [4]	
Webb et Ramadhyani [5]	
Kelkar et Ptankar [6]	
Habib et al. [7]	

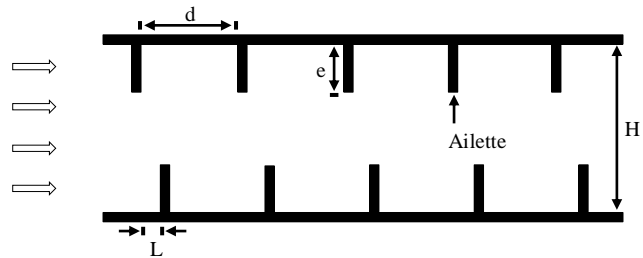
Habib et al. [8]



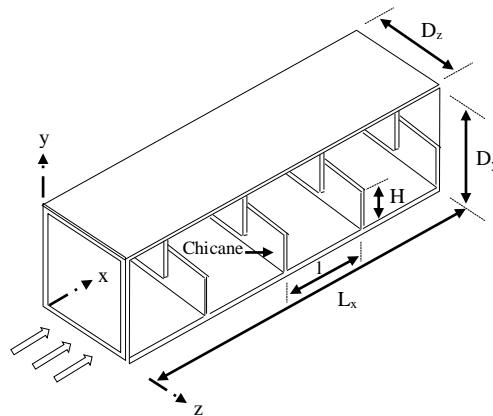
Hong et Hsieh [9]



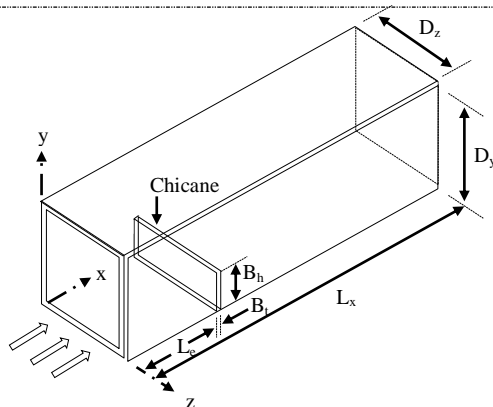
Cheng et Huang [10]



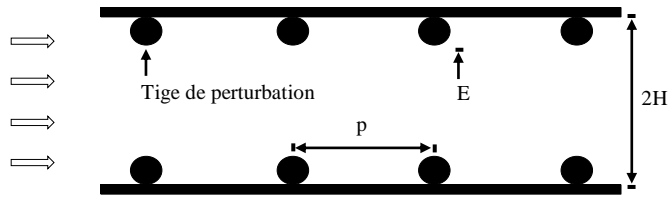
Lopez et al. [11]



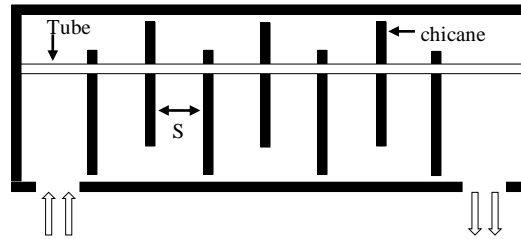
Guo et Anand [12]



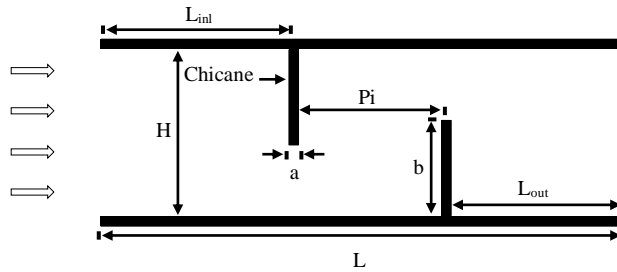
Yuan et Tao [13]



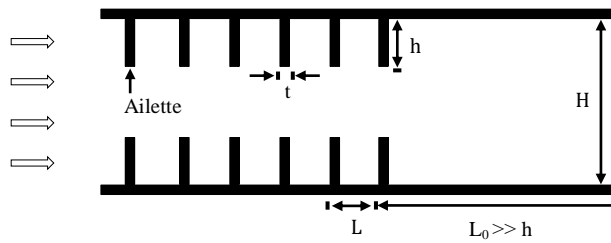
Li et Kottke [14]



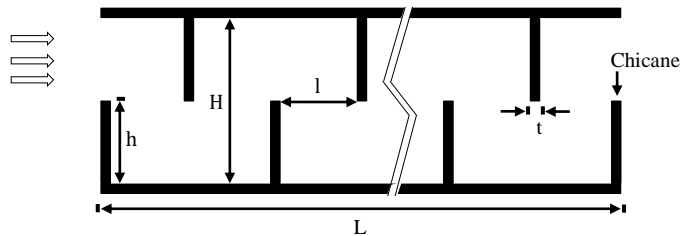
Demartini et al. [15]



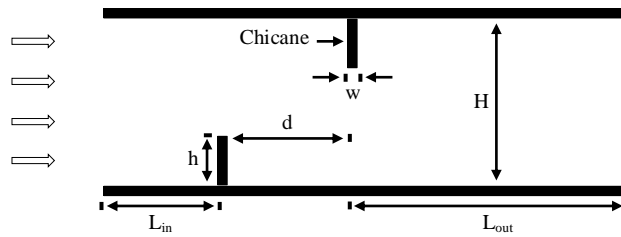
Bazdid-Tehrani et Naderi-Abadi [16]



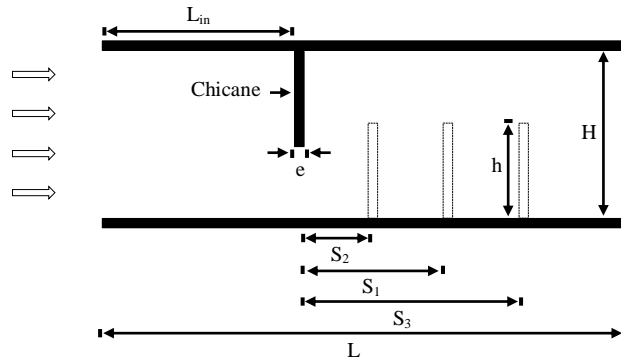
Mousavi et Hooman [17]



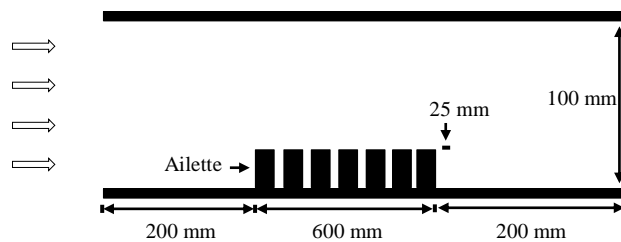
Mohammadi Pirouz et al. [20]



Saim et al. [21]



Mokhtari et al. [22]



Les caractéristiques de l'écoulement laminaire et du transfert thermique conjugué ont été simulées par **Webb et Ramadhyani** [5], à l'intérieur d'un canal lisse comportant des nervures transversales alternées avec un flux thermique constant le long des deux parois. Les calculs ont été effectués en régime pleinement développé, pour différents nombres de Reynolds, nombres de Prandtl et diverses dispositions géométriques. Ces mêmes chercheurs ont constaté qu'une augmentation appréciable du transfert de chaleur est obtenue pour les fluides, tels que l'eau ou les fluorocarbures, dont le nombre de Prandtl est élevé. Ils ont aussi trouvé que la conduction dans les parois du canal joue un rôle très bénéfique dans l'amélioration du transfert thermique.

Une étude numérique a été effectuée par **Kelkar et Ptankar** [6], pour un fluide ayant des propriétés constantes, et un écoulement laminaire à l'intérieur d'un conduit à plaques parallèles et comportant des ailettes alternées. Les calculs ont été effectués pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, du nombre de Prandtl, des paramètres géométriques et du paramètre de la conductivité thermique de l'ailette. Ces mêmes auteurs ont montré qu'un choix judicieux de ces paramètres pourrait

aider à obtenir des taux de transfert thermiques élevés avec une augmentation modérée de la chute de pression.

Une méthode de calcul pour le calcul de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal contenant des éléments de hauteurs et espacements différents et induisant un écoulement périodique continu, a été développée et évaluée par **Habib et al.** [7]. Les résultats ont également été déterminés pour différentes valeurs des nombres de Reynolds et Prandtl. Les valeurs obtenues indiquent que les coefficients de perte de chaleur locale et globale augmentent lorsque les nombres de Reynolds et Prandtl ainsi que la hauteur de l'élément augmentent et l'espacement entre éléments diminue. Dans leurs travaux expérimentaux, **Habib et al.** [8] ont mené des expériences afin d'étudier les caractéristiques de l'écoulement turbulent et du transfert thermique à l'intérieur de la cellule périodique qui se trouve entre les chicanes segmentaires alternées dans un canal rectangulaire. L'influence de la taille de la chicane et du nombre de Reynolds sur les coefficients de transfert thermique local et du transfert thermique global, ainsi que les mesures de la chute de pression, a été décrite.

Une étude expérimentale sur un écoulement d'air turbulent en phase de développement et pleinement développé, à l'intérieur d'un canal carré avec deux parois opposées comportant des nervures alternées, a été réalisée par **Hong et Hsieh** [9] afin de déterminer les caractéristiques du transfert thermique. En outre, l'effet de l'intensité de turbulence de l'écoulement libre, variant entre 4 et 11%, sur les coefficients de transfert thermique pour des nombres de Reynolds entre 13,000 et 130,000, a été discuté. Une loi de paroi pour couche limite thermique a été obtenue pour chaque niveau de turbulence de l'écoulement libre. Une corrélation entre le nombre de Nusselt et le nombre de Reynolds, qui pourrait être utilisée dans la conception des canaux de refroidissement d'aubes de turbine et autres applications connexes, a également été développée.

**Cheng et Huang** [10] ont effectué une analyse numérique sur la convection forcée d'un écoulement laminaire dans des canaux à plaques parallèles comportant deux séries d'ailettes transversales. Les résultats obtenus ont montré que la position d'une rangée d'ailettes par rapport à l'autre est un facteur qui influe considérablement sur le champ d'écoulement, particulièrement pour les cas d'ailettes de hauteur importante. Aussi, généralement la disposition en ligne est inefficace en raison de la recirculation remarquable de l'écoulement recouvrant les surfaces des parois.

**Lopez et al.** [11] ont évoqué l'étude numérique du transfert de chaleur par convection forcée laminaire dans un canal tridimensionnel comportant des chicanes, en utilisant les conditions d'un écoulement périodique pleinement développé précédemment proposé par **Patankar** [3]. Les auteurs ont indiqué que les effets tridimensionnels sur le facteur de frottement du canal, qui a un rapport d'aspect égal à l'unité et un taux de blocage égal à 0,5, deviennent plus importants à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

L'écoulement tridimensionnel par convection forcée laminaire a été étudié par **Guo et Anand** [12] dans un conduit comportant une seule chicane au niveau de la région d'admission. L'impact du

nombre de Reynolds, du nombre de Prandtl, de la hauteur de la chicane et du rapport de conductivité thermique a été examiné. En général, les longueurs de séparation et de recirculation autour des chicanes augmentent toutes les deux avec l'augmentation du nombre de Reynolds et celle de la hauteur de la chicane. En outre, le nombre de Nusselt moyen augmente avec la conductivité thermique de la paroi.

Une étude numérique a été menée par **Yuan et al.** [13] afin d'analyser l'écoulement périodique pleinement développé à l'intérieur d'un canal à plaques parallèles avec des perturbations périodiques sur les deux parois du conduit et se déplaçant dans le sens de l'écoulement. Les effets des paramètres de perturbation sur le transfert de chaleur et les pertes de pression ou d'énergie par frottements ont été attentivement étudiés, pour un nombre de Reynolds variant entre 50 et 700. Les résultats obtenus indiquent que le nombre de Nusselt peut avoir une valeur 4 fois plus grande que celle d'un canal à paroi lisse, sous les mêmes conditions, mais avec une baisse de pression beaucoup plus importante.

**Li et Kottke** [14] ont étudié le transfert de chaleur par convection et les pertes de pression ou d'énergie par frottements en simulant des modèles d'échangeurs thermiques à coquille et à tube. Les paramètres utilisés dans ce travail expérimental sont le nombre de Reynolds et la distance séparant les chicanes. Les résultats obtenus ont montré que, pour une valeur constante du nombre de Reynolds, l'augmentation de la distance entre les chicanes entraîne une élévation du coefficient d'échange thermique avec une chute de pression.

D'autre part, **Demartini et al.** [15] ont effectué une étude numérique et expérimentale sur l'écoulement d'air à l'intérieur d'un canal ayant une section rectangulaire avec deux plaques déflectrices montées sur les parois supérieure et inférieure. Ce même travail a aussi porté sur une étude approfondie des profils de vitesse et de pression. La solution au problème étudié a été trouvée par la technique de l'anémométrie à fil chaud et la méthode des volumes finis en utilisant le logiciel commercial FLUENT 5.2.

**Bazdid-Tehrani et Naderi-Abadi** [16] ont fait une simulation de l'écoulement laminaire et du transfert thermique dans la région d'entrée d'un canal horizontal bidimensionnel, comportant des nervures alignées. Les effets des rapports de blocage et des nombres de Reynolds ont été analysés. Les résultats numériques obtenus indiquent que les obstacles en forme de nervures ne sont pas pleinement efficaces pour des valeurs élevées du rapport de blocage.

**Mousavi et Hooman** [17] ont effectué des simulations numériques de l'écoulement d'un fluide laminaire et du transfert de chaleur dans un canal horizontal bidimensionnel contenant des chicanes et des ailettes solides décalées. Différents paramètres géométriques du modèle et différents paramètres de fonctionnement ont été considérés dans cette étude.

**Tandiroglu** [18] a étudié les caractéristiques de la convection forcée et des pertes de pression ou d'énergie par frottements d'un écoulement turbulent transitoire à l'intérieur d'un tube circulaire comportant des chicanes. Une étude expérimentale approfondie a été menée sur neuf tubes contenant

des chicanes, avec un nombre de Reynolds variant entre 3,000 et 20,000, pour le cas d'un flux thermique constant.

**Qasim et al.** [19] ont étudié l'écoulement turbulent et le transfert de chaleur dans un conduit avec des plaques déflectrices. La turbulence a été modélisée en utilisant le modèle de turbulence k-ε. Leur objectif était d'étudier l'écoulement turbulent dans un conduit, tout en faisant varier les positions et les dimensions des plaques déflectrices. Les résultats obtenus ont montré que les zones de séparation de la couche limite et de recirculation sont considérablement affectées par la hauteur, l'épaisseur et l'agencement des plaques déflectrices. De plus, les résultats ont montré qu'en présence de la chicane, le transfert thermique s'était considérablement amélioré.

L'écoulement du fluide et le transfert de chaleur à travers des obstacles alternés bidimensionnels montés sur les parois inférieure et supérieure du canal ont été soigneusement examinés par **Mohammadi Pirouz et al.** [20], en utilisant la Méthode de Boltzmann sur Réseau (LBM). Les auteurs ont trouvé que la Méthode de Boltzmann sur Réseau (LBM) convient bien pour l'étude des problèmes conjugués de transfert thermique.

Récemment, **Saim et al.** [21] ont mené une étude numérique bidimensionnelle détaillée sur la conception du générateur de vortex et son impact sur l'amélioration du transfert de chaleur dans une conduite équipée de plaques déflectrices dans les conditions d'un écoulement turbulent, pour différents espacements entre les chicanes et différentes valeurs du nombre de Reynolds. Les résultats des calculs numériques du champ d'écoulement indiquent que les profils d'écoulement autour des déflecteurs solides dépendent de l'espacement entre les chicanes et ont un impact considérable sur la répartition locale du coefficient de transfert thermique.

Plus récemment, une analyse numérique des caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection à l'intérieur d'un canal carré tridimensionnel a été effectuée par **Mokhtari et al.** [22] avec diverses dispositions des ailettes pour un écoulement laminaire et turbulent. Les résultats trouvés montrent qu'une position appropriée de l'ailette a une grande influence sur la performance de refroidissement de la plaque.

### **I.2.2. Ecoulement autour d'un obstacle bidimensionnel monté sur une surface**

**Antoniou et Bergeles** [23] ont analysé l'écoulement autour d'un prisme ayant plusieurs rapports d'aspect, en utilisant la technique du fil chaud. En augmentant le rapport d'aspect L/H, l'écoulement se ré-attache à la surface du prisme et à la partie en aval, tandis que les longueurs de recirculation et les échelles de turbulence diminuent.

Des études expérimentales sur les fluctuations de la pression à la paroi et les variations de la vitesse dans un écoulement turbulent, en effectuant une simulation dans une banque de tubes, avec une disposition en carré, après avoir dépassé une plaque déflectrice, ont été réalisées par **Möller et al.** [24], en utilisant des fils chauds et un transducteur de pression. Le comportement des grandeurs fluctuantes

a été décrit à l'aide de fonctions de la densité auto-spectrale adimensionnelle; leur interdépendance a aussi été discutée.

L'écoulement turbulent autour d'une nervure bidimensionnelle fixée à la paroi a été simulé par **Hwang et al.** [25], en utilisant un modèle de turbulence k-epsilon à deux équations. Les résultats obtenus indiquent que l'extension des zones de recyclage, en amont de la nervure, ne dépend pas de sa longueur dans le sens de l'écoulement. La zone de recyclage est fortement influencée par la longueur de la nervure. Cette zone diminue à mesure que la longueur de la nervure augmente.

**Tsay et al.** [26] ont mené une étude numérique sur l'amélioration du transfert thermique due à une chicane verticale dans un canal traversé par un écoulement dont le pas est orienté vers l'arrière. Ils ont analysé les effets des paramètres géométriques ainsi que les paramètres de fonctionnement sur la structure de l'écoulement. Ces mêmes auteurs ont montré que la valeur moyenne du nombre de Nusselt pourrait augmenter de 190% en plaçant une chicane dans le champ dynamique de l'écoulement. Les résultats numériques obtenus indiquent que les paramètres caractérisant l'écoulement et les caractéristiques du transfert thermique dépendent fortement de la position de la chicane à l'intérieur du canal.

En outre, **Gajusingh et al.** [27] ont réalisé une étude expérimentale sur l'impact d'une chicane, qui agit comme un générateur de vortex, sur le transfert de chaleur à l'intérieur d'un tube circulaire lisse, en utilisant la technique de la Vélocimétrie par Images de Particules (Particle Image Velocimetry, PIV). Les résultats obtenus ont montré que les vitesses turbulentes ont été multipliées par deux à trois fois, et les taux de production et de dissipation d'énergie se sont améliorés de plus d'un ordre de grandeur lorsque la chicane a été insérée dans le canal. La plus importante amélioration de la turbulence a été observée dans la région se trouvant à une distance égale à deux fois la hauteur de la chicane à partir de la paroi inférieure, juste en aval de la chicane. Cette région peut atteindre trois fois la hauteur de la chicane en d'autres positions en aval.

### I.2.3. Obstacles solides simples inclinés

Puisque les études citées précédemment se sont toutes concentrées sur des obstacles solides orthogonaux, bloquant directement le champ d'écoulement, les diminutions de pression sont plus élevées que les améliorations du transfert thermique. Cependant, il est possible d'obtenir un transfert de chaleur plus important avec une perte de chaleur par frottement relativement faible en plaçant des obstacles inclinés sur le chemin de l'écoulement [28]. Plusieurs travaux de recherche ont été menés dans ce contexte, comme indiqué ci-dessous.

**Park et al.** [29] ont évoqué les résultats relatifs au transfert thermique et coefficient de frottement mesurés dans cinq canaux courts rectangulaires, comportant des promoteurs de turbulences. Ils ont étudié les effets combinés du rapport d'aspect du canal, de l'angle d'attaque des nervures et du nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur et la chute de pression dans des canaux rectangulaires



dont les parois opposées comportent des nervures. Leurs résultats expérimentaux ont été comparés aux valeurs rapportées dans la littérature.

**Sohankar et Davidson [30]** ont effectué une étude numérique sur l'effet d'une paire de générateurs de vortex inclinés sur le comportement thermo-fluide d'un écoulement dans un canal, pour des nombres de Reynolds allant de 400 à 1,500. Ces mêmes chercheurs ont également observé une structure d'écoulement complexe à proximité des générateurs de vortex et ont aussi constaté que plus la structure de l'écoulement est complexe et plus le nombre de Reynolds augmente. Ils ont remarqué que, dans le plan transversal, les vortex de séparation se détachent des générateurs et fusionnent dans le sillage de l'écoulement. Il s'est avéré que le nombre de Nusselt local est plus grand avant les générateurs de vortex, et qu'il augmente avec le nombre de Reynolds. Les résultats obtenus montrent que pour un nombre de Reynolds donné, le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement augmentent lorsque l'angle d'incidence et l'épaisseur des générateurs de vortex deviennent plus grands.

**Yilmaz [31]** a étudié les caractéristiques du transfert thermique et pertes de pression ou d'énergie par frottements à l'intérieur d'un canal rectangulaire, dont seule la paroi inférieure a été chauffée, avec une seule chicane à l'entrée du canal, montée sur la paroi supérieure. L'expérience a porté sur l'influence du taux de clairance, de l'angle d'inclinaison de la chicane et du nombre de Reynolds sur les coefficients de transfert thermique locaux et moyens et les mesures de chute de pression. Il a été constaté que le transfert de chaleur et la chute de pression dépendent de manière significative de l'angle d'inclinaison de la chicane, du taux de clairance et du nombre de Reynolds. Le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de frottement augmentent pendant que le taux de clairance diminue et l'angle d'inclinaison de la chicane augmente. L'analyse de la performance au moyen du critère du facteur de frottement a montré que l'utilisation de la chicane à l'entrée du canal n'est pas thermodynamiquement intéressante par rapport à l'amélioration du transfert thermique.

Des études expérimentales et numériques ont été menées par **Wong et al. [32]** afin d'examiner le comportement dynamique et thermique d'un écoulement turbulent de l'air dans un conduit rectangulaire horizontal refroidi par air, avec des turbulateurs transversaux, à section carrée, inclinés et montés sur sa paroi inférieure. Les auteurs ont étudié l'impact de la variation de l'angle ( $30^\circ$  à  $120^\circ$ ) entre les turbulateurs transversaux sur le transfert de chaleur par convection et la chute de pression. Une gamme optimale d'angles formés par les nervures transversales, correspondant à une amélioration maximale de la convection forcée a été observée. D'après les résultats expérimentaux et numériques obtenus, l'amélioration maximale de la convection forcée correspond à un angle qui serait compris entre  $60^\circ$  et  $70^\circ$ .

**Nasiruddin et Kamran Siddiqui [2]** ont indiqué que le transfert de chaleur par convection dans un échangeur de chaleur peut être amélioré en plaçant une chicane à l'intérieur du conduit. Les chercheurs ont évoqué une étude comparative entre trois orientations différentes de la chicane. Le premier cas se rapporte à une chicane verticale; le deuxième porte sur une chicane inclinée vers

l'extrémité amont et le troisième considère une chicane inclinée vers l'extrémité aval. Les résultats indiquent qu'une chicane inclinée vers le côté aval avec un angle d'inclinaison plus petit ( $15^\circ$  dans leur étude) est le meilleur choix car il permet d'améliorer le transfert de chaleur d'une magnitude similaire avec une perte de pression minimale.

**Promvonge et al.** [33] ont mené une étude numérique sur l'écoulement périodique laminaire et le transfert thermique dans un canal tridimensionnel carré à paroi isotherme, comportant des chicanes inclinées à  $45^\circ$  et fixées sur une paroi du canal. Les effets des taux de blocage de l'écoulement ( $BR = 0.1-0.5$ ) sur le transfert thermique et la perte de pression dans le canal carré ont été examinés et comparés au cas typique du déflecteur transversal. Les auteurs ont trouvé que, mise à part l'augmentation du nombre de Reynolds, l'augmentation du taux de blocage avec un angle d'attaque égal à  $45^\circ$  entraîne des augmentations importantes du nombre de Nusselt et des facteurs de frottement. Le facteur d'amélioration pour le cas de la chicane à  $45^\circ$ , précédemment considéré, s'est avéré être plus élevé que celui d'une chicane verticale, pour tous les nombres de Reynolds et toutes les hauteurs de la chicane.

**Promvonge et al.** [34] ont également étudié numériquement le comportement de l'écoulement périodique tridimensionnel laminaire stable ainsi que celui du transfert de chaleur dans un canal carré comportant des chicanes inclinées à  $90^\circ$  et  $45^\circ$ , placées en tandem, alignées et décalées l'une par rapport l'autre, sur deux parois opposées. Les effets des différentes hauteurs de la chicane sur le transfert thermique et la perte de pression dans le canal ont été analysés. En outre, les résultats obtenus pour la chicane inclinée à  $45^\circ$  ont été comparés avec ceux de la chicane transversale à  $90^\circ$  et de la chicane inclinée à  $45^\circ$  et décalée. Ils ont montré que pour les deux cas de chicanes considérées (transversales et inclinées), une augmentation de la hauteur du déflecteur entraîne une augmentation substantielle du nombre de Nusselt; la perte de pression était également très importante. Les facteurs d'amélioration thermique pour les deux séries de chicanes inclinées à  $45^\circ$  se sont avérés être presque identiques et beaucoup plus grands que l'unité; leurs valeurs maximales étaient égales à 2,6 environ, ce qui témoigne d'une performance thermique plus élevée que dans le cas d'un canal lisse.

**Saim et al.** [35] ont effectué des calculs numériques sur les caractéristiques du mouvement de l'écoulement et du transfert de chaleur pour un écoulement d'air turbulent stable incompressible sur une paire de plaques déflectrices inclinées, décalées et montées sur les parois du canal, et ce dans le but d'étudier les changements de la structure de l'écoulement et les performances du transfert thermique. Les profils des vitesses axiales, les champs de vitesse, le coefficient de frottement local et moyen ainsi que la distribution des nombres de Nusselt ont été obtenus pour toutes les configurations géométriques et pour les différentes sections choisies, en amont, en aval et entre les deux chicanes inclinées.

**Yongsiri et al.** [36] ont récemment rapporté les résultats d'une étude numérique de l'écoulement turbulent et du transfert de chaleur dans un canal comportant des nervures détachées inclinées. Dans cette étude, l'écoulement du fluide, le champ de températures et la performance

thermique des nervures détachées inclinées, avec différents angles d'attaque (de  $0^\circ$  à  $165^\circ$ ), ont été examinés et comparés avec ceux d'une nervure transversale attachée typique, avec un angle d'attaque égale à  $90^\circ$ . Les résultats trouvés ont montré que, pour des nombres de Reynolds élevés, les nervures inclinées avec des angles d'attaque égaux à  $60^\circ$  et  $120^\circ$  donnent des taux de transfert thermiques similaires et des facteurs de performance thermique supérieurs à ceux obtenus avec d'autres angles. D'autre part, pour un faible nombre de Reynolds, l'impact de l'angle d'attaque des nervures est négligeable.

Plus récemment, **Mellal et al.** [37] ont analysé numériquement les caractéristiques thermiques et dynamiques d'un échangeur de chaleur à coquille et à tube (du côté de la coquille), équipé de chicanes segmentaires, et avec des arrangements différents. Les deux paramètres primordiaux qui ont été testés sont l'espacement entre chicanes, avec les valeurs 106.6, 80 et 64 mm, et les angles d'inclinaison ayant les 6 valeurs de  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  et  $180^\circ$ . Les résultats numériques obtenus ont permis de confirmer le rôle important que jouent les paramètres étudiés dans l'amélioration de la performance thermique de l'échangeur de chaleur du côté de la coquille. Il a été constaté que le cas où l'angle d'inclinaison du déflecteur est égal à  $180^\circ$ , avec un espacement entre chicanes égal à 64 mm, est la meilleure configuration qui permet d'avoir un bon mélange de l'écoulement. Une telle situation donne un facteur de performance thermique de 3.55, le plus élevé comparé aux échangeurs de chaleur à coquille et à tube sans chicanes.

En outre, **Menasria et al.** [38] ont étudié l'écoulement turbulent et le transfert de chaleur par convection dans un canal de section rectangulaire, contenant des chicanes rectangulaires dont la partie supérieure est inclinée et fixée sur la surface opposée à la plaque d'absorption. Ils ont fait une simulation numérique bidimensionnelle, qui a été validée à l'aide de résultats expérimentaux. Des tests ont été effectués afin d'expliquer les mécanismes du comportement des fluides en présence de ce type d'obstacles, ainsi que leur impact sur les deux champs thermique et dynamique.

#### **I.2.4. Obstacles orthogonaux perforés**

Bien que les obstacles ou turbulateurs internes classiques puissent améliorer de manière significative les performances du transfert de chaleur par convection dans un canal, les obstacles supplémentaires peuvent également entraîner deux points de démerite, à savoir un facteur de frottement plus important et des zones de transfert de chaleur inférieures à celles du canal lisse correspondant, et particulièrement derrière des obstacles solides fortement attachés et au niveau des coins formés par les parois inférieures et latérales [39]. Pour résoudre ce problème, de nombreuses études ont eu recours à une nouvelle conception d'obstacles. Cette dernière consiste à utiliser un obstacle perforé, comportant des rangées de différents trous, placés en différents endroits. Quelques études intéressantes peuvent être citées à cet effet:

En utilisant la technique du chauffage à la résistance et au thermocouple, **Tanasawa et al.** [40] ont pu démontrer l'amélioration du transfert de chaleur par convection forcée turbulente dans un canal

avec des turbulateurs à nervures perforées de haute performance, qui étaient montées en deux positions symétriques sur deux parois opposées. Trois types de promoteurs de turbulence ont été étudiés dans ce travail, à savoir les nervures simples, les nervures perforées et les nervures perforées à moitié. Les résultats obtenus ont permis de montrer que les écoulements tourbillonnaires créés par les nervures perforées contribuent à l'agitation de l'écoulement stagnant dans la région en aval des chicanes, ce qui permet d'améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur du canal. La présence de trous sur les nervures permet aussi d'éviter la formation de la zone de transfert de chaleur inférieure dans la région en aval des chicanes. Les auteurs ont constaté que les surfaces comportant des promoteurs de turbulences à demi perforés, avec des trous sur la moitié inférieure des nervures, ont une meilleure performance que les promoteurs solides (sans trous) ou bien ceux qui sont totalement perforés.

**Hwang et Liou [41]** ont étudié le transfert thermique et les pertes de pression ou d'énergie par frottements à l'intérieur d'un canal rectangulaire, comportant des nervures solides et d'autres entièrement perforées, montées symétriquement sur des parois larges et parallèles (rapport de zones ouvertes des nervures:  $\beta = 50\%$ ; rapport pas/hauteur de nervure:  $P_i/H = 5-20$ ; rapport hauteur nervure/diamètre hydraulique du canal:  $H/D_e = 0.081$  et  $0.162$ ; rapport hauteur nervure/hauteur canal:  $H/2B = 0.13$  et  $0.26$ ; rapport hauteur nervure/diamètre hydraulique du canal:  $H/D_e = 0.081$  et  $0.162$ , nombre de Reynolds:  $Re = 10.000$  à  $50.000$ ). Les résultats obtenus indiquent que les nervures perforées offrent l'avantage d'éliminer les points chauds et de donner une performance de transfert thermique élevée.

**Sara et al. [42]** ont réalisé une étude expérimentale relative au transfert de chaleur par convection forcée dans un canal rectangulaire lisse. Des blocs, de sections transversales rectangulaires solides et perforées, ont été introduits à l'intérieur du canal afin de produire des tourbillons pour faciliter le mélange et le transfert thermique. Les effets du nombre de Reynolds ( $Re = 6.670-40.000$ ), l'angle d'inclinaison du trou ( $\theta = 0-45^\circ$ ), le taux de perforation de la surface ouverte ( $\phi = 0.05-0.15$ ), le diamètre de la perforation ( $D = 2.5-8.0$  mm), le nombre de blocs ( $N_b = 2-7$ ) et le rapport de la distance entre les blocs sur le diamètre hydraulique du canal ( $S_x/D_e = 1.407-0.309$ ) sur l'amélioration du transfert thermique ont été étudiés en détail. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux de canaux similaires mais sans blocs. Les chercheurs ont remarqué que le taux de transfert thermique augmente avec  $\theta$ ,  $\phi$  et  $D$ , mais diminue avec  $S_x/D_e$  et  $Re$ . La chute de pression n'a pas été affectée par  $\theta$ , mais par contre elle a diminué avec l'augmentation de  $D$ ,  $Re$ ,  $S_x/D_e$  et  $\phi$ . L'analyse de la performance a permis de dire que les blocs solides pourraient conduire jusqu'à 20% de perte d'énergie, malgré un transfert de chaleur qui s'est considérablement amélioré en raison de l'augmentation de la surface. L'énergie perdue a été récupérée en raison des perforations effectuées dans les blocs. C'est un moyen qui nous a permis de gagner jusqu'à 40 % d'énergie.

**Karwa et al. [43]** ont évoqué les résultats d'une étude expérimentale qu'ils avaient menée sur le transfert thermique et les frottements dans un conduit rectangulaire asymétriquement chauffé, et comportant un nombre limité de déflecteurs solides ( $\beta = 0\%$ ) ou bien entièrement perforés ( $\beta = 18.4$ ;

28.4; 41.7 et 46.8%) placés sur l'une des parois larges, avec un degré de rugosité relative égal à 29. Leur étude a montré une amélioration de 73.7 à 82.7% du nombre de Nusselt, dans un conduit lisse pour des chicanes solides, et de 60.6 - 62.9% à 45.0 - 49.7% pour des chicanes perforées. Ils ont trouvé que cette amélioration diminue avec l'augmentation du taux de perforation de la surface ouverte. Le facteur de frottement pour les chicanes solides était estimé à 9.6- 11.1 fois celui du conduit lisse. Le facteur de frottement diminue considérablement pour les chicanes perforées lorsque le taux de perforation de la surface ouverte augmente; il devient égal à seulement 2,3 à 3,0 fois celui du conduit lisse pour des chicanes ayant un taux de perforation de la surface ouverte égal à 46,8%. Les déflecteurs ayant le plus grand taux de perforation de la surface ouverte fournissent les meilleures performances par comparaison à un conduit lisse; la puissance de pompage étant la même.

Dans une autre expérience, **Karwa et Maheshwari** [44] ont étudié des chicanes entièrement perforées (taux de perforation de la surface ouverte de 46.8%) et à demi perforées (taux de perforation de la surface ouverte de 26%), avec des valeurs de  $Re$  allant de 2,700 à 11,150. L'étude a montré une amélioration du nombre de Nusselt de 79 à 169% dans le conduit lisse pour des chicanes entièrement perforées, et de 133 à 274% pour les chicanes à demi perforées. D'autre part, le facteur de frottement pour les chicanes entièrement perforées est de 2.98 à 8.02 fois celui du conduit lisse; il est de 4.42 à 17.5 fois pour les chicanes à demi perforées. En général, les déflecteurs à demi perforés sont thermo-hydrauliquement meilleurs que ceux qui sont entièrement perforés, avec le même pas. De toutes les configurations étudiées, les chicanes à demi perforées, ayant un degré de rugosité relative de 7.2, donnent une performance plus grande de 51.6 à 75% par rapport à celle d'un conduit lisse; la puissance de pompage étant la même.

Des mesures locales détaillées du transfert thermique et une simulation numérique ont été effectuées par **Nuntadusit et al.** [45] afin de mieux comprendre les caractéristiques de transfert de chaleur d'une surface du canal équipée de nervures ayant des géométries différentes (différentes positions des trous et différents angles d'inclinaison des perforations). Les résultats expérimentaux sur le transfert de chaleur à travers une feuille de cristaux liquides thermo-chromiques ainsi que les caractéristiques numériques de l'écoulement ont été rapportés. La performance de transfert de chaleur des nervures perforées a été évaluée et comparée à celle d'une nervure solide classique, avec un nombre constant  $Re$  égal à 60.000. Les résultats qu'ils ont obtenus indiquent que, en raison des écoulements incidents sur la surface, les nervures avec perforations inclinées ont considérablement amélioré le transfert thermique immédiatement en aval des nervures par comparaison avec les nervures solides et celles avec des perforations droites. Ceci devrait donner des performances globales de transfert thermique importantes.

Dans un passé récent, **Sahel et al.** [46] ont présenté une nouvelle conception de chicane qui permet d'éviter la formation de zones de transfert de chaleur inférieures, particulièrement dans les régions en aval des déflecteurs solides (non perforés). Cette conception concerne un déflecteur perforé, comportant une rangée de quatre trous, placés en trois positions différentes. Ces positions sont

caractérisées par un ratio appelé le rapport d'axe des pores (RAP) qui est pris comme étant égal à 0.190; 0.425 ou 0.660. Dans l'étude qu'ils ont menée, le déflecteur perforé avec  $RAP = 0.190$  est considéré comme la meilleure configuration, ce qui permet de réduire considérablement les zones de transfert thermique faibles. Une telle configuration garantit une augmentation du taux de transfert thermique de 2% à 65% par rapport à un déflecteur simple. Cependant, la perte de pression pour cette configuration peut diminuer jusqu'à 12 fois par rapport à celle d'un déflecteur simple.

### I.2.5. Obstacles perforés inclinés

L'insertion d'obstacles inclinés sur la trajectoire de l'écoulement est une technique bien connue, qui est utilisée pour obtenir une amélioration du transfert thermique avec une perte de chaleur par frottements relativement moins importante. En outre, les obstacles perforés inclinés comportent des trous, ce qui facilite l'impact de jets sur la surface de transfert de chaleur. Par conséquent, en utilisant des obstacles perforés inclinés, les deux principales techniques d'augmentation et aussi d'amélioration du transfert thermique peuvent être combinées pour avoir un refroidissement efficace [28]. Plusieurs études ont été menées dans ce contexte au courant des dernières décennies. Par exemple,

**Dutta et al.** [47] ont évoqué des résultats expérimentaux sur l'amélioration du coefficient de transfert thermique à l'aide d'une chicane perforée inclinée. Ils ont montré qu'une chicane avec perforations permet d'avoir une meilleure augmentation du transfert thermique par rapport à une chicane sans perforations, si la plaque est attachée à la surface chauffée et est correctement alignée sur la trajectoire de l'écoulement. Cette position du déflecteur est considérée comme une orientation qui permet d'améliorer le coefficient de transfert thermique local jusqu'à cinq fois les valeurs obtenues dans un canal lisse.

**Dutta et Dutta** [48] ont présenté une étude expérimentale sur la perte de chaleur par frottements et sur le comportement du transfert de chaleur d'un écoulement turbulent dans un canal rectangulaire avec un seul déflecteur perforé incliné, et avec un échauffement isoflux de la surface supérieure. Les effets de la densité, la taille, la position et l'orientation des perforations du déflecteur incliné ont été étudiés afin d'augmenter et d'améliorer le transfert thermique par refroidissement interne. Les résultats obtenus indiquent qu'il est possible de trouver une densité de perforations optimale qui permet de maximiser les coefficients de transfert thermique. Cette densité optimale présente une technique d'impact du jet à partir du canal confiné inférieur, ainsi que d'autres techniques d'amélioration du transfert de chaleur. Il a été montré que les nombres de Nusselt moyen et local dépendent de manière significative de l'orientation du déflecteur et que le rapport du nombre de Nusselt diminue lorsque le déflecteur est placé dans une position optimale plus élevée. Le rapport des facteurs de frottement diminue l'angle du déflecteur et la densité des perforations deviennent plus grands.

**Dutta et Hossain** [28] ont mené une étude expérimentale sur les caractéristiques locales du transfert de chaleur la perte de chaleur due aux frottements à l'intérieur d'un canal rectangulaire



équipé de chicanes solides et perforées inclinées. Ils ont utilisé deux chicanes de même taille totale dans leur expérience. La chicane en amont est attachée à la surface supérieure qui est chauffée; tandis que la position, l'orientation et la forme de l'autre chicane sont variées de manière à identifier la configuration optimale qui permet d'améliorer le transfert de chaleur. Un flux de chaleur superficiel constant provenant de la surface supérieure a été utilisé; par contre les surfaces latérales et la paroi inférieure ont été maintenues adiabatiques. La disposition des chicanes en ligne augmente considérablement le transfert de chaleur global en utilisant à la fois l'impact du jet et la séparation de la couche limite. Ils ont également montré que la répartition locale du nombre de Nusselt dépend fortement de la position, de l'orientation et de la géométrie du deuxième déflecteur. Pour les deux cas de chicanes inclinées (solides ou perforées), la perte de charge par frottement est beaucoup plus importante que celle d'un seul déflecteur. En outre, dans les deux cas de déflecteur, le rapport des facteurs de frottement est plus élevé si le deuxième déflecteur est fixé à la plaque inférieure plutôt qu'à la paroi supérieure qui est chauffée.

**Khan et al. [49]** ont décrit une étude expérimentale sur le transfert de chaleur avec un écoulement turbulent dans un canal rectangulaire, comportant à la fois des chicanes solides (pleines) et des chicanes perforées inclinées munies de turbulateurs à nervures. La combinaison des nervures et des chicanes perforées inclinées a entraîné une augmentation du nombre de Nusselt moyen, mais avec une baisse de pression. Dans le cas où le taux de transfert thermique est important pour une bonne performance d'un appareil, l'utilisation à la fois des nervures et des chicanes peut être une solution viable et durable.

**Se Kyung et al. [50]** ont mené une étude numérique sur les caractéristiques du transfert thermique et les frottements d'un écoulement d'air à l'intérieur d'un canal rectangulaire muni de différents types de chicanes inclinées (type I: chicane solide, type II: chicane à 3 trous, type III: chicane à 6 trous et type IV: chicane à 9 trous). Les résultats numériques sur le champ d'écoulement ont montré que les configurations de l'écoulement autour des différents arrangements de chicanes sont complètement différentes, et que ces différentes configurations ont un impact considérable sur les caractéristiques du transfert thermique local. Les caractéristiques du transfert de chaleur et du facteur de frottement sont remarquablement influencées par la densité des perforations sur la plaque du déflecteur. Il a été constaté que l'amélioration du transfert de chaleur de la chicane de type II donne les meilleurs résultats.

**Ary et al. [51]** ont utilisé le logiciel commercial CFX 10 pour l'analyse numérique du transfert de chaleur et la perte de charge par frottements correspondante dans un canal rectangulaire muni de déflecteurs perforés, avec des trous en forme de losange, inclinés à 5°. Des études expérimentales ont également été effectuées afin de confirmer les caractéristiques recherchées pour l'amélioration du transfert thermique et de la perte de charge par frottements correspondante, pour une et deux chicanes, respectivement. Les résultats obtenus ont montré que les structures d'écoulement autour des trous sont complètement différentes, selon le nombre de trous, et ceci doit affecter d'une manière considérable le

transfert thermique local. Il est important de noter que deux chicanes donnent des performances de transfert thermique supérieures à celles données par une seule chicane.

Dans le but de réduire la chute de pression et de diminuer les zones de transfert thermique inférieures dues aux nervures ajoutées, **Liu et Wang [39]** ont proposé un nouveau modèle avec des nervures semi-attachées. Ces nervures sont perforées aux coins avec deux trous rectangulaires, de sorte qu'une partie du fluide puisse passer à travers ces trous. Ils ont analysé cinq différentes configurations et arrangement de nervures, pour deux positions différentes (nervures transversales et nervures inclinées à  $45^\circ$ ). Les résultats numériques obtenus montrent que la conception avec des nervures semi-attachées peut améliorer de manière considérable les performances du transfert thermique local et de l'écoulement d'un fluide. En outre, les nervures semi-attachées, avec un angle d'attaque de  $45^\circ$ , peuvent donner une efficacité de transfert de chaleur encore plus élevée que celle obtenue dans des canaux munis de nervures fermement attachées ou bien complètement détachées. Elles peuvent en même temps éliminer les zones de transfert de chaleur inférieures. En outre, bien que le nombre de Nusselt moyen sur un pas, dans un canal à nervures transversales, soit inférieur à celui des canaux munis de nervures fermement attachées ou bien complètement détachées, les nervures semi-attachées peuvent aussi éliminer complètement les zones de transfert de chaleur inférieures.

### **I.2.6. Obstacles poreux**

Une autre méthode utilisée pour améliorer les caractéristiques de transfert thermique dans les systèmes thermiques est l'utilisation de milieux poreux. Cette technique a reçu une attention particulière et a fait l'objet de nombreuses recherches. Les études suivantes méritent d'être mentionnées:

**Huang et Vafai [52]** ont évoqué une étude détaillée sur l'amélioration du transfert thermique par convection forcée en utilisant plusieurs blocs poreux dans un canal. Le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer a été utilisé afin de caractériser le champ d'écoulement à l'intérieur des régions poreuses tout en tenant compte des effets d'inertie et des effets visqueux. Il a été montré que modifier certaines valeurs paramétriques, telles que le nombre de Reynolds, le nombre de Darcy, le nombre de Prandtl, le paramètre d'inertie et deux paramètres géométriques pertinents, peut avoir des effets importants et intéressants sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique.

**Fu et Huang [53]** ont mené une étude numérique sur un bloc poreux monté sur une paroi chauffée à l'intérieur d'un canal traversé par un écoulement laminaire afin d'augmenter le taux de transfert thermique par convection. Les effets de la porosité ( $\epsilon$ ), du diamètre des particules ( $D_p$ ), du nombre de Reynolds ( $Re$ ) et du rapport de blocage ( $HP$ ) sur la performance thermique de la paroi chauffée ont été étudiés d'une manière détaillée. Les résultats obtenus indiquent que dans le cas où  $HP = 0.5$ , les performances thermiques augmentent lorsqu'on utilise un bloc poreux de grande porosité et un diamètre de particule plus élevé. Cependant, des résultats inverses sont obtenus dans le cas où  $HP = 1.0$ .



**Hwang [54]** a réalisé des expériences afin d'examiner l'effet des chicanes poreuses sur le transfert de chaleur et la chute de pression à l'intérieur d'un canal. Ces chicanes ont été montées sur les parois inférieure et supérieure du canal de façon décalée. Les résultats relatifs à un canal classique, muni de chicanes solides, ont également été enregistrés pour comparaison. Deux hauteurs de chicanes différentes ont été considérées tout en faisant varier le nombre de Reynolds de 20,000 à 50,000. Il a été constaté que les configurations d'écoulement autour des chicanes poreuses et celles autour de chicanes solides sont complètement différentes. Ces différents phénomènes de transport, conjointement avec la modification de l'efficacité de la chicane, ont un impact considérable sur les distributions locales des coefficients de transfert thermique, mais par contre ils ont une influence négligeable sur les coefficients de transfert thermique moyens. Comparativement aux chicanes solides, la présente étude a montré que le canal muni de chicanes poreuses a un facteur de frottement beaucoup plus faible.

**Kiwan et Al-Nimr [55]** ont développé une nouvelle méthode qui permet d'améliorer le transfert thermique à partir d'une surface donnée en utilisant des ailettes poreuses. La performance thermique des ailettes poreuses a été évaluée et comparée avec celle des ailettes solides conventionnelles. L'effet des différents paramètres de conception et de fonctionnement sur la performance thermique des ailettes poreuses a aussi été examiné. De tels paramètres sont le nombre  $Ra$ , le nombre  $Da$  et le rapport des conductivités thermiques. Il s'est avéré que l'amélioration de la performance de l'ailette poreuse peut être plus importante lorsque le nombre  $Ra$  augmente, et particulièrement lorsque ce dernier prend des valeurs élevées. En outre, il a été trouvé qu'il existe une limite optimale pour le rapport des conductivités thermiques, au-delà de laquelle il n'y aura pas d'amélioration supplémentaire dans la performance de l'ailette.

Pour leur part, **Ko et Anand [56]** ont mené une étude expérimentale en vue de mesurer les coefficients de transfert thermique et la perte de pression dans un canal rectangulaire chauffé uniformément, et comportant des chicanes poreuses disposées de façon alternée sur les parois. Les expériences ont été réalisées avec des nombres de Reynolds dans l'intervalle 20,000-50,000. L'utilisation de chicanes poreuses a permis d'améliorer le transfert thermique jusqu'à 300% par rapport au transfert thermique dans un canal droit sans chicanes. L'analyse des résultats expérimentaux montre que l'augmentation du transfert thermique lorsque la puissance de pompage croît d'une unité, est inférieure à l'unité (1) pour la gamme de paramètres étudiés.

**Yang et Hwang [57]** ont présenté des prédictions numériques sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent d'un fluide et du transfert thermique pour le cas d'un canal rectangulaire comportant des chicanes poreuses qui sont disposées sur les parois inférieure et supérieure du canal, de façon alternée et périodique. Le modèle  $k-\epsilon$  a été choisi pour décrire la structure turbulente. Les calculs numériques sur le champ d'écoulement ont montré que les configurations d'écoulement autour des chicanes solides et poreuses sont totalement différentes, et ce à cause des différents phénomènes de transport; ceci a une influence considérable sur la distribution des coefficients de transfert de

chaleur locaux. Comparativement à un canal muni de chicanes solides, les calculs numériques indiquent qu'un canal muni de chicanes poreuses a un facteur de frottement plus petit car le blocage du canal est plus petit.

Une étude numérique détaillée a été réalisée par **Da Silva Miranda et Anand** [58] sur l'écoulement des fluides et le transfert de chaleur par convection forcée laminaire dans un canal bidimensionnel à plaques parallèles, et muni de 16 chicanes poreuses montées de façon alternée sur les parois inférieure et supérieure. Les effets de quelques paramètres adimensionnels, tels que le nombre de Reynolds, le nombre de Darcy, l'espacement entre les chicanes et le rapport de la conductivité thermique, sur les champs d'écoulement et de température ont été examinés. Il a été trouvé que les pourcentages d'augmentation du transfert thermique pour les chicanes solides sont plus élevés que ceux pour les chicanes poreuses correspondantes.

**Santos et de Lemos** [59] ont effectué des simulations afin d'étudier et de documenter une analyse numérique du flux laminaire et du transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal comportant des chicanes poreuses et solides. En comparant les résultats numériques pour le facteur de frottement et le nombre de Nusselt avec les données disponibles, il a été trouvé que les valeurs obtenues diffèrent de moins de 5% par rapport aux résultats publiés. D'autres simulations, comparant l'efficacité de la matière poreuse utilisée, ont montré que l'utilisation de chicanes de faible porosité et de faible perméabilité dans le régime d'écoulement laminaire ne va pas améliorer les résultats.

**Kahalerras et Targui** [60] ont effectué une analyse numérique sur l'écoulement par convection forcée, bidimensionnel, axisymétrique laminaire et stable dans un échangeur de chaleur à double tube muni d'ailettes poreuses insérées dans l'espace annulaire. Les effets de plusieurs paramètres géométriques, physiques et thermiques, tels que l'espacement entre les ailettes et leur hauteur, le nombre de Darcy et le rapport de conductivité thermique sur la structure des champs hydrodynamiques et thermiques ont été examinés. Les résultats obtenus montrent que l'insertion des ailettes poreuses peut modifier légèrement la configuration de l'écoulement, selon leur perméabilité, leur hauteur et leur espacement. Concernant l'effet du transfert thermique, il a été constaté que l'utilisation d'ailettes poreuses peut améliorer le transfert thermique et que le taux d'amélioration dépend des propriétés géométriques et thermo-physiques de ces ailettes. En analysant les calculs numériques relatifs aux performances thermiques, il a été constaté qu'un gain en énergie nettement plus important peut être atteint lorsque le rapport de conductivité thermique croît, et particulièrement pour des hauteurs et des nombres de Darcy élevés.

**Hamdan et Al-Nimr** [61] ont utilisé des ailettes poreuses à conductivité thermique élevée avec le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer afin d'améliorer les caractéristiques de transfert thermique d'un écoulement laminaire en convection forcée à travers un canal isotherme à plaques parallèles. Ils ont étudié l'effet de plusieurs paramètres de fonctionnement sur l'hydrodynamique de l'écoulement et les caractéristiques thermiques. Ils ont particulièrement mis en évidence l'influence de l'épaisseur des ailettes poreuses, le nombre de Darcy, le coefficient de conductivité thermique, le nombre de Reynolds

et le coefficient inertiel microscopique sur la performance thermique de l'écoulement. Les résultats obtenus ont montré que le transfert thermique peut être amélioré en utilisant des ailettes de conductivité thermique élevée, en diminuant le nombre de Darcy et en augmentant le coefficient inertiel microscopique et le nombre de Reynolds.

**Li et al.** [62] ont effectué une étude numérique sur les caractéristiques d'un écoulement laminaire et du transfert de chaleur par convection, entre deux plaques parallèles, et avec des blocs poreux alternés sur les parois supérieure et inférieure du canal. Les effets de divers paramètres, tels que le nombre de Darcy, le nombre de Reynolds, la hauteur et la largeur du bloc poreux, sur le champ des vitesses et sur le transfert thermique local ont été systématiquement analysés. Les chutes de pression à travers le canal ont été examinées pour différents cas. Les analyses ont montré que le comportement de l'écoulement ainsi que le transfert de chaleur local correspondant sont sensibles aux variations des paramètres mentionnés ci-dessus. Il a été constaté qu'une augmentation du rapport de conductivité thermique entre les blocs poreux et le fluide entraîne une augmentation significative du transfert thermique aux niveaux des blocs poreux.

**Guerroudj et Kahalerras** [63] ont procédé à une simulation sur l'influence de la forme du bloc poreux sur les caractéristiques du transfert thermique par convection mixte laminaire et de l'écoulement d'air à l'intérieur d'un canal bidimensionnel muni de plaques parallèles, lorsque les effets d'écoulement flottant et forcé sont simultanément présents. L'influence de l'intensité de la force de flottabilité, la forme des blocs poreux qui va de la forme rectangulaire à la forme triangulaire, leur hauteur, la perméabilité moyenne poreuse, le nombre de Reynolds et le rapport de conductivité thermique a été analysée. Les résultats obtenus ont principalement révélé que la forme des blocs peut considérablement changer les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique.

**Targui et Kahalerras** [64] ont récemment mené une étude numérique pour analyser l'effet des chicane poreuses et de la pulsation d'écoulement sur la performance d'un échangeur de chaleur à double tube. Pendant que le fluide chaud coule dans le cylindre intérieur, le fluide froid circule dans l'espace annulaire. Dans leur simulation, ils ont adopté le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer pour décrire l'écoulement dans les régions poreuses; la méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes avec des conditions aux limites appropriées. L'influence de l'amplitude et de la fréquence de la pulsation ainsi que celle de la perméabilité des chicane poreuses sur la structure de l'écoulement et sur le rendement de l'échangeur thermique ont été analysées. Les résultats obtenus montrent que le fait d'ajouter une composante oscillante à l'écoulement moyen affecte la structure de l'écoulement et améliore le transfert thermique par rapport à l'écoulement non pulsatoire stable. La performance optimale de l'échangeur thermique a été obtenue lorsque seul l'écoulement du fluide chaud est pulsatoire.

### **I.2.7. Reconfiguration de la géométrie de l'obstacle**

Le plus important paramètre pour l'amélioration de la performance du transfert thermique est la forme des obstacles. La géométrie de l'obstacle peut être reconfigurée par moulage, usinage, formage, soudage et autres procédés [65]. Différentes formes et orientations d'obstacles ont été examinées et étudiées dans ce qui suit. Le **tableau I.2** présente certaines formes d'obstacles étudiées par ces chercheurs.





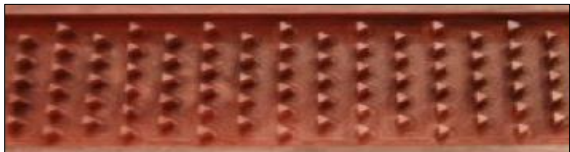

**Kamali et Binesh** [66] ont développé un code informatique leur permettant d'étudier le transfert de chaleur turbulent et les frottements à l'intérieur d'un conduit carré comportant des nervures de différentes formes montées sur une paroi. Les simulations ont été effectuées pour quatre formes de nervures, à savoir carrée, triangulaire, trapézoïdale avec la hauteur décroissante dans le sens de l'écoulement et trapézoïdale avec la hauteur croissante dans le sens de l'écoulement. Les résultats obtenus montrent que les caractéristiques de la distribution du coefficient de transfert thermique entre les nervures sont fortement affectées par la forme de la nervure. Il a été trouvé que les nervures trapézoïdales avec une hauteur décroissante dans le sens de l'écoulement permettent d'augmenter le transfert thermique et la chute de pression par comparaison aux autres formes.

**Promvonge et Thianpong** [67] ont réalisé des expériences afin d'évaluer le comportement du transfert de chaleur par convection forcée turbulente ainsi que le comportement de la perte de frottement pour l'écoulement de l'air à travers un canal à flux de chaleur constant, muni de nervures de différentes formes, i.e. triangulaire, en forme de coin (en V), et rectangulaire. Deux arrangements de nervures, alignées ou alternées, ont été introduits. Pour un débit massique d'écoulement similaire, on a obtenu un transfert thermique et une perte de frottement plus élevés avec les nervures alignées qu'avec des nervures alternées. Par contre, la disposition des nervures en coin (V) orientées vers l'aval a donné la plus forte augmentation du nombre de Nusselt et du facteur de frottement. Cependant, les nervures triangulaires en arrangement alterné ont donné la meilleure performance thermique par rapport aux autres.

**Sripattanapipat et Promvonge** [1] ont simulé l'écoulement laminaire périodique et le transfert thermique dans un canal horizontal bidimensionnel, avec des parois isothermes et des chicane en forme de losange, décalées. Ils ont trouvé que la forme en losange de la chicane, avec des angles aigus variant de 5 à 35 ° peut améliorer le transfert thermique de 200 à 680% pour un nombre de Reynolds allant de 100 à 600. Cette augmentation est cependant liée à une perte par frottement qui est de 20 à 220 fois plus grande que celle d'un canal lisse.

**Zhao et al.** [68] ont testé et comparé les caractéristiques d'un écoulement adiabatique dans des canaux rectangulaires munis d'ailettes de forme losange, carrée, triangulaire, circulaire et elliptique, avec des régimes d'écoulement différents; ils ont ensuite effectué une analyse théorique approfondie des résultats expérimentaux en se basant sur les lois de la physique. L'influence des mini-ailettes à broches sur la résistance à l'écoulement a aussi été discutée. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec ceux des micro/mini ailettes à broches; ensuite des évaluations ont été faites sur leur applicabilité.

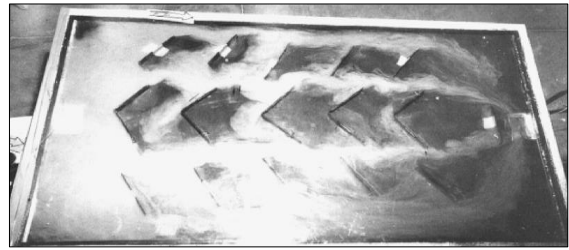
**Tableau I.2** : Différentes formes géométriques des obstacles évoqués dans les études précédentes.

Chercheur (s)	Type d'obstacle	Géométrie
Zhao et al. [68]	Ailettes à broches	
	Circulaires,	
	Elliptiques,	
	Carées,	
	Lasanges,	
	et triangulaires	
Skullong et al. [73]	Turbulateurs comportant à la fois des nervures ondulées et des rainures	

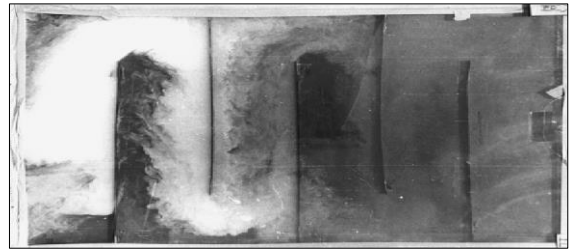


**Ben Slama [74]**

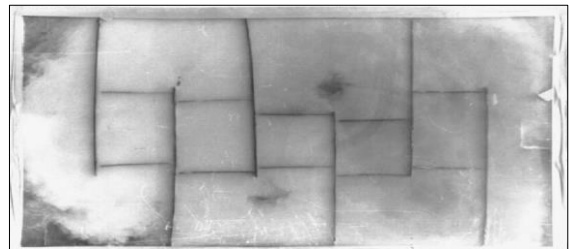
Petites chicanes



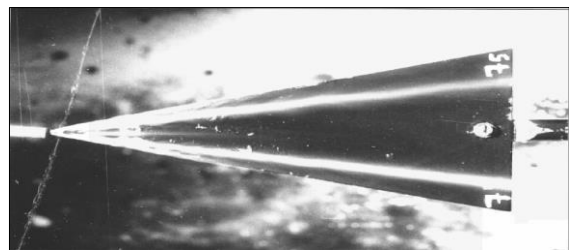
Chicanes transversales planes



Chicanes transversales planes et longitudinales

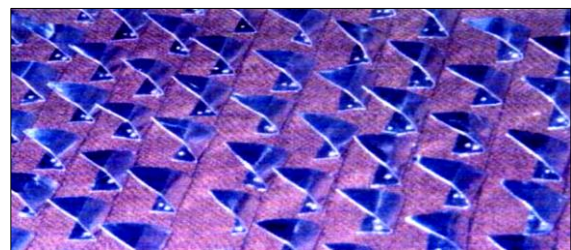


Chicane en forme d'aile Delta

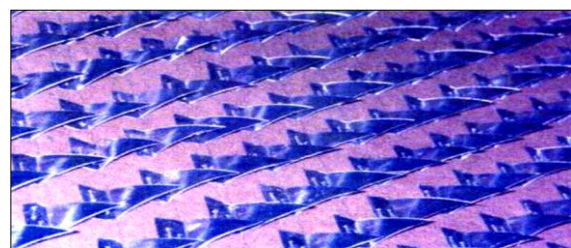


**Abene et al. [75]**

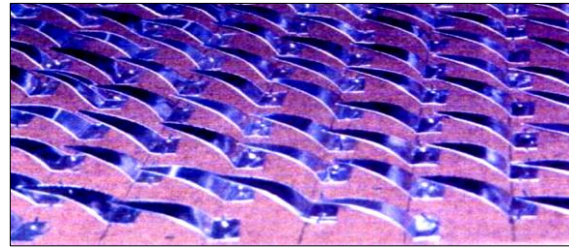
Chicanes ogivales inclinées et repliées



Chicanes en aile Delta cintrées

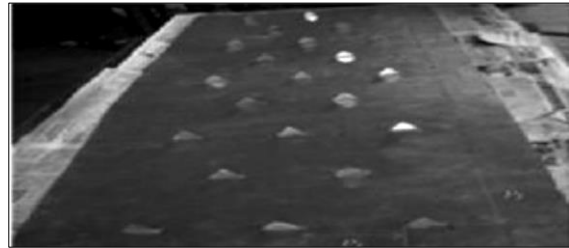


Chicanes ogivales  
cintrées



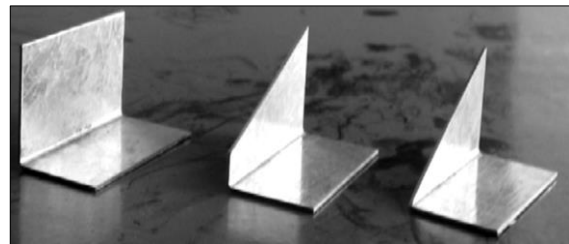
Bekele et al. [76]

Chicanes en ailes  
Delta



Zhou et Ye [79]

Générateurs de vortex  
(a) ailette  
rectangulaire,  
(b) ailette trapézoïdale  
et (c) ailette en aile  
Delta



(a)

(b)

(c)

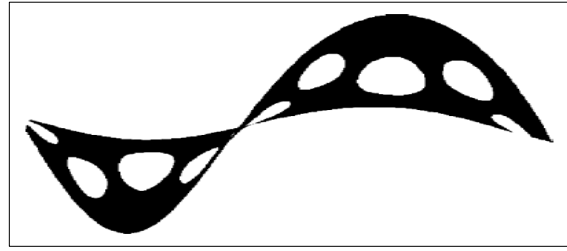
Du et al. [80]

Chicanes segmentaires

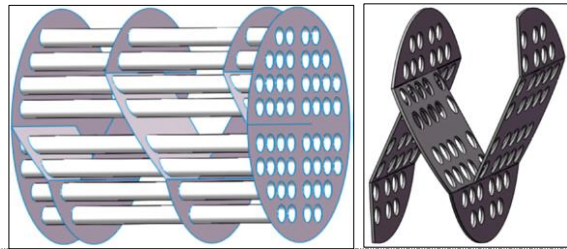


**Lei et al. [82]**

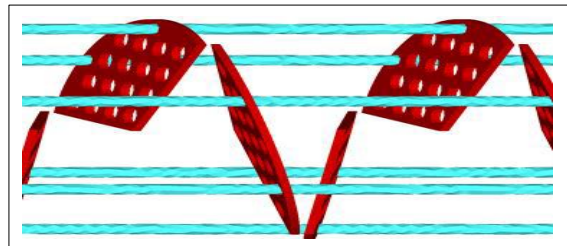
Chicanes hélicoïdales

**Wen et al. [83]**

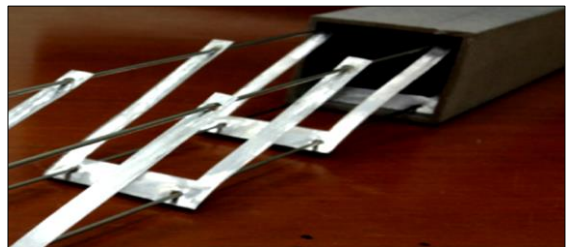
Chicanes en forme d'échelle pliante

**Dong et al. [84]**

Chicanes hélicoïdales trisection

**Skullong et al. [87]**

Chicanes en forme de fer-à-cheval obliques

**Tamna et al. [92]**

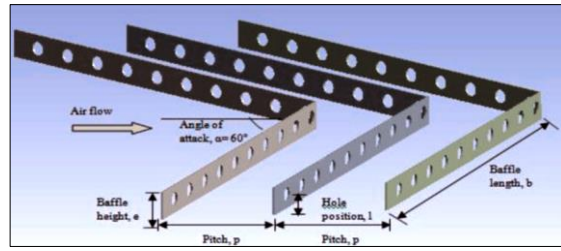
Générateurs de vortex à chicanes multiples en 'V'





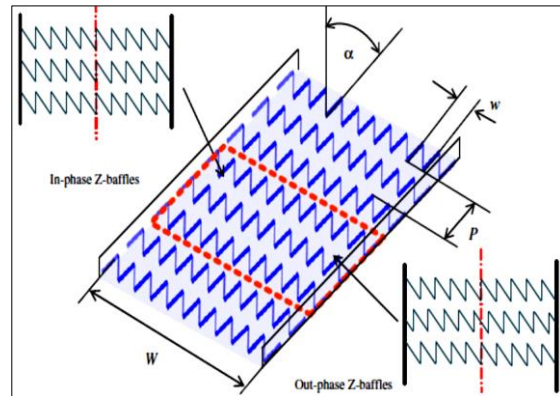
Chamoli [95]

Chicanes en 'V'  
perforées



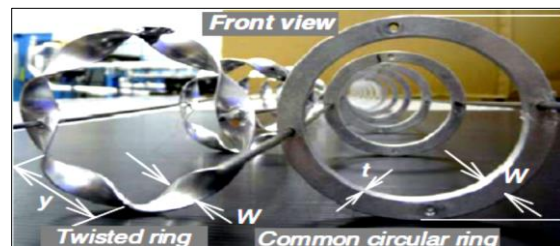
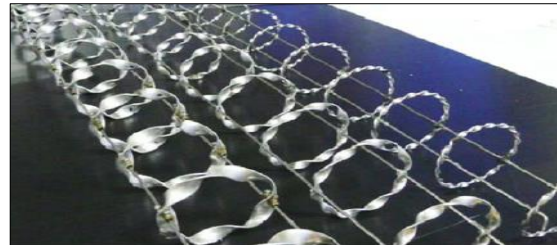
Sriromreun et al. [100]

Chicanes en 'Z'



Thianpong et al. [101]

Turbulateurs à  
anneaux torsadés



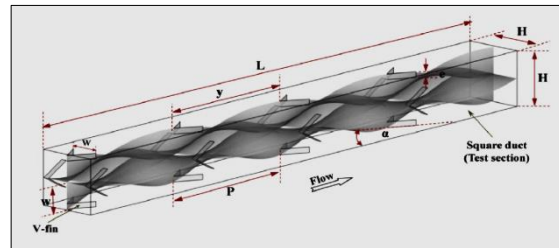
Eiamsa-ard et al. [102]

Générateurs de vortex à  
ruban torsadé et ailette  
Delta

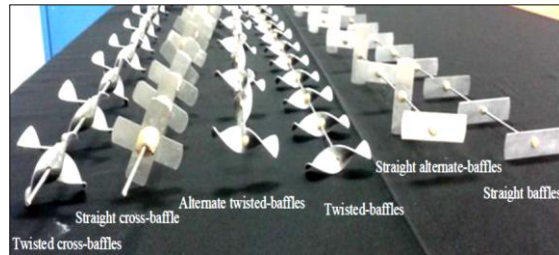


**Promvonge [103]**

Générateurs de vortex  
avec ruban contre-  
torsadé, à ailettes en 'V'

**Nanan et al. [104]**

Chicanes torsadées  
transversales



**Wang et al. [69]** ont regroupé les résultats numériques et expérimentaux pour la recherche sur les processus de l'écoulement et du transfert thermique à l'intérieur d'un conduit rectangulaire encastré, muni d'ailettes alternées. Plusieurs ailettes à broches, de formes différentes (circulaire, elliptique et en forme de goutte), avec des sections transversales égales, ont été comparées pour une disposition en alternance. Ils ont trouvé que les ailettes profilées, en forme de gouttes, permettent de retarder ou bien d'empêcher la séparation de l'écoulement qui les traverse, ce qui permet de diminuer l'effet négatif de la forme aérodynamique par rapport aux ailettes à broches circulaires. L'amélioration du transfert thermique pour le cas des ailettes à broches et en forme de goutte, était inférieure à celle des ailettes à broches et circulaires. Concernant les paramètres de performance spécifiques, il a été trouvé que les ailettes en forme de gouttes offrent une configuration alternative prometteuse par rapport aux ailettes à broches circulaires.

**Saini et Saini [70]** ont réalisé une étude expérimentale et prédictive sur les caractéristiques d'un écoulement turbulent et du transfert de chaleur par convection dans un canal d'air rectangulaire, muni d'éléments en forme d'arcs fixés sur la face inférieure d'une plaque chauffée. Les effets de divers paramètres adimensionnels, tels que l'angle et la hauteur de l'arc, sur le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement ont été étudiés pour des nombres de Reynolds allant de 2,000 à 17,000. Les résultats trouvés indiquent qu'une augmentation importante du coefficient de transfert thermique dans un canal d'air solaire peut être obtenue en insérant des nervures en forme d'arc sur la trajectoire de l'écoulement. La valeur maximale du nombre de Nusselt a été obtenue en multipliant sa valeur initiale par 3.80 fois, ce qui correspond à un angle d'arc relatif de 0.3333 pour une hauteur de rugosité relative de 0,0422, avec une perte de pression minimale.

**Benzenine et al.** [71] ont présenté une analyse numérique de l'écoulement d'air turbulent dans un conduit de section rectangulaire, muni de deux ailettes ondulées, disposées séquentiellement, sur les parois inférieure et supérieure du canal. Cette contribution a fourni des résultats qui ont été analysés en utilisant des ailettes solides et planes, ondulées et inclinées, avec des angles allant de  $0^\circ$  à  $45^\circ$  et un pas de  $15^\circ$  orienté vers la gauche. Leurs résultats ont montré que l'ondulation des ailettes aide à améliorer le facteur de friction d'environ 9.91% pour  $\alpha = 15^\circ$ , et de plus de 16% dans les autres cas. Concernant la perte de pression, les ailettes avec ondulations donnent des améliorations au moins égales à 10.43% dans tous les cas, par comparaison aux ailettes de forme plane.

**Benzenine et al.** [72] ont rapporté une autre étude en vue de quantifier numériquement le taux de transfert de chaleur par convection forcée turbulente, pour des vitesses d'entrée différentes, et analyser les effets géométriques et physiques des ailettes ondulées sur les processus de transfert thermique à l'intérieur d'un échangeur de chaleur. Ils ont indiqué que l'utilisation d'ailettes ondulées dans les échangeurs thermiques est bénéfique car de tels systèmes permettent de réduire la consommation des ressources énergétiques, ce qui offrirait des avantages à la fois économiques et environnementaux.

**Skullong et al.** [73] ont mené une étude expérimentale sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent et du transfert de chaleur dans un canal d'un réchauffeur d'air solaire à rapport d'aspect élevé muni à la fois de turbulateurs à rainures transversales et de nervures ondulées triangulaires (angles  $45^\circ$ ). Trois cas de test, de différents rapports du pas de la nervure sur la hauteur du canal ( $PR = 0.5$ ; 1 et 2), avec une seule valeur du rapport de la hauteur de la nervure sur la hauteur du canal ( $BR = 0.25$ ) ont été considérés. Trois types d'arrangements de nervures, à savoir des nervures avec rainures sur la paroi supérieure du canal seulement, nervures avec rainures alignées, et nervures alternées avec rainures alignées sur les deux parois principales du canal, ont également été présentés. Les résultats expérimentaux ont révélé que la combinaison nervure-rainure sur les parois supérieure et inférieure du canal d'essai donne le taux de transfert thermique et le facteur de frottement les plus élevés par comparaison à ceux du canal lisse avec ou sans nervures. Cependant, la paroi supérieure portant des nervures et des rainures, avec  $PR = 0.5$ , a donné les performances thermiques les plus élevées. Le turbulateur muni à la fois de nervures et de rainures s'est avéré avoir des performances thermiques beaucoup plus élevées que lorsque seules les rainures sont utilisées.

**Ben Slama** [74] a réalisé des études expérimentales afin de visualiser l'écoulement d'air à l'intérieur d'un capteur solaire plat en utilisant de la fumée blanche injectée dans le canal d'air mobile. Cette méthode permet de localiser les zones mortes ainsi que la forme des tourbillons engendrés par les chicane. Ces chicane sont placées dans le canal d'air mobile, de 25 mm d'épaisseur, situé entre l'isolant et l'absorbeur. Cinq différents modèles de canaux à air solaire, à savoir le canal sans chicane, canal avec petites chicane, canal avec chicane transversales, canal avec chicane transversales et longitudinales, et canal avec chicane en forme d'aile Delta, ont été visualisés dans cette étude; ces modèles sont désignés respectivement par les cas A, B, C, D et E. Pour le cas A, l'auteur a noté qu'il y

a un passage direct de l'air dans le milieu du canal, de l'entrée vers la sortie. En outre, il existe de nombreuses zones mortes. Pour le cas B, les zones mortes sont situées en aval des chicanes. Il est important de remarquer qu'elles sont de dimension considérable. Pour le cas C, l'auteur a relevé la formation d'un écoulement sinueux. Dans ce cas, il a été clairement remarqué que la longueur de la trajectoire est plus que le double de la longueur du canal, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse de l'air et du transfert de chaleur. En revanche, la taille des zones mortes est considérable. Dans le cas D, le rendement a considérablement augmenté, et dans le cas E, les ailes Delta, comme indiqué par l'auteur, ont la particularité de former deux tourbillons sur leur extradados. Cela dépend de leurs ouvertures et angles d'incidence.

**Abene et al.** [75] ont mené une étude expérimentale qui consiste à faire une simulation de l'énergie solaire dans le but d'améliorer l'échange thermique entre le fluide et la face supérieure d'un canal d'air solaire, en considérant plusieurs types d'obstacles, i.e. obstacle ogival transversal, obstacle ogival incliné pliable, obstacle à tube cintré, obstacle de forme Delta cintré dans le sens de la longueur et obstacle ogival cintré dans le sens de la longueur; ces obstacles sont disposés en rangées dans la veine d'air dynamique du canal à air solaire. Les auteurs ont utilisé les deux meilleurs systèmes, à savoir les obstacles de forme delta cintrés dans le sens de la longueur et des obstacles transversaux-longitudinaux pour le séchage d'un produit agricole. En comparaison avec le canal solaire à air sans obstacles, on trouve que les transferts thermiques, et par conséquent la température de sortie et le rendement thermique, se sont nettement améliorés. Les quantités de chaleur et les temps de séchage obtenus dans le cas des obstacles de forme Delta cintrés dans le sens de la longueur sont beaucoup plus importants que dans le cas d'un canal solaire à air sans obstacles.

**Bekele et al.** [76] ont réalisé une étude expérimentale sur l'écoulement de l'air dans un conduit rectangulaire avec des obstacles de forme Delta, montés sur une paroi soumise à un flux de chaleur uniforme; les trois autres parois lisses sont isolées. Les effets du nombre de Reynolds, de la hauteur relative de l'obstacle ( $e/H$ ) et du pas longitudinal relatif de l'obstacle ( $P_l/e$ ) sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique ont été étudiés pour une valeur fixe du pas transversal relatif de l'obstacle ( $P_t/b$ ) égal à  $7/3$ . Ils ont réussi à avoir une performance thermo-hydraulique maximale égale à 2.14 pour  $P_l/e = 3/2$ ,  $e/H = 0.50$  et  $Re = 9757.38$ .

**Handoyo et al.** [77] ont présenté les résultats des études numériques relatives à l'espacement entre obstacles insérés dans le canal comportant des rainures en 'V' d'un chauffe-air solaire. Les obstacles utilisés ont la forme Delta et sont installés sur la plaque inférieure du canal. Le rapport d'espacement optimal ( $S/H$ ) des obstacles de forme Delta insérés dans un chauffe-air solaire comportant des rainures en 'V' est égal à l'unité. Ceci veut dire que l'espacement optimal entre obstacles est égal à la hauteur de l'obstacle.

**Torii et al.** [78] ont proposé une nouvelle technique qui permet d'augmenter le transfert thermique mais qui néanmoins peut réduire la perte de pression dans un échangeur de chaleur à tubes à ailettes, muni de tubes alignés ou alternés dans un écoulement dont le nombre  $Re$  est relativement

faible, et en déployant des générateurs de vortex à ailettes Delta. Dans le cas de tubes alternés, le transfert de chaleur a augmenté d'un taux entre 30% et 10%, mais la perte de pression a été réduite d'un taux entre 55% et 34% pour un nombre Re compris entre 350 et 2,100, lorsque les ailettes ont été insérées. Dans le cas des tubes alignés, le transfert de chaleur a augmenté d'un taux entre 20% et 10% et la perte de pression a été réduite d'un taux entre 15% et 8%, pour la même gamme du nombre de Reynolds donnée ci-dessus.

**Zhou et Ye [79]** ont introduit un nouveau type d'ailettes trapézoïdales arrondies génératrices de vortex, et ont mené une étude expérimentale sur les performances relatives à l'amélioration du transfert thermique et de la résistance à l'écoulement par comparaison aux performances des ailettes conventionnelles génératrices de vortex de forme rectangulaire, trapézoïdale et Delta. Les résultats obtenus ont montré que l'ailette de forme Delta est la meilleure dans une région à écoulement laminaire et transitionnel; cependant l'ailette de forme trapézoïdale arrondie donne la meilleure performance thermo-hydraulique dans une région entièrement turbulente, et ce en raison de la configuration aérodynamique simplifiée et de la faible chute de pression. Ceci montre l'intérêt d'utiliser ce genre de générateurs de vortex afin d'améliorer le transfert thermique.

Un modèle d'écoulement spécial, comportant des tubes en 'U' a été conçu par **Du et al. [80]** en vue de tester les performances de transfert thermique du sel fondu dans la coque d'un échangeur de chaleur tubulaire. En se basant sur ce modèle, les performances transitionnelles de transfert de chaleur par convection ( $6,142 < Re < 9,125$ ) du sel fondu à des températures plus élevées (209.41 à 241.49°C) dans l'échangeur de chaleur tubulaire muni de chicanes segmentaires ont fait l'objet d'une étude expérimentale et les corrélations correspondantes exprimant le transfert de chaleur ont été ajustées. Les effets des chicanes segmentaires sur l'amélioration du transfert thermique du sel fondu dans la région de débit faible sont meilleurs que ceux dans la région de débit élevé; l'incrément maximum du nombre de Nusselt est de 26%.

**Stehlik et al. [81]** ont comparé les coefficients de transfert thermique et de correction des pertes par frottements dans un échangeur de chaleur à chicanes segmentaires optimisé avec ceux d'un échangeur de chaleur à chicanes hélicoïdales. Dans leur recherche, les auteurs ont étudié la variation des facteurs de correction des chicanes hélicoïdales en fonction de l'angle d'inclinaison de la chicane afin de comprendre les phénomènes de transport sous-jacents et de caractériser la chicane à des fins de conception.

**Lei et al. [82]** ont effectué des simulations numériques tridimensionnelles pour étudier l'impact de divers angles d'inclinaison de la chicane sur l'écoulement du fluide et sur le transfert thermique des échangeurs de chaleur munis de déflecteurs hélicoïdaux. Les simulations ont été réalisées pendant une période donnée, avec sept angles d'inclinaison différents, en utilisant des conditions aux limites périodiques. Les profils d'écoulement prédits à partir des résultats de la simulation montrent que les chicanes hélicoïdales continues peuvent réduire ou même éliminer les zones mortes dans la coque des échangeurs de chaleur tubulaires. Le nombre de Nusselt moyen augmente lorsque l'angle



d'inclinaison de la chicane  $\alpha$  croît, et ce pour  $\alpha < 30^\circ$ . Par contre, le nombre de Nusselt moyen diminue lorsque l'angle d'inclinaison de la chicane augmente, pour  $\alpha > 30^\circ$ . La baisse de pression varie considérablement avec l'angle d'inclinaison de la chicane et du nombre de Reynolds dans la coquille. Par rapport aux échangeurs de chaleur segmentaires, les échangeurs thermiques avec chicanes hélicoïdales continues ont des coefficients de transfert thermique plus élevés pour la même chute de pression.

**Wen et al.** [83] ont proposé une structure améliorée de chicanes, en forme d'échelle pliante, afin de bloquer les zones de fuite en forme de triangle dans les échangeurs thermiques d'origine comportant des chicanes hélicoïdales. Ils ont effectué une étude numérique qui a permis de montrer que les distributions des vitesses et températures dans la coquille de l'échangeur thermique amélioré sont uniformes et que l'écoulement axial en court-circuit est éliminé. Les caractéristiques de l'écoulement du fluide et du transfert thermique de l'échangeur de chaleur amélioré et de l'échangeur de chaleur initial ont également été étudiées expérimentalement. Les chercheurs ont montré que le coefficient de transfert thermique dans la coquille et le coefficient de transfert thermique global s'améliorent de 22.3-32.6% et 18.1-22.5%, respectivement.

**Dong et al.** [84] ont mené des études sur la performance thermo-hydraulique de cinq échangeurs thermiques munis de chicanes hélicoïdales trisection avec différents angles d'inclinaison, des formes de chicanes ou des schémas de connexion variés, avec un échangeur thermique à chicanes segmentaires. Ils ont effectué une analyse comparative de trois modèles de chicanes à secteurs avec des angles d'inclinaison de  $10^\circ$  ( $10^\circ\text{S}$ ),  $15^\circ$  ( $15^\circ\text{S}$ ) et  $20^\circ$  ( $20^\circ\text{S}$ ); un modèle de chicanes en forme d'ellipse avec un angle d'inclinaison de  $15^\circ$  ( $15^\circ\text{E}$ ); et un modèle de chicanes à secteurs avec chevauchement axial avec un angle d'inclinaison de  $20^\circ$  ( $20^\circ\text{D}$ ). Les mêmes modèles avec des angles d'inclinaison identiques peuvent avoir des propriétés complètement différentes en raison des formes de chicanes ou des schémas de connexion. La performance du modèle entier est supérieure à celle du modèle de chevauchement axial. De même, la performance du modèle à chicanes en forme d'ellipse est inférieure à celle du modèle comportant des chicanes à secteurs. Le modèle avec l'angle d'inclinaison  $20^\circ\text{S}$  a l'indice global optimal et la plus faible perte de pression dans la coquille. Le modèle avec l'angle d'inclinaison  $10^\circ\text{S}$  présente le plus grand nombre de Nusselt et la plus forte perte de pression dans la coquille; ce modèle ne peut être choisi que lorsque la capacité de transfert thermique est très importante lors d'une application technique.

**Bopche et Tandale** [85] ont mené une étude expérimentale sur les coefficients de transfert thermique et de perte de pression en utilisant une rugosité artificielle sous la forme de turbulateurs inversés, en forme de 'U', spécialement conçus, sur la surface de l'absorbeur d'un conduit de chauffage d'air. L'effet du nombre de Reynolds  $Re$ , du pas de rugosité relative et de la hauteur de rugosité relative sur le nombre de Nusselt et le facteur de frottement a été étudié. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux d'un conduit lisse, dans des conditions géométriques et d'écoulement similaires, et ce en vue d'évaluer l'augmentation de  $Nu$  et  $f$ . Ils ont montré que les améliorations respectives de  $Nu$

et  $f$  dans ce cas-là sont d'environ 2.82 et 3.72 fois plus élevées que celles obtenues dans le cas d'un canal rectangulaire lisse.

**Promvonge et al.** [86] ont eux aussi mené des études expérimentales afin d'examiner l'effet du rapport de la longueur sur la largeur du pas d'une chicane en forme de fer à cheval avec un angle d'inclinaison de  $20^\circ$  sur les caractéristiques du taux de transfert thermique et du frottement d'écoulement dans un tube traversé par un flux de chaleur, où l'air est utilisé comme fluide d'essai dans un régime turbulent, avec  $Re = 5,300-24,000$ . Les résultats expérimentaux indiquent que le conduit équipé de chicanes en forme de fer à cheval inclinées permet d'avoir une amélioration considérable du taux de transfert thermique, entre 92 et 208%, par rapport à un tube simple; de même, le facteur de frottement augmente d'environ 1.76-6.37 fois. Le facteur de performance thermique maximum d'environ 1.92 a été trouvé pour les chicanes en forme de fer à cheval inclinées, et ce pour  $BR = 0.1$  et  $PR = 0.5$ .

**Skullong et al.** [87] ont eux aussi réalisé des travaux numériques et expérimentaux afin d'étudier l'amélioration du transfert thermique dans un échangeur thermique de section carrée, équipé de chicanes en forme de fer à cheval, inclinées d'un angle de  $30^\circ$ . Ces dernières ont été insérées dans le conduit, avec trois pas de chicane relatifs ( $PR = 0.5; 1$  et  $2$ ) et cinq hauteurs relatives de chicanes ( $BR = 0.05; 0.1; 0.15; 0.2$  et  $0.25$ ). Cette étude a été réalisée en prenant l'air comme fluide d'essai pour un régime d'écoulement turbulent; le nombre de Reynolds se trouve dans l'intervalle 4,000-25,000. Les résultats obtenus montrent que pour un  $BR$  donné, le plus petit espacement entre pas ( $PR = 0.5$ ) donne le transfert thermique et le coefficient de frottement les plus élevés. Les chicanes en forme de fer à cheval inclinées, avec  $BR = 0.25$  et  $PR = 0.5$  donnent le transfert thermique et le coefficient de frottement les plus élevés; par contre le cas où  $BR = 0.2$  et  $PR = 1$  donne la performance thermique maximale. En outre, la performance thermique lors de l'utilisation de chicanes en forme de fer à cheval inclinées est beaucoup plus élevée que lorsqu'une bobine est insérée dans le conduit, en comparaison avec d'autres turbulateurs.

**Fawaz et al.** [88] ont réalisé une étude numérique sur un écoulement turbulent pleinement développé dans un conduit carré, équipé de paires de chicanes en 'V' à  $45^\circ$ , et montées sur les parois supérieure et inférieure en vue d'examiner les changements dans la structure de l'écoulement et de la performance thermique, en utilisant l'air comme fluide de travail, avec le nombre  $Re$  allant de 5.000 à 25.000. Aussi, l'effet de différents taux de blocage des chicanes ( $BR = 0.2; 0.4$  et  $0.6$ ) et de divers rapports de pas des chicanes ( $PR = 0.5; 1$  et  $1.5$ ) sur le comportement de l'écoulement et sur le transfert thermique a été étudié. Les chercheurs ont trouvé que le TEF de la chicane en 'V' orientée vers l'amont pour  $BR = 0.2$  est supérieur à celui obtenu avec un  $BR$  plus grand; en outre, le TEF de cette même chicane pour  $PR = 0,5$  est supérieur à celui obtenu pour un  $PR$  plus élevé, et ce pour la plus faible valeur de  $Re$ .

Des expériences ont été réalisées par **Singh et al.** [89] sur un conduit rectangulaire ayant une paroi large, rendue rugueuse à l'aide de nervures discrètes en 'V', soumise à un écoulement de chaleur

constant. Les effets de la largeur relative de l'espacement ( $g/e$ ) et de la position relative de l'espacement ( $d/w$ ), de l'angle d'attaque ( $\alpha$ ), des rapports de la hauteur de rugosité relative ( $e/D_h$ ) et du pas de rugosité relative ( $P/e$ ) sur le nombre de Nusselt et le facteur de frottement ont été déterminés; les résultats obtenus ont ensuite été comparés avec ceux d'un canal lisse. Les augmentations maximales de  $Nu$  et  $f$  par rapport à celles du canal lisse sont de 3.04 et 3.11 fois plus, respectivement. Les paramètres de la nervure, correspondant à l'augmentation maximale de  $Nu$  et  $f$ , sont  $d/w = 0.65$ ;  $g/e = 1.0$ ;  $P/e = 8.0$ ;  $\alpha = 60^\circ$  et  $e/D_h = 0,043$ .

**Boonloi et Jedsadaratanachai [90]** ont réalisé une étude numérique sur la convection forcée turbulente, le transfert thermique et l'amélioration de la performance dans un canal carré muni de chicanes combinées discrètes, comprenant une chicane en 'V' et un orifice en 'V'. Les influences des rapports de blocage de l'écoulement ( $BR = 0.05$ ;  $0.10$  et  $0.15$ ) et du sens d'orientation de la pointe du 'V' (Pointe du 'V' orientée vers l'aval et pointe du 'V' orientée vers l'amont) ont été simulées avec un seul rapport d'espacement du pas,  $PR = 1$  et un angle d'attaque,  $\alpha = 30^\circ$ , pour le nombre de Reynolds  $Re$  variant de 5,000 à 20,000. Les résultats obtenus ont révélé que le facteur d'amélioration thermique optimal, TEF, est d'environ 1.72 fois pour  $BR = 0.1$ ,  $Re = 3,000$  et avec la pointe du 'V' orientée vers l'amont.

**Patil et al. [91]** ont donné une brève description de l'expérience, la collecte et le traitement des données. Ils ont aussi présenté les résultats relatifs au transfert thermique et aux frottements dans le conduit d'un réchauffeur d'air solaire rendu rugueux avec des nervures en 'V' dont la pointe est orientée vers le bas, avec des nervures alternées. Les résultats expérimentaux ont été recueillis pour un canal rectangulaire à rapport d'aspect élevé, en faisant varier le nombre de Reynolds de 3,000 à 17,000, la position relative de l'espacement ( $s'/s$ ) entre 0.2 et 0.8; la position relative des nervures décalées ( $p'/p$ ) entre 0.2 et 0.8, la taille relative des nervures décalées ( $r/e$ ) entre 1 et 2.5; et ce pour des valeurs fixes du pas de rugosité relative ( $p/e$ ) égal à 10, de hauteur de rugosité relative ( $e/D_h$ ) égale à 0.043, de taille d'espacement relatif ( $g/e$ ) égal à 1 et d'angle d'attaque ( $\alpha$ ) égal à  $60^\circ$ . L'effet du nombre de Reynolds et des paramètres de rugosité sur le nombre de Nusselt et le facteur de frottement ont été étudiés et les résultats obtenus ont été comparés avec ceux d'un conduit rugueux à nervure en 'V' avec pointe vers le bas et un conduit lisse, dans des conditions d'écoulement similaires. Les corrélations du nombre de Nusselt et du facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds et des paramètres de rugosité ont également été établies.

**Tamna et al. [92]** ont réalisé une étude expérimentale et numérique en vue d'examiner les caractéristiques du transfert thermique et du frottement de l'écoulement dans le conduit d'un réchauffeur d'air solaire équipé de plusieurs générateurs de vortex à chicane en 'V' à  $45^\circ$ , pour différents rapports de pas, pour un écoulement turbulent dont  $Re$  varie entre 4,000 et 21,000. Trois arrangements de générateurs de vortex à chicanes en 'V', à savoir un seul générateur de vortex à chicanes en 'V', des générateurs de vortex à chicanes en 'V' alignées, et des générateurs de vortex à chicanes en 'V' alternées, sur deux parois opposées, ont également été étudiés. Les résultats



expérimentaux obtenus indiquent que le plus petit rapport de pas donne les facteurs de transfert thermique et de frottement les plus élevés pour tous les générateurs de vortex à chicanes en 'V'. L'arrangement des générateurs de vortex à chicanes en 'V' alignées a donné un transfert thermique et une perte de frottement supérieurs à ceux obtenus avec des générateurs de vortex à chicanes en 'V' alternées et aussi à celui des générateurs de vortex à chicanes en 'V' simples. Cependant, l'arrangement des générateurs de vortex à chicanes en 'V' simples, avec  $PR = 0.5$ , a donné les performances thermiques les plus élevées.

**Kumar et al. [93]** ont mené une étude expérimentale sur les performances thermiques, le coefficient de frottement et le TEF dans un canal d'air solaire fixe, muni de chicanes en 'V' à  $60^\circ$  avec un nombre  $Re$  variant entre 3,000 et 8,000. Les paramètres sont désignés par  $H_B$  (hauteur de la chicane),  $P_B$  (pas de la chicane),  $L_V$  (longueur de la chicane en V),  $D_d$  (espacement ou distance discrète),  $G_w$  (espacement ou largeur discrète),  $\alpha_a$  (angle d'attaque), avec les différentes formes des éléments causant la rugosité. Les effets des différentes largeurs relatives de chicanes sur le nombre de Nusselt, la perte de pression et la performance thermique globale ont été examinés. Les résultats obtenus indiquent qu'une performance thermique globale plus élevée peut être obtenue pour une largeur relative de la chicane égale à 5.0. En outre, ces mêmes résultats ont aussi montré que les chicanes en 'V' ont une performance thermo-hydraulique supérieure à celle de canaux d'air solaire munis de chicanes ayant des formes différentes.

Des expériences ont été menées par **Chamoli et Thakur [94]** sur un conduit rectangulaire, ayant une paroi large rendue rugueuse à l'aide de chicanes en 'V', avec pointe vers le bas, perforées et périodiques, et soumise à un flux de chaleur constant. L'influence du nombre  $Re$ , de la hauteur de rugosité relative, du pas de rugosité relative et du rapport de la surface ouverte a été analysée. La corrélation statistique du nombre de Nusselt et du facteur de frottement a été développée en fonction du nombre de Reynolds et des paramètres de la géométrie de rugosité. Dans la gamme des paramètres étudiés, des écarts absolus moyens de 3.38% et 7.54% ont été trouvés pour le nombre de Nusselt et le facteur de frottement, respectivement.

Dans une autre recherche, **Chamoli [95]** a présenté les paramètres de conception optimale d'un canal rectangulaire rendu rugueux à l'aide d'une chicane en V avec pointe vers le bas, perforée, en utilisant la méthode Taguchi. Les effets des quatre paramètres de conception, à savoir le nombre  $Re$ , le rapport de la surface ouverte ( $\beta$ ), la hauteur de rugosité relative ( $e/H$ ) et le pas de rugosité relative ( $P/e$ ) ont été étudiés. Un réseau orthogonal  $L_{16} (4^4)$  a été choisi comme plan expérimental pour les paramètres de conception. La condition optimale des paramètres de conception est  $A_4B_1C_4D_3$  et les valeurs optimales des paramètres pour une valeur minimale du coefficient de frottement sont déterminées comme suit:  $P/e = 4$ ,  $e/H = 0.285$ ,  $\beta = 44\%$  et  $Re = 14,800$ .

**Jedsadaratanachai et Boonloi [96]** ont effectué des recherches mathématiques sur le transfert thermique par convection forcée laminaire, les caractéristiques d'écoulement et le facteur de rehaussement thermique dans un canal carré isotherme, comportant des chicanes en 'V', doubles et

alignées (la pointe du 'V' orientée vers l'aval) pour  $Re$  entre 100 et 1,200,  $BR$  entre 0.05 et 0.25 et  $PR$  entre 1.00 et 2.00, avec  $\alpha = 30^\circ$ . Ces chercheurs ont constaté que l'utilisation de chicanes en 'V' doubles donne un taux de transfert thermique et une perte de pression plus élevés que ceux obtenus avec un canal lisse sans chicanes. Le facteur de rehaussement thermique optimal a été trouvé autour de 3.2 pour  $PR = 1$ ,  $BR = 0.10$  et  $Re = 1,200$ .

**Maurer et al.** [97] ont étudié la performance thermique des nervures en forme de 'V' et de 'W', fixées sur un côté ou bien sur les deux côtés d'un canal d'essai, pour un nombre  $Re$  compris entre 80,000 et 500,000. Ils ont trouvé que les nervures en W donnent un meilleur taux de transfert thermique et une chute de pression plus importante.

**Kumar et al.** [98] ont réussi à améliorer l'efficacité thermique d'un canal d'air solaire en fixant une nervure en 'W' sur la face inférieure d'une plaque chauffée. Les effets de la géométrie des nervures discrètes en forme de 'W', avec un angle entre  $30$  et  $75^\circ$ , et des paramètres de fonctionnement sur le transfert thermique et la chute de pression ont été comparés avec résultats obtenus avec un conduit lisse, dans les mêmes conditions d'écoulement. Les augmentations maximales du nombre de Nusselt et celle du coefficient de frottement sont de 2.16 et 2.75 fois celles obtenues dans un conduit lisse, pour un angle d'attaque égal à  $60^\circ$ .

**Sriromrein et Promvong** [99] ont mené une étude expérimentale sur le transfert thermique et la perte de charge dans un canal d'air solaire, comportant des nervures en 'Z', inclinées, attachées à une plaque chauffée, et ce pour un nombre de Reynolds compris entre 5,000 et 25,000. Il a été constaté que la valeur du nombre de Nusselt immédiatement derrière la nervure augmente lorsque la hauteur de la nervure diminue. Une augmentation du nombre de Nusselt de 72.3% a été remarquée pour un canal comportant des éléments de nervure en 'Z' en comparaison avec celle d'un canal rectangulaire lisse.

**Sriromreun et al.** [100] ont décrit des études expérimentales et numériques sur les caractéristiques du transfert thermique et des frottements d'écoulement dans un canal de réchauffeur d'air solaire muni de chicanes en 'Z', en phase et hors-phase, pour un régime turbulent, avec le nombre  $Re$  entre 4,400 et 20,400. Les chicanes en forme de 'Z', inclinées à  $45^\circ$  par rapport à la direction d'écoulement principale, sont caractérisées par trois rapports hauteur de chicanes sur hauteur de canal ( $e/H = 0.1; 0.2$  et  $0.3$ ) et par trois rapports de pas de chicanes ( $P/H = 1.5; 2$  et  $3$ ). Les effets des rapports  $e/H$  et  $P/H$  sont plus importants avec la chicane en 'Z' en phase qu'avec la chicane en 'Z' hors-phase.

**Thianpong et al.** [101] ont présenté des résultats expérimentaux sur le transfert de chaleur, la chute de pression et la performance thermique dans des conduits équipés de turbulateurs à anneaux torsadés, de différents rapports de largeurs ( $W/D$ ) et différentes longueurs de pas ( $p/D$ ), avec la condition d'un flux uniforme imposé à la paroi, pour des nombres de Reynolds allant de 6,000 à 20,000, et ce en utilisant l'air comme fluide caloporteur. Des anneaux circulaires typiques ont également été testés pour évaluation. Les résultats expérimentaux indiquent que la plupart des turbulateurs à anneaux torsadés donnent des nombres de Nusselt et un facteur de frottement plus

faibles que ceux des anneaux circulaires, sauf pour le plus grand rapport de largeur ( $W/D = 0.15$ ) et pour le plus petit rapport de pas ( $p/D = 1.0$ ). En outre, le nombre de Nusselt et le facteur de frottement augmentent lorsque le rapport de largeur croît et le rapport de pas diminue. Cependant, il s'avère qu'en présence de turbulateurs à anneaux torsadés, un facteur de performance thermique maximal correspond au plus petit rapport de largeur et au plus petit rapport de pas.

L'amélioration du transfert thermique dans un tube muni de rubans torsadés avec ailettes en forme delta, obliques ou droits, agissant comme des générateurs de tourbillons et des turbulateurs, pour différents rapports de torsion et différents rapports de profondeur d'entaille des ailettes, a été étudiée et analysée expérimentalement par **Eiamsa-ard et al.** [102]. Les résultats obtenus en utilisant un tube ordinaire et des tubes équipés d'un ruban torsadé typique ont également été décrits pour comparaison. Ils ont montré que le nombre de Nusselt moyen et le facteur de frottement moyen dans un tube muni d'un ruban torsadé avec ailette Delta augmentent lorsque le rapport torsadé décroît et le rapport de profondeur de l'entaille de l'ailette augmente. Ils ont également remarqué que le ruban torsadé avec ailette Delta inclinée est plus efficace qu'un turbulateur; il permet d'avoir un coefficient de transfert thermique plus élevé que celui donné par le ruban torsadé avec ailette Delta droite. Dans l'intervalle considéré, le nombre de Nusselt, le facteur de frottement et le facteur de performance thermique dans un tube muni d'un ruban torsadé avec ailette Delta inclinée ont été respectivement trouvés entre 1.04 et 1.64; entre 1.09 et 1.95 et entre 1.05 et 1.13 fois plus grands que ceux trouvés dans un tube muni d'un ruban torsadé typique.

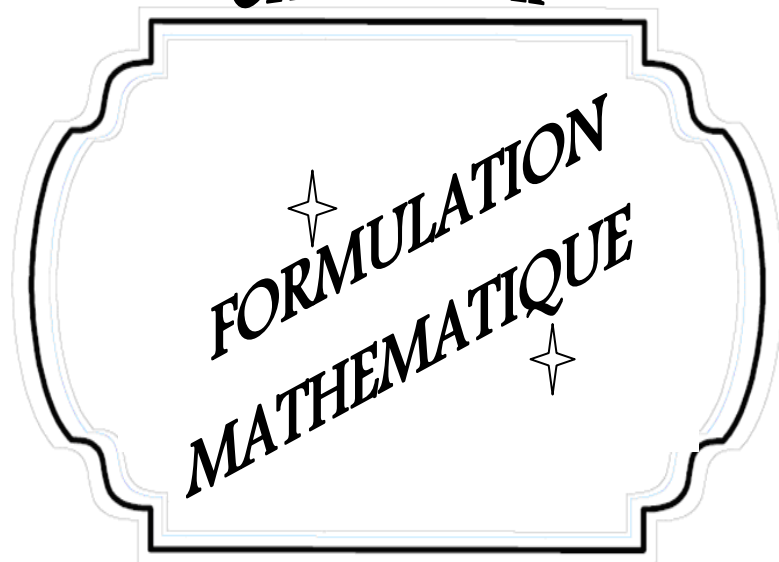
**Promvonge** [103] a mené une étude expérimentale en vue d'examiner le transfert thermique et la résistance à l'écoulement dans un conduit carré traversé par un flux de chaleur constant comportant à la fois des ailettes en 'V' inclinées à  $30^\circ$  et des rubans quadruples torsadés en sens inverse, pour différentes valeurs relatives de hauteur d'ailette ( $R_B$ ) et de pas ( $R_P$ ), avec le nombre  $Re$  variant entre 4,000 et 30,000. Les résultats expérimentaux montrent que le transfert thermique et la baisse de pression respectivement en fonction du nombre de Nusselt et du facteur de frottement, pour le ruban en torsade inverse avec ailettes en 'V', ont tendance à augmenter lorsque  $R_B$  croît; la tendance inverse se produit lorsque  $R_P$  augmente. La performance thermique du ruban en torsade inverse avec ailettes en 'V' est beaucoup plus élevée que celle des rubans quadruples seuls.

**Nanan et al.** [104] ont effectué une étude numérique et expérimentale comparative sur l'écoulement et le transfert de chaleur en relation avec différentes conceptions de turbulateurs à chicanes. Ces dernières sont des chicanes droites typiques, chicanes droites transversales, chicanes droites alternées, chicanes torsadées, chicanes torsadées alternées et chicanes torsadées transversales. L'influence du rapport de pas, variant entre 1,0 et 2,0, et des nombres de  $Re$ , variant entre 6,000 et 20,000, a également été examinée. Dans les conditions optimales du plus petit rapport de pas et du plus petit nombre de Reynolds, les chicanes torsadées transversales fournissent le facteur de rehaussement thermique le plus élevé, avec la valeur 1.7.

**I.3. Conclusion**

Ce chapitre propose une revue détaillée des études numériques et expérimentales réalisées par différents chercheurs en vue d'obtenir un transfert de chaleur amélioré en insérant des obstacles en différentes positions, et avec des formes, tailles, angles d'attaque, perforations, porosités, arrangements et orientations différents. Les effets des paramètres géométriques des obstacles et des paramètres de fonctionnement sur les processus de transfert de chaleur et d'écoulement des fluides ont été discutés en détail. Les résultats obtenus à partir de ces recherches constituent une contribution importante à l'enrichissement des connaissances et des travaux de recherche relatifs au transfert de chaleur par convection, dans les canaux munis d'obstacles, et particulièrement à l'intérieur des échangeurs de chaleur et des collecteurs solaires plats.

## CHAPITRE-II-



## II.1. Modélisation de la turbulence

### II.1.1. Historique

L'origine des équations de Navier-Stokes moyennées remonte à la fin du XIXe siècle lorsque **Reynolds** [105] publia les résultats de ses recherches sur la turbulence. Les premières tentatives pour développer une description mathématique des contraintes turbulentes, qui sont au cœur du problème de fermeture, ont été réalisées par **Boussinesq** [106] avec l'introduction du concept de la viscosité turbulente. Cependant, aucun de ces chercheurs n'a essayé de résoudre de façon systématique les équations de Navier-Stokes moyennées (Celik [107]).

Des informations supplémentaires sur la physique de l'écoulement visqueux étaient encore nécessaires, jusqu'à la découverte de la couche limite par **Prandtl** en 1904. Plus tard, **Prandtl** [108] introduisit le concept du modèle de la Longueur de Mélange, où il est recommandé l'utilisation d'une relation algébrique pour les contraintes turbulentes. Ce nouveau concept sera la pierre angulaire de presque tous les efforts de modélisation de la turbulence pendant les vingt années qui ont suivi. Aujourd'hui, le modèle de la 'Longueur de Mélange' est connu sous le nom de modèle algébrique ou modèle à zéro équation. Pour développer un modèle mathématique plus réaliste des contraintes turbulentes, **Prandtl** [109] a introduit le premier modèle à une équation en supposant que la viscosité turbulente dépend de l'énergie cinétique turbulente  $k$ . Il a essayé ensuite de résoudre une équation différentielle afin de développer une équation exacte pour  $k$ . Ce modèle à une équation a permis d'améliorer les prévisions de turbulence tout en tenant compte des effets de l'historique des écoulements (Celik [107]).

Le problème de la spécification d'une échelle de turbulence est toujours resté posé. Cette échelle de turbulence, qui peut être considérée comme une échelle caractéristique des tourbillons turbulents et qui change selon le type d'écoulement, est donc nécessaire pour une description plus complète de la turbulence. Un modèle plus complet serait donc celui qui peut être appliqué à un écoulement turbulent donné tout en imposant des conditions aux limites et/ou des conditions initiales. **Kolmogorov** [110] a été le premier à introduire un modèle complet de turbulence, en modélisant l'énergie cinétique turbulente  $k$ , et en introduisant un deuxième paramètre  $\omega$  qu'il a appelé le taux de dissipation d'énergie par unité de volume et de temps. Ce modèle à deux équations, appelé modèle  $k$ - $\omega$ , utilise l'inverse du paramètre  $\omega$  comme échelle de temps de turbulence, tandis que la quantité  $k^{0.5}/\omega$  sert d'échelle de turbulence permettant de résoudre une équation différentielle pour  $\omega$ . Cette méthode est similaire à celle utilisée lors de la détermination de  $k$ . Ce modèle n'a pratiquement pas été utilisé pendant de nombreuses années, car il nécessitait la résolution d'équations différentielles non linéaires, ce qui était difficile en raison de la complexité des mathématiques requises. Ceci n'a été possible que par l'invention des microprocesseurs (Celik [107]).

**Rotta** [111] a été le premier à utiliser l'approximation de Boussinesq dans les modèles de turbulence dans le but de trouver une solution aux contraintes de Reynolds. C'est ce qui est appelé l'approche de fermeture du deuxième ordre. Ces modèles comportent naturellement des effets non

locaux et historiques, tels que la courbure des lignes de courant et les forces du corps. Les modèles précédents de viscosité turbulente n'ont pas tenu compte de tels effets. Pour un écoulement tridimensionnel, ces modèles de fermeture de second ordre introduisent sept équations, une pour l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence, et six pour les contraintes de Reynolds. Comme pour le modèle  $k-\omega$  de Kolmogorov, la nature complexe de ce modèle avait besoin d'ordinateurs plus puissants et plus performants (Celik [107]).

Ainsi, au début des années 1950, quatre grandes catégories de modèles de turbulence ont été développées, à savoir : (i) les modèles algébriques (équation nulle), (ii) les modèles à une équation, (iii) les modèles à deux équations et (iv) les modèles de fermeture de deuxième ordre. Avec l'arrivée d'ordinateurs plus puissants, à partir des années 1960, le développement de ces quatre classes de modèles de turbulence s'était accéléré. Les développements les plus récents et les plus importants sont donnés ci-dessous pour chaque classe (Celik [107]).

#### II.1.1.1. Modèles de turbulence algébriques à zéro équation

**Van Driest** [112] a introduit une correction d'amortissement visqueux pour le modèle de longueur de mélange. Cette correction est toujours utilisée dans la plupart des modèles de turbulence modernes. **Cebeci et Smith** [113] ont perfectionné le concept de viscosité turbulente/longueur de mélange pour une meilleure utilisation avec les couches limites attachées. **Baldwin et Lomax** [114] ont proposé un autre modèle algébrique afin de rendre la définition de l'échelle de longueur de la turbulence plus facile, en utilisant l'épaisseur de la couche de cisaillement.

#### II.1.1.2. Modèles de turbulence à une équation

Malgré que les modèles de turbulence à une équation utilisent une approche beaucoup plus simple que celle utilisée dans le modèle à deux équations ou modèle de fermeture du second ordre, ils ont été quelque peu impopulaires et n'ont pas eu beaucoup de succès. Le modèle formulé par **Bradshaw et al.** [115] est une exception remarquable. Ce dernier modèle a été testé et comparé aux meilleures données expérimentales du moment à la conférence de Stanford sur le calcul des couches limites turbulentes (1968). Au cours des dernières années, il y a eu un regain d'intérêt pour le sujet en raison de la facilité avec laquelle les modèles de turbulence à une équation peuvent être résolus numériquement, par comparaison avec le modèle à deux équations ou le modèle de fermeture du second ordre qui est plus complexes.

#### II.1.1.3. Modèles de turbulence à deux équations

Alors que le modèle  $k-\omega$  de **Kolmogorov** [110] a été le premier modèle à deux équations à voir le jour, **Daly et Harlow** [116] ainsi que **Launder et Spalding** [117] ont réalisé un travail plus complet sur le sujet. Le modèle  $k-\varepsilon$  de Launder est le modèle de turbulence à deux équations le plus largement utilisé; ici  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Indépendamment de

**Kolmogorov** [110], **Saffman** [118] a développé un modèle  $k-\omega$  qui présente des avantages par rapport au modèle  $k-\varepsilon$  qui est plus populaire, notamment dans le cas d'une intégration à travers la sous-couche visqueuse et dans les écoulements à gradient de pression adverse ou défavorable.

#### II.1.1.4. Modèles de fermeture du second ordre

En raison de la complexité élevée de cette catégorie de modèles de turbulence, les modèles de fermeture du second ordre ne sont pas utilisés autant que les modèles algébriques à deux équations qui sont plus populaires. **Donaldson et Rosenbaum** [119], **Daly et Harlow** [116] et **Lauder et al.** [120] ont fait les efforts les plus remarquables pour le développement de ce genre de modèles. Ce modèle est devenu le modèle de fermeture du second ordre de référence, avec des contributions plus récentes de la part de **Lumley** [121], **Speziale** [122,123], **Reynolds** [124] et d'autres qui ont ajouté une rigueur mathématique à la formulation du modèle.

#### II.1.2. Approche de Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)

L'approche RANS repose sur l'idée de décomposer les différentes grandeurs  $\phi$  en valeurs moyennes  $\bar{\phi}$  et valeurs fluctuantes  $\phi'$  grâce à la moyenne dite de **Reynolds** [105]:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{II.2.1})$$

En remplaçant les expressions de cette forme par les variables d'écoulement dans les équations de continuité et de quantité de mouvement instantanées et en prenant une moyenne dans le temps (et en enlevant la barre au-dessus de la vitesse moyenne), on obtient la moyenne de l'ensemble les équations de quantité de mouvement. Elles peuvent être écrites sous la forme de tenseurs cartésiens [125]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{II.2.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{II.2.3})$$

Les équations (II.2.2) et (II.2.3) sont appelées équations de Navier Stokes moyennées au sens de Reynolds (en anglais : Reynolds-Averaged Navier-Stokes ou RANS), où  $\rho$  est la densité du fluide, et  $u_i$  est une composante moyenne de la vitesse dans la direction  $x_i$ ,  $P$  est la pression,  $\mu$  est la viscosité dynamique, et  $u'_i$  est une composante fluctuante de la vitesse.

##### II.1.2.1. Hypothèse de Boussinesq

Dans l'équation de la quantité de mouvement,  $-\rho \overline{u'_i u'_j}$  est le terme additionnel dans les contraintes de Reynolds qui sont dues aux fluctuations de la vitesse; elle doit être modélisée afin



d'obtenir la fermeture de l'équation (II.2.3). L'approche classique est celle d'utiliser l'hypothèse de **Boussinesq** [106] qui lie les contraintes de Reynolds à la contrainte d'écoulement moyenne, à travers le concept de viscosité turbulente (**Hinze** [126]). Dans la formulation générale, proposée par **Kolmogorov** [110], l'hypothèse de **Boussinesq** [106] s'écrit comme (**Demartini et al.** [15]):

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (\text{II.2.4})$$

où  $\mu_t$  est la viscosité turbulente,  $k$  est l'énergie cinétique turbulente, et  $\delta_{ij}$  est le delta de Kronecker, avec  $\delta_{ij} = 0$  si  $i \neq j$ , et  $\delta_{ij} = 1$  si  $i = j$ .

L'hypothèse de **Boussinesq** [106] est utilisée dans le modèle de Spalart-Allmaras, dans les modèles  $k-\omega$  et les modèles  $k-\varepsilon$ . L'avantage de cette approche est le coût de calcul relativement bas comparé à celui du calcul de la viscosité turbulente  $\mu_t$ . Le modèle de Spalart-Allmaras nécessite la résolution d'une seule équation de transport supplémentaire (représentant la viscosité turbulente). Dans le cas des modèles  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ , deux équations de transport supplémentaires doivent être résolues (pour l'énergie cinétique turbulente  $k$ , et aussi soit pour le taux de dissipation de turbulence  $\varepsilon$ , soit pour le taux de dissipation spécifique  $\omega$ );  $\mu_t$  est calculé en fonction de  $k$  et  $\varepsilon$ . L'inconvénient de l'hypothèse de Boussinesq, telle que présentée, est qu'elle suppose que  $\mu_t$  est une grandeur scalaire isotrope, ce qui n'est pas strictement vrai [125].

### II.1.2.2. Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente  $\mu_t$  a été modélisée à l'aide de divers modèles de turbulence. Les équations de transport varient d'un modèle de turbulence à un autre, ce qui signifie que la viscosité de turbulence est assez différente, ce qui entraîne des divergences dans les résultats d'un champ d'écoulement turbulent complexe (**Yangwei et al.** [127]).

#### II.1.2.2.1. Modèle de Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras, qui a été proposé et développé par **Spalart et Allmaras** [128], est un modèle à une équation, relativement simple, qui permet de résoudre une équation de transport modélisée pour la viscosité cinématique turbulente. C'est une catégorie de modèles à une équation relativement nouvelle dans laquelle il n'est pas nécessaire de calculer une échelle de longueur pour l'épaisseur locale de la couche de cisaillement. Le modèle de Spalart-Allmaras a été conçu spécifiquement pour des applications aérospatiales nécessitant des écoulements limités; il a été démontré que ce modèle donne de bons résultats pour des couches limites soumises à des gradients de pression opposés. Aussi, ce modèle a connu un regain de popularité pour les applications dans les turbomachines. Dans sa forme originale, le modèle de Spalart-Allmaras était effectivement un modèle à nombre de Reynolds faible qui demande à ce que la zone visqueuse de la couche limite soit

correctement résolue. L'équation de transport de ce modèle dans FLUENT se présente comme suit [125]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\tilde{\nu}u_i) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho\tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2}\rho \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu + S_{\tilde{\nu}} \quad (\text{II.2.5})$$

La viscosité turbulente  $\mu_t$  est calculée en utilisant:

$$\mu_t = \rho\tilde{\nu}f_{v1} \quad (\text{II.2.6})$$

et

$$G_\nu = C_{b1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu}, \quad Y_\nu = C_{w1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}}, \quad f_w = g \left( \frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + C_{w2}(r^6 - r) \quad (\text{II.2.7})$$

où  $G_\nu$  représente la production de la viscosité turbulente et  $Y_\nu$  représente l'annihilation de la viscosité turbulente qui se produit dans la région proche de la paroi, et ce en raison du blocage de la paroi et de l'amortissement visqueux,  $\nu$  est la viscosité cinématique moléculaire, et  $S_{\tilde{\nu}}$  est un terme source défini par l'utilisateur. Aussi,  $C_{b1}$ ,  $C_{b2}$ ,  $\sigma_{\tilde{\nu}}$ ,  $C_{v1}$ ,  $C_{w1}$ ,  $C_{w2}$ ,  $C_{w3}$ , et  $\kappa$  sont les constantes du modèle. Leurs valeurs sont alors comme suit [128]:

$$C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622, \quad \sigma_{\tilde{\nu}} = 2/3, \quad C_{v1} = 7.1, \quad C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_{\tilde{\nu}}}, \quad C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2.0, \quad \text{et} \quad \kappa = 0.4187 \quad (\text{II.2.8})$$

### II.1.2.2.2. Modèle $k$ - $\varepsilon$ standard

Les modèles de turbulence les plus simples sont ceux à deux équations, dans lesquels la solution de deux équations de transport séparées permet de déterminer indépendamment la vitesse turbulente et les échelles de longueur. Le modèle  $k$ - $\varepsilon$  standard de FLUENT se trouve dans cette classe de modèles de turbulence. Il est actuellement le modèle préféré pour le calcul des écoulements d'ingénierie pratique dans le temps depuis qu'il a été proposé par **Launder et Spalding** [129] en 1974. C'est un modèle robuste, économique et assez précis pour une gamme considérable d'écoulements turbulents, et ceci constitue la raison de sa popularité dans les simulations de l'écoulement industriel et du transfert de chaleur. C'est un modèle semi-empirique qui est basé sur les équations de transport pour une énergie cinétique de turbulence  $k$  et un taux de dissipation  $\varepsilon$ . L'équation de transport du modèle pour  $k$  découle de l'équation exacte, alors que l'équation de transport du modèle pour  $\varepsilon$  est obtenue par raisonnement physique et ressemble peu à sa contrepartie qui est mathématiquement exacte. L'énergie cinétique de turbulence ( $k$ ) et son taux de dissipation ( $\varepsilon$ ) pour ce modèle dans le programme FLUENT sont obtenus à partir des équations de transport suivantes [125]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{II.2.9})$$

et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho a u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{II.2.10})$$

La viscosité turbulente  $\mu_t$  peut être modélisée comme suit [15]:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.2.11})$$

Dans ces équations,  $G_k$  représente la production d'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesse moyens,  $G_b$  est la génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité,  $Y_M$  représente la contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible au taux de dissipation global,  $S_k$  et  $S_\varepsilon$  sont des termes source définis par l'utilisateur. Les paramètres constants correspondants sont [129]:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (\text{II.2.12})$$

Lorsque les forces et les faiblesses du modèle standard  $k-\varepsilon$  ont été déterminées et bien connues, des améliorations ont été apportées au modèle afin d'augmenter ses performances. Deux variantes de ce modèle sont actuellement disponibles dans le logiciel FLUENT, à savoir le modèle  $k-\varepsilon$  développé par le groupe de re-normalisation (Re-Normalized Group ou RNG) et le modèle  $k-\varepsilon$  réalisable [125].

### II.1.2.2.3. Modèle $k-\varepsilon$ RNG

Le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  développé par le groupe renormalisé (Re-Normalized Group ou RNG) proposé par **Yakhot** [130], est une version nouvelle du modèle  $k-\varepsilon$  standard. Il comporte un terme supplémentaire dans son équation de  $\varepsilon$  pour prendre en compte l'effet du tourbillonnement sur la turbulence, avec une formule analytique pour les nombres turbulents de Prandtl et une formule différentielle dérivée analytiquement pour la viscosité effective. En plus de la modification connue, due au tourbillonnement ou à la turbulence, des changements supplémentaires sont indiqués dans la formulation suivante (**Popoola et Cao** [131]):

- (1)  $\left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right)$  dans l'équation (II.2.9) est remplacée par  $\alpha_k \cdot \mu_{eff}$
- (2)  $\left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right)$  dans l'équation (II.2.10) est remplacée par  $\alpha_\varepsilon \cdot \mu_{eff}$
- (3) Le terme  $-R_\varepsilon$  est ajouté dans l'équation (II.2.10)
- (4) Les valeurs 1.42, 1.68, and 0.0845 sont données aux constantes  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$ , et  $C_\mu$ , respectivement.

Où  $\alpha_k$  et  $\alpha_\varepsilon$  représentent les nombres de Prandtl efficaces inverses pour  $k$  et  $\varepsilon$ , respectivement, et  $\mu_{eff}$  est la viscosité efficace.

Le modèle RNG  $k$ - $\varepsilon$  dans le logiciel FLUENT offre la possibilité de prendre en compte les effets du phénomène de tourbillon ou de rotation en modifiant la viscosité turbulente de manière appropriée. La modification se présente sous la forme fonctionnelle suivante [125]:

$$\mu_t = \mu_{t0} f\left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon}\right) \quad (\text{II.2.13})$$

Où  $\mu_{t0}$  est la valeur de la viscosité turbulente calculée sans le changement dû au phénomène de tourbillon, en utilisant l'équation (II.2.11),  $\Omega$  est un nombre caractéristique du phénomène de tourbillon évalué dans le logiciel FLUENT, et  $\alpha_s$  est une constante tourbillonnaire qui prend des valeurs différentes selon que le flux soit tourbillonnant ou légèrement tourbillonnant.

#### II.1.2.2.4. Modèle $k$ - $\varepsilon$ réalisable

Le modèle  $k$ - $\varepsilon$ , proposé par **Shih et al.** [132], était initialement destiné à corriger les insuffisances des modèles  $k$ - $\varepsilon$  traditionnels en utilisant ce qui suit [125]:

(1) Une nouvelle équation du modèle pour le taux de dissipation  $\varepsilon$  (Eq. II.2.14) basé sur l'équation dynamique de la fluctuation quadratique moyenne de vorticité.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu\varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (\text{II.2.14})$$

où

$$C_1 = \max \left[ 0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad C_2 = 1.9 \quad (\text{II.2.15})$$

Les constantes  $\sigma_k$  et  $\sigma_\varepsilon$  gardent les mêmes valeurs que pour le modèle  $k$ - $\varepsilon$  standard.

(2) Une nouvelle formule de viscosité de turbulence (Eq. II.2.15) comportant une variable  $C_\mu$  initialement proposée par **Reynolds** [124]:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.2.16})$$

où

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (\text{II.2.17})$$

Les paramètres  $A_0$ ,  $A_s$ , et  $U^*$  peuvent être trouvées dans le Guide d'utilisateur du logiciel FLUENT [125].

### II.1.2.2.5. Modèle $k$ - $\omega$ standard

Le modèle  $k$ - $\omega$  standard est basé sur le modèle  $k$ - $\omega$  de **Wilcox** [133] qui introduit des modifications dues aux effets des bas nombres de Reynolds, de la compressibilité et de l'étalement du flux de cisaillement. Le modèle de Wilcox prévoit des vitesses d'étalement du flux de cisaillement libres qui sont en accord total avec les mesures effectuées pour les turbulences lointaines, les couches de mélange ainsi que pour les jets plans, ronds et radiaux. Ce modèle peut aussi être appliqué aux écoulements confinés et aux écoulements libres. L'énergie cinétique de turbulence  $k$  et le taux de dissipation spécifique  $\omega$  sont obtenus à partir des équations de transport suivantes [125]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (\text{II.2.18})$$

et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (\text{II.2.19})$$

Dans ces équations,  $G_k$  représente la génération de  $k$  due aux gradients de vitesse moyenne,  $G_\omega$  représente la génération de  $\omega$ ,  $\Gamma_k$  et  $\Gamma_\omega$  sont les diffusivités effectives de  $k$  et  $\omega$ , respectivement. De même,  $Y_k$  et  $Y_\omega$  représentent les dissipations de  $k$  et  $\omega$  dues à la turbulence, et  $S_k$  et  $S_\omega$  sont des termes source définis par l'utilisateur. La viscosité turbulente  $\mu_t$  peut être calculée comme suit:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{II.2.20})$$

Le coefficient  $\alpha^*$  amortit la viscosité turbulente et entraîne une correction à faible nombre de Reynolds. Il est donné par:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \right) \quad (\text{II.2.21})$$

Les paramètres constants correspondants sont:

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6, \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_1}{3}, \quad \beta_1 = 0.072 \quad (\text{II.2.22})$$

Dans le cas du modèle  $k$ - $\omega$  à nombre de Reynolds élevé,  $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$

Une variante du modèle standard  $k$ - $\omega$ , appelé modèle SST  $k$ - $\omega$ , est également disponible dans FLUENT. Ce dernier est décrit dans la section ci-dessous [125].

### II.1.2.2.6. Modèle $k$ - $\omega$ de transport par contrainte de cisaillement (SST)

Le modèle  $k-\omega$  de transport par contrainte de cisaillement (SST) a été développé par **Menter** [134] pour aboutir à un modèle qui combine, d'une manière efficace, la robustesse et la précision de la formulation du modèle  $k-\omega$  [133] dans la région proche de la paroi, indépendamment des conditions 'free stream' du modèle  $k-\varepsilon$  [129] dans les zones éloignées des parois. Pour y parvenir, le modèle  $k-\varepsilon$  est transformé en un modèle  $k-\omega$  [125].

Le modèle  $k-\omega$  SST (Shear Stress Transport) est similaire au modèle  $k-\omega$  standard, mais comporte les modifications suivantes [131]:

- (1) L'équation de  $G_k$  in (II.2.18) est remplacée par  $\tilde{G}_k$
- (2) Un  $D_\omega$  supplémentaire est ajouté à l'équation (II.2.19)

La viscosité turbulente est calculée comme suit [125]:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1\omega}\right]} \quad \text{II.2.23}$$

où  $\tilde{G}_k$  représente la génération d'énergie cinétique de turbulence due aux gradients moyens des vitesses,  $D_\omega$  est le terme de diffusion transversale,  $S$  l'amplitude du taux de déformation, et  $F_2$  la fonction de mélange. Le terme  $\alpha^*$  est défini dans l'équation (II.2.21), et  $a_1$  est fixé à la valeur 0,31.

#### II.1.2.2.7. Modèle $v^2-f$

**Durbin** [135] a proposé le modèle  $v^2-f$  qui nécessite la solution de trois équations de transport et une équation elliptique. Ce modèle à quatre équations est basé sur des équations de transport pour l'énergie cinétique de turbulence  $k$ , le taux de dissipation  $\varepsilon$ , une échelle de variance de vitesse  $v^2$  et une fonction de relaxation elliptique  $f$ . Le modèle  $v^2-f$  est un modèle de turbulence à bas nombre de Reynolds qui utilise l'échelle de vitesse ( $v^2$ ) à la place de l'énergie cinétique turbulente pour évaluer la viscosité turbulente (**Durbin** [136]; **Behnia et al.** [137]). Les équations pour l'énergie cinétique turbulente  $k$ , et les vitesses de dissipation  $\varepsilon$ , sont les mêmes que celles du modèle standard  $k-\varepsilon$ . Par contre, les équations pour  $v^2$  et  $f$  peuvent être écrites, respectivement, comme suit [127]:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j v^2) = kf\rho - \rho v^2 \frac{k}{\varepsilon} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial v^2}{\partial x_j} \right] \quad \text{II.2.24}$$

$$L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} - f = \frac{1}{T} \left[ (-4.6) \frac{v^2}{k} - \frac{0.8}{3} \right] - 0.3 \frac{\mu_t S}{k} \quad \text{II.2.25}$$

où

$$L = 0.23 \max \left[ \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, 70 \left( \frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right] \quad (\text{II.2.26})$$

et

$$T = \max \left[ \frac{k}{\varepsilon}, 6 \sqrt{\frac{v}{\varepsilon}} \right] \quad (\text{II.2.27})$$

La viscosité turbulente est calculée comme suit:

$$\mu_t = \rho C_\mu v^2 T \quad (\text{II.2.28})$$

ici  $\sigma_k = 1.0$ , et  $C_\mu = 0.22$

### II.1.2.2.8. Modèle aux tensions de Reynolds (Reynolds Stress Model ou RSM)

Le modèle aux tensions de Reynolds (Launder et al. [120]; So et al. [138]; Hanjalić [139]) nécessite le calcul des contraintes ou tensions individuelles de Reynolds  $\overline{u'_i u'_j}$ , en utilisant des équations différentielles de transport. Les contraintes individuelles de Reynolds sont ensuite utilisées pour obtenir la fermeture de l'équation de la quantité de mouvement de Reynolds (II.2.3). Les équations exactes de transport pour le transport des contraintes de Reynolds peuvent s'écrire comme suit [125]:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u'_i u'_j})}_{\text{Dérivée temporelle locale}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Convection}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + P(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)]}_{D_{T,ij} \equiv \text{diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{D_{L,ij} \equiv \text{diffusion moléculaire}} \\ & - \underbrace{\rho \left( \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij} \equiv \text{production de contrainte}} - \underbrace{\rho \beta (g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta})}_{G_{ij} \equiv \text{production de flottabilité}} + \underbrace{P \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij} \equiv \text{déformation sous la pression}} \\ & - \underbrace{2\mu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij} \equiv \text{Dissipation}} - \underbrace{2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u'_j u'_m} \varepsilon_{jkm})}_{F_{ij} \equiv \text{Production par rotation du système}} + \underbrace{S_{user}}_{\text{Terme source défini par l'utilisateur}} \end{aligned} \quad (\text{II.2.29})$$

où  $\varepsilon_{jkm}$  est le symbole de Levi-Civita. La diffusion turbulente  $D_{T,ij}$  est définie en utilisant une version simplifiée du modèle généralisé de diffusion par gradient, donné par:

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{II.2.30})$$

Le terme pression-déformation  $\phi_{ij}$  est défini par :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} \quad (\text{II.2.31})$$

Où le terme pression-déformation lent  $\phi_{ij,1}$  est défini par :

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (\text{II.2.32})$$

Et le terme pression-déformation rapide  $\phi_{ij,2}$  est défini par :

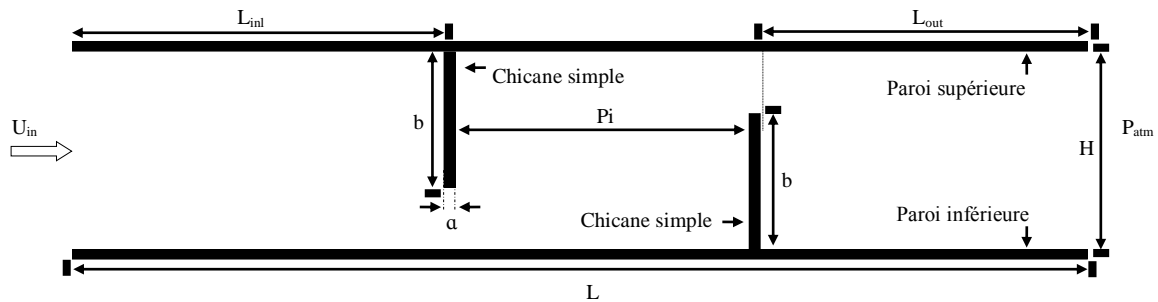
$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[ (P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right] \quad (\text{II.2.33})$$

avec  $C_1 = 1.8$ ,  $C_2 = 0.60$ ,  $P = 0.5P_{kk}$ ,  $G = 0.5G_{kk}$ , et  $C = 0.5 C_{kk}$ . L'indice répété indique une sommation de 1 à 3. La viscosité turbulente  $\mu_t$  est calculée à l'aide de l'équation (II.2.11). Ici,  $\sigma_k$  est une constante égale à 0.82. Cette valeur de  $\sigma_k$  est différente de celle des modèles  $k-\varepsilon$  standard et réalisable, dans lesquels  $\sigma_k$  est égal à 1.0.

## II.2. Position du problème

### II.2.1. Introduction

L'étude des canaux solaires à air est devenue aujourd'hui inévitable car ils jouent un rôle prépondérant dans diverses applications et installations thermiques. La présente étude a pour but de mettre en évidence les différents paramètres qui ont une influence sur le phénomène de transfert de chaleur par convection forcée. Ces paramètres sont le régime d'écoulement et la structure du canal muni de chicanes et d'ailettes.



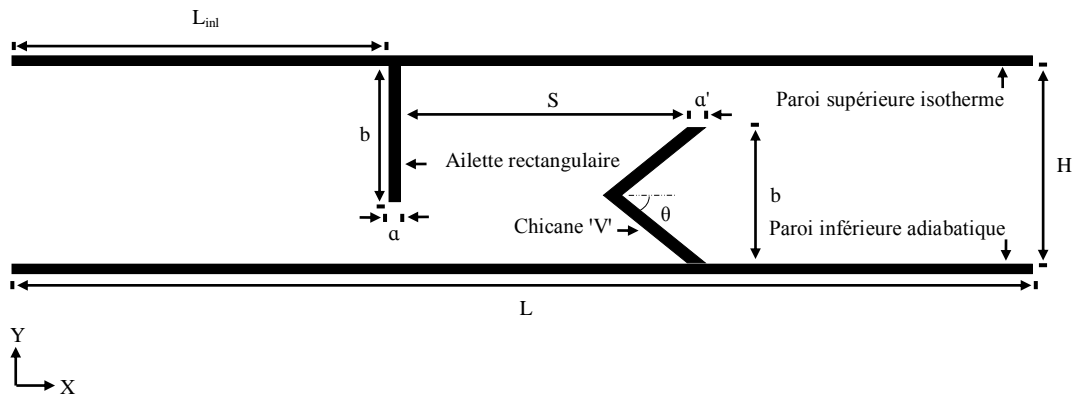
**Figure II.1:** Canal muni des chicanes transversales décalées (Demartini et al. [15]).

L'objectif de la présente étude est d'effectuer une analyse numérique de l'écoulement turbulent d'air et du transfert de chaleur par convection forcée à l'intérieur d'un canal bidimensionnel de section rectangulaire, contenant deux obstacles solides décalés, tel que présenté avec plus de détails dans Demartini et al. [15] (voir Fig. II.1), et ce dans le but d'une validation.



### II.2.2. Modèle physique

La présente étude tente d'effectuer une analyse numérique du comportement dynamique et thermique d'un fluide newtonien incompressible, à propriétés constantes et avec un écoulement turbulent à travers un canal horizontal contenant deux obstacles transversaux fixés sur les parois. Ceci représente un important sujet de recherche dans le domaine des capteurs solaires pour lesquels la caractérisation de l'écoulement du fluide, la distribution du transfert thermique, ainsi que l'existence et l'extension de possibles recirculations, doivent être déterminées.



**Figure II.2:** Schéma du domaine physique considéré.

La **figure II.2** montre une vue schématique du problème physique. La représentation du problème est une simplification de la géométrie des plaques d'obstacles rencontrées dans les échangeurs de chaleur à faisceaux tubulaires. **Demartini et al.** [15] ont mené une analyse expérimentale qui a servi de base pour la détermination des paramètres structuraux utilisés (hauteur de l'obstacle ( $b$ ), épaisseur de l'obstacle ( $a$ ), et distance de séparation ( $Pi$ ) égale à 0,01 m, 0,08 m et 0,142 m, respectivement, tel que montré sur la **figure II.1**).

Notre analyse a été réalisée dans un champ bidimensionnel, qui représente un conduit horizontal, de section rectangulaire, et dont les dimensions sont 0,554 m de longueur ( $L$ ), 0,146 m de hauteur ( $H$ ), 0,193 m de largeur ( $W$ ) et 0,167 m de diamètre aéraulique ( $D_h$ ). La surface supérieure a été mise dans des conditions de température constante ( $\partial T/\partial x = 0$ ), alors que la surface inférieure est thermiquement isolée ( $\partial T/\partial y = 0$ ). Deux obstacles solides transversaux, de formes différentes, c'est-à-dire de formes rectangulaire plane (ailette) et en 'V' (chicane), ont été introduits dans le canal. Ils ont été disposés périodiquement sur les surfaces supérieure et inférieure de manière décalée afin de produire des tourbillons qui doivent avoir une grande influence sur l'intensité de la turbulence de l'écoulement. Ceci doit ainsi entraîner une augmentation du transfert de chaleur dans tout le domaine étudié.

L'ailette rectangulaire plate a été placée en première position et sur la paroi supérieure chaude du canal. Par contre, le deuxième obstacle, en forme de 'V', a été fixé sur la paroi inférieure qui est thermiquement isolée; son angle d'attaque ( $\theta$ ), sa hauteur ( $b$ ), sa position ( $S$ ) et son orientation (pointe

en 'V' vers l'amont appelée 'V'-amont ou bien 'V'-Upstream, et pointe en 'V' vers l'aval appelée 'V'-aval ou bien 'V'-Downstream) ont été changés afin de trouver la configuration optimale correspondant à un transfert thermique optimal.

**Tableau II.1:** Paramètres structurels des obstacles.

Paramètre	Valeur
Distance en amont de l'ailette rectangulaire plane, $L_{inl}$ (m)	0,218 (constante)
Épaisseur de l'ailette rectangulaire plane, $a$ (m)	0,010 (constante)
Hauteur de l'ailette rectangulaire plane, $b$ (m)	0,080 (constante)
Épaisseur de la chicane de forme 'V', $a'$ (m)	$a$ (constante)
Angle d'attaque de la chicane 'V', $\theta$ (degrés)	45, 50, 55, et 60
Hauteur de la chicane de forme 'V', $c$ (m)	$b/2$ , $3b/4$ , $b$ , $5b/4$ , et $3b/2$
Distance de séparation entre obstacles, $S$ (m)	$\pi/2$ , $3\pi/4$ , $\pi/2$ , $5\pi/4$ , et $3\pi/2$

Où  $\pi = 0.142$  m [15]. Le **tableau II.1** présente les dimensions géométriques détaillées des obstacles, plat et en forme de 'V'. Le fluide caloporteur utilisé est l'air, dont le nombre de Prandtl ( $Pr$ ) est 0,71, et les nombres de Reynolds ( $Re$ ) considérés vont de 12 000 à 32 000.

### II.2.3. Hypothèses

Les hypothèses ci-dessous ont été retenues afin de développer un modèle numérique pour l'écoulement du fluide et pour le transfert de chaleur dans le domaine de calcul considéré:

- (1) L'écoulement est stationnaire, bidimensionnel, turbulent, newtonien et incompressible. Un écoulement incompressible a un nombre de Mach faible, c'est-à-dire inférieur à 0,3. En effet, le nombre de Mach dans la présente étude est égal à 0,008, ce qui correspond au plus grand nombre de Reynolds qui est  $Re = 32,000$ ;
- (2) Les propriétés physiques du fluide ( $\rho$ ,  $\mu$ ,  $c_p$  et  $k_f$ ) et du solide ( $k_s$ ) sont maintenues constantes;
- (3) Le fluide est gardé à une température uniforme, avec un profil de vitesse constant au moment où il pénètre dans le canal;
- (4) La surface supérieure ( $0 \leq x \leq L$ ,  $y = H/2$ ) a été soumise aux conditions de température constante (isotherme), tandis que la surface inférieure ( $0 \leq x \leq L$ ,  $y = -H/2$ ) a été isolée thermiquement (adiabatique);
- (5) Les forces d'inertie et la dissipation visqueuse ne sont pas prises en compte;
- (6) Le mode de transfert de chaleur par rayonnement est négligeable par rapport aux autres modes de transfert de chaleur;
- (7) L'adhésivité des parois inférieure et supérieure du canal est négligeable ;

- (8) On adopte pour la fermeture de notre étude, le modèle k-epsilon standard, développé par **Launder et Spalding** [129].

## II.2.4. Equations gouvernantes

Compte tenu des hypothèses mentionnées ci-dessus, le modèle d'écoulement dans le canal est régi par les équations de Navier-Stokes moyennées de Reynolds avec le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  standard et l'équation d'énergie, comme suit (**Patankar** [140]; **Anderson**, [141])

- (1) Continuité

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.3.1})$$

- (2) Quantité de mouvement

$$\rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II.3.2})$$

- (3) Energie

$$\rho u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} - \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II.3.3})$$

- (4) Equation d'énergie cinétique turbulente  $k$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II.3.4})$$

- (5) Taux de dissipation  $\varepsilon$  de l'énergie cinétique de la turbulence  $k$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.3.5})$$

où  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$ ,  $\sigma_k$ , et  $\sigma_\varepsilon$ , sont les constantes du modèle de turbulence (**Launder et Spalding**, [129]). Leurs valeurs normalisées, utilisées dans cette étude, sont décrites dans la section (II.1.2.2.2).

## II.2.5. Traitement au voisinage des parois

### II.2.5.1. Quantité de mouvement

La présence de la paroi a une influence sur le champ de vitesse dans son voisinage, lorsque les conditions aux limites de non-glissement sont prises en compte. En considérant les effets de la paroi, pour le cas du modèle  $k-\varepsilon$  standard, basé sur le modèle de **Launder et Spalding** [129], la 'loi de paroi' relative à la distribution de la vitesse moyenne est donnée par [125]:

$$u^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (\text{II.3.6})$$

où

$$u^* \equiv \frac{u_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (\text{II.3.7})$$

et

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{II.3.8})$$

où  $\kappa$ , la constante de von Kármán, est décrite dans la section (II.1.2.2.1). Aussi,  $E$  est une constante empirique égale à 9.793,  $u_p$  la vitesse moyenne du fluide à la position  $P$ ,  $k_p$  l'énergie cinétique turbulente à la position  $P$ ,  $y_p$  la distance du point  $P$  à la paroi,  $y^*$  la distance adimensionnelle à la paroi, et  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement à la paroi.

### II.2.5.2. Énergie

La loi de paroi pour la température, implémentée dans le logiciel FLUENT, a la forme composée suivante [125, 129] :

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{q_w} \quad (\text{II.3.9})$$

où le flux thermique  $q_w$  à la paroi du canal peut être calculé à l'aide de la fonction de paroi thermique :

$$q_w \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\text{Pr}_t (\ln(Ey^*) / \kappa + P)} \quad (\text{II.3.10})$$

et la fonction empirique  $P$  est donnée par :

$$P = \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left( \frac{A}{\kappa} \right)^{1/2} \left( \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} - 1 \right) \left( \frac{\text{Pr}_t}{\text{Pr}} \right)^{1/4} \quad (\text{II.3.11})$$

et  $c_p$  est la chaleur spécifique du fluide,  $q_w$  le flux thermique de la paroi,  $T_p$  la température de la cellule adjacente à la paroi,  $T_w$  la température sur la paroi,  $P$ , le nombre de Prandtl moléculaire ( $\mu c_p / k_f$ ),  $\text{Pr}_t$  le nombre de Prandtl turbulent (égal à 0,85 au niveau de la paroi), et  $A$  est la constante de Van Driest ( $A = 26$ ).

### II.2.5.3. Turbulence

La condition aux limites de  $k$  imposée sur la paroi est [125,129] :

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (\text{II.3.12})$$

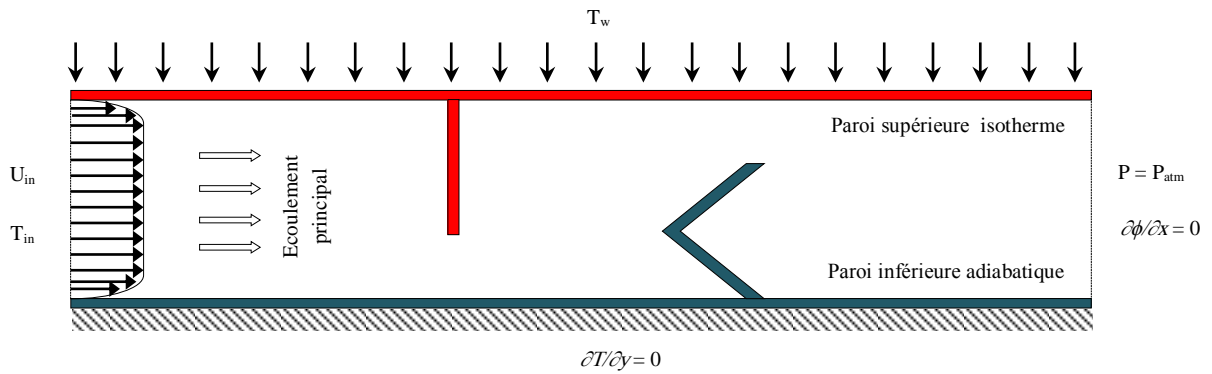
où  $n$  est la coordonnée locale perpendiculaire à la paroi. Le taux de production d'énergie cinétique  $G$ , et son taux de dissipation  $\varepsilon$ , au niveau des cellules adjacentes à la paroi, sont les termes sources dans l'équation en  $k$ ; ils sont calculés en se basant sur l'hypothèse de l'équilibre local. Sous cette hypothèse, le taux de production de  $k$  et son taux de dissipation sont supposés être égaux dans le volume de contrôle adjacent à la paroi. Ainsi, le taux de production de  $k$  est calculé à l'aide de:

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial u_p}{\partial y_p} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (\text{II.3.13})$$

Et  $\varepsilon$  est calculé avec:

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (\text{II.3.14})$$

L'équation  $\varepsilon$  n'est pas résolue dans les cellules adjacentes à la paroi; elle est calculée à l'aide de l'équation (II.3.30).



**Figure II.3:** Domaine de calcul avec des conditions aux limites.

### II.2.6. Conditions aux limites

Ce travail est basé sur un écoulement d'air turbulent. Les conditions aux limites aérodynamiques ont été choisies selon les travaux expérimentaux de **Demartini et al.** [15] et les conditions aux limites thermiques ont été sélectionnées selon les travaux numériques de **Nasiruddin et Kamran Siddiqui** [2]. Dans la région d'entrée, un profil de vitesse unidimensionnelle uniforme ( $U_{in}$ ) a été imposé, tel que montré sur la **figure II.3**. L'intensité de turbulence ( $TI_{in}$ ) à la hauteur d'admission ( $x = 0, -H/2 < y < H/2$ ) a été ajustée à 2 %, alors que la température ( $T_{in}$ ) du fluide (air) a été réglée à 300 K à l'entrée du canal. La condition aux limites thermique consistait à considérer la température constante ( $T_w$ ) égale à 375 K; cette température a été imposée à la paroi supérieure du domaine de calcul. La paroi inférieure du domaine de calcul a été prise comme adiabatique, c'est-à-dire avec  $\partial T/\partial y = 0$ . De plus, il a été décidé d'imposer les conditions limites de non-glissement et d'imperméabilité ( $u = v = 0$ ) à toutes les parois solides. Dans le modèle  $k$ - $\varepsilon$  standard, la région proche de la paroi a été simulée par la fonction

de paroi qui a été proposée par **Launder et Spalding** [129], i.e.  $k = \varepsilon = 0$ . Il est important de noter que la pression atmosphérique ( $P_{atm}$ ) a été imposée à la sortie du canal et que tous les gradients ont été supposés nuls ( $\partial\phi/\partial x = 0$ ).

Les équations permettant de satisfaire ces conditions aux limites sont données ci-dessous:

### II.2.6.1. Conditions aux limites à l'entrée

À l'entrée du canal ( $x = 0$ ,  $-H/2 \leq y \leq H/2$ ), le fluide caloporteur (air) est considéré dans les conditions ambiantes:

$$u(0, y) = U_{in} \quad (\text{II.3.15})$$

$$v(0, y) = 0 \quad (\text{II.3.16})$$

$$T(0, y) = T_{in} \quad (\text{II.3.17})$$

L'énergie cinétique de turbulence et son taux de dissipation sont définis, respectivement, par:

$$k(0, y) = k_{in} = 0,005.U_{in}^2 \quad (\text{II.3.18})$$

$$\varepsilon(0, y) = \varepsilon_{in} = 0,1.k_{in}^{3/2} \quad (\text{II.3.19})$$

### II.2.6.2. Couche limite de paroi

Au niveau de la paroi supérieure du canal ( $0 \leq x \leq L$ ,  $y = H/2$ ), les conditions suivantes ont été imposées:

$$u = v = 0 \quad (\text{II.3.20})$$

$$k = \varepsilon = 0 \quad (\text{II.3.21})$$

$$T = T_w \quad (\text{II.3.22})$$

Au niveau de la paroi inférieure du canal ( $0 \leq x \leq L$ ,  $y = -H/2$ ), les conditions suivantes ont été imposées:

$$u = v = 0 \quad (\text{II.3.23})$$

$$k = \varepsilon = 0 \quad (\text{II.3.24})$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.3.25})$$

En outre, *les points chaudes de contact solide-fluide* doivent assurer la continuité à la fois de la température et du flux thermique de manière à ce que :

$$T_s = T_f \quad (\text{II.3.26})$$

et

$$k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} = k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} \quad (\text{II.3.27})$$

où la dérivée partielle par rapport à  $n$  indique une dérivée normale,  $k_f$  et  $k_s$  sont les conductivités thermiques du fluide et du solide, respectivement.

### II.2.6.3. Conditions aux limites à la sortie

À la sortie du canal ( $x = L$ ,  $-H/2 < y < H/2$ ), les conditions suivantes ont été imposées:

$$P(L, y) = P_{am} \quad (\text{II.3.28})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x}(L, y) = 0 \quad (\text{II.3.29})$$

où  $\phi \equiv (u, v, T, k, \varepsilon)$ .

## II.3. Paramètres caractéristiques

### II.3.1. Paramètres aérodynamiques

#### II.3.1.1. Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds  $Re$  est un paramètre adimensionnel qui est défini comme suit [15]:

$$Re = \frac{U_{in} D_h}{\nu} = \frac{\rho U_{in} D_h}{\mu} \quad (\text{II.4.1})$$

Ici, les grandeurs  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  et  $U_{in}$  sont la densité, la viscosité dynamique, la viscosité cinématique et la vitesse d'entrée du fluide, respectivement.

#### II.3.1.2. Diamètre aéraulique du canal

$$D_h = 4HW/2(H + W) \quad (\text{II.4.2})$$

est le diamètre aéraulique du canal rectangulaire (**Handoyo et al.** [77]).

#### II.3.1.3. Frottements à la paroi

Le coefficient de frottement local à la paroi  $C_f$  est donné par (**Sripattanapipat et Promvong** [1]):

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_{in}^2} \quad (\text{II.4.4})$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement à la paroi.

Le coefficient de frottement moyen  $f$  a été calculé en considérant la chute de pression  $\Delta P$  le long du canal  $L$ , en utilisant la formule de **Darcy Weisbach**. Ainsi, on a (**Nasiruddin et Kamran Siddiqui [2]**):

$$f = \frac{(\Delta P/L)D_h}{\frac{1}{2}\rho U_{in}^2} \quad (\text{II.4.5})$$

### II.3.2. Paramètres thermiques

#### II.3.2.1. Coefficient de transfert thermique

Une approximation du coefficient de transfert thermique local  $h(x)$  est donnée par (**Mousavi et Hooman [17]**):

$$h(x) = k_f \frac{T_w - T_p(x)}{y_p} \frac{1}{T_w - T_b(x)} \quad (\text{II.4.6})$$

où  $T_b(x)$  est défini comme la température moyenne du fluide,  $T_w$  est la température de la paroi, l'indice 'p' désigne le premier nœud interne de la paroi solide et  $k$  est la conductivité thermique du fluide.

Le coefficient de transfert thermique moyen est calculé à partir de (**Saim et al. [21]**):

$$\bar{h} = \frac{1}{L} \int_0^L h(x) dx \quad (\text{II.4.7})$$

#### II.3.2.2. Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt local  $Nu_x$  peut être calculé en utilisant l'expression (**Boonloi and Jedsadaratanachai [90]**):

$$Nu_x = \frac{h(x)D_h}{k_f} \quad (\text{II.4.8})$$

Le nombre de Nusselt moyen  $Nu$  peut être déterminé à partir de (**Promvong et al. [34]**):

$$Nu = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_x dx \quad (\text{II.4.9})$$

### II.3.3. Performances thermo-aérodynamiques

L'expression ci-dessous est le facteur d'amélioration thermique ( $TEF$ ) (**Webb et Kim [142]**; **Bilen et al. [143]**):

$$TEF = \frac{(Nu/Nu_0)}{(f/f_0)^{1/3}} \quad (\text{II.4.10})$$

Les corrélations de **Dittus-Boelter [144]** et **Petukhov [145]** peuvent être utilisées pour la normalisation du nombre de Nusselt moyen et du facteur de frottement, respectivement. Les grandeurs



$Nu_0$  et  $f_0$  sont le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de frottement du canal lisse, respectivement.

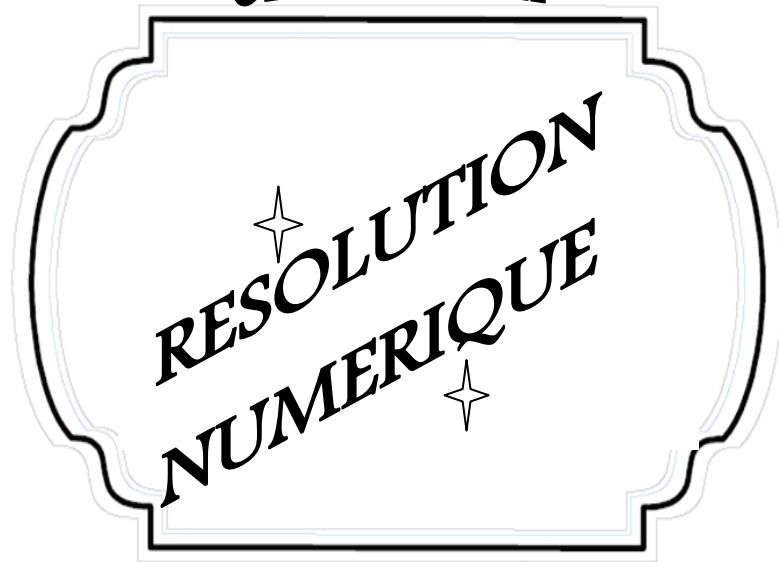
La corrélation de **Dittus et Boelter** [144] se présente sous la forme:

$$Nu_0 = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad \text{pour } Re \geq 10^4 \quad (\text{II.4.11})$$

La corrélation de **Petukhov** [145] s'écrit sous la forme:

$$f_0 = (0.79 \ln Re - 1.64)^{-2} \quad \text{pour } 3 \times 10^3 \leq Re \leq 5 \times 10^6 \quad (\text{II.4.12})$$

**CHAPITRE-III-**



### III.1. Procédure numérique

Les équations gouvernant l'écoulement, utilisées pour simuler l'écoulement du fluide incompressible stationnaire et le transfert de chaleur dans le domaine de calcul considéré, ont été intégrées en utilisant la méthode des volumes finis (Finite Volume Method - FVM) (**Patankar [140]**), en deux dimensions, à l'aide du logiciel commercial **CFD FLUENT 6.3 [125]** avec le modèle  $k-\varepsilon$  standard (**Lauder et Spalding [129]**) en vue de décrire la turbulence. La méthode utilise des grilles décalées et des composantes de la vitesse en coordonnées cartésiennes, gère le couplage pression-vitesse à l'aide de l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equation) sous la forme donnée par **Patankar [140]** et résout de manière itérative le système d'équations obtenu et ce à l'aide de l'algorithme de la matrice tri-diagonale (Tri Diagonal-Matrix Algorithm), qui est donné avec plus de détails dans **Thomas [146]**. En considérant les caractéristiques de l'écoulement du fluide, le schéma QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) de **Leonard et Mokhtari [147]** a été appliqué aux interpolations, dont le schéma SOU (Second-Order Upwind) de **Patankar [140]** a été utilisé pour les termes relatifs à la pression. Les facteurs de sous-relaxation par défaut du solveur sont utilisés pour contrôler la mise à jour des variables calculées pour chaque itération. Ces facteurs sont respectivement 0,3; 1,0; 0,7; 0,8; 0,8; 1,0 et 1,0 pour la pression, la densité, la quantité de mouvement, l'énergie cinétique turbulente, le taux de dissipation de la turbulence, la viscosité turbulente et l'énergie. Les solutions convergent lorsque les valeurs résiduelles normalisées sont inférieures à  $10^{-9}$  pour toutes les variables, mais inférieures à  $10^{-12}$  pour l'équation d'énergie seulement. Le solveur a itéré les équations jusqu'à ce qu'il atteigne les résidus fixés ou bien jusqu'à ce qu'il se stabilise sur une valeur constante.

### III.2. Technique de la dynamique computationnelle des fluides

La dynamique computationnelle des fluides (Computational Fluid Dynamics - CFD) est l'analyse des systèmes impliquant l'écoulement des fluides, le transfert de chaleur et les phénomènes connexes, tels que les réactions chimiques, au moyen de la simulation sur ordinateur. C'est une technique qui est très efficace et qui couvre une large gamme de domaines d'application industriels et non industriels. Quelques exemples sont donnés ci-dessous (**Versteeg et Malalasekera [148]**) :

- Aérodynamique des avions et des véhicules: portance et traînée ;
- Hydrodynamique des navires ;
- Centrales électriques: combustion dans les moteurs à combustion interne et les turbines à gaz ;
- Turbomachines: écoulements dans des systèmes rotatifs, diffuseurs, etc. ;
- Génie électrique et électronique: refroidissement des équipements comportant des microcircuits ;
- Génie des procédés chimiques: mélange et séparation, moulage de polymères ;
- Environnement externe et interne des bâtiments: charge de vent et chauffage/ventilation ;
- Génie maritime: charges sur les structures off-shore ;

- Génie de l'environnement: répartition des polluants et des effluents ;
- Hydrologie et océanographie: écoulements dans les rivières, estuaires, océans ;
- Météorologie: prévision météorologique ; et
- Génie biomédical: écoulement du sang dans les artères et les veines.

Les codes de la dynamique computationnelle des fluides sont structurés autour d'algorithmes numériques qui sont capables de résoudre les problèmes liés aux écoulements de fluides. Dans le but d'une utilisation optimale de leurs capacités de résolution, tous les logiciels CFD commerciaux comportent des interfaces utilisateur sophistiquées qui permettent d'entrer les paramètres du problème et d'examiner les résultats obtenus. Ainsi, tous les codes comprennent trois éléments principaux: (i) un préprocesseur, (ii) un solveur et (iii) un post-processeur. La fonction de chacun de ces éléments est brièvement examinée ci-dessous, dans le contexte d'un code de la dynamique computationnelle des fluides (**Versteeg et Malalasekera [149]**).

### III.2.1. Préprocesseur

Le prétraitement consiste à introduire un problème d'écoulement dans un logiciel CFD au moyen d'une interface conviviale et à le mettre ensuite sous une forme qui peut être utilisée par le solveur. Les activités de l'utilisateur dans la phase du prétraitement consistent à:

- Définir la géométrie de la zone d'intérêt: le domaine de calcul ;
- Concevoir un maillage : il s'agit de subdiviser le domaine en un certain nombre de sous-domaines plus petits et sans chevauchement, i.e. une grille ou un maillage de cellules (ou des éléments ou volumes de contrôle) ;
- Sélectionner les phénomènes physiques et chimiques à modéliser ;
- Définir les propriétés des fluides ; et
- Définir des conditions aux limites appropriées pour les cellules qui coïncident avec le domaine ou bien qui touchent les limites du domaine.

La solution à tout problème d'écoulement (vitesse, pression, température, etc.) est définie au niveau des nœuds, à l'intérieur de chaque cellule. La précision d'une solution CFD dépend du nombre de cellules dans le maillage. En général, plus le nombre de cellules est grand, et plus la solution est précise. La précision d'une solution et son coût, en termes de matériel informatique requis et de temps de calcul, dépendent tous les deux de la finesse du maillage. Les maillages optimaux sont souvent non uniformes; ils sont plus fins dans les régions où se produisent de grands changements d'un point à un autre, mais sont plus grossiers dans les régions avec peu de changements. Des efforts sont en cours en vue de développer des codes CFD avec une capacité de maillage (auto-) adaptatif. Enfin, ces programmes ont la capacité d'affiner automatiquement le maillage dans les zones de variations brusques. Un travail de base considérable doit être fait avant que ces techniques soient suffisamment robustes pour être introduites dans les codes CFD commerciaux. Actuellement, la conception d'un

maillage, qui représente un bon compromis entre la précision souhaitée et le prix de revient de la solution, dépend des compétences de l'utilisateur de la dynamique computationnelle des fluides (CFD).

### III.2.2. Solveur

Il existe trois catégories distinctes de techniques de résolution numériques, à savoir la méthode des différences finies (**Courant et al.** [150]; **Crank et Nicolson** [151]), la méthode des éléments finis (**Clough** [152]) et les méthodes spectrales. Nous allons nous intéresser uniquement à la méthode des volumes finis (**Patankar** [140]), une formulation spéciale de la méthode des différences finies qui est au cœur des codes CFD les mieux établis, à savoir le CFX / ANSYS, FLUENT, PHOENICS et STAR-CD. En conclusion, il est utile de rappeler que l'algorithme numérique se compose des étapes suivantes:

- Intégration des équations gouvernant l'écoulement des fluides sur tous les volumes de contrôle (finis) du domaine ;
- Discrétisation - conversion des équations intégrales obtenues en un système d'équations algébriques ; et
- Solution des équations algébriques à l'aide d'une méthode itérative.

Les codes CFD offrent des techniques de discrétisation qui sont adaptées au traitement des principaux phénomènes de transport, tels que la convection (transport dû à l'écoulement du fluide) et la diffusion (transport résultant des variations de  $\phi$  d'un point à un autre), ainsi que les termes source (liés à la création ou destruction de  $\phi$ ) et le taux de variation par rapport au temps. Comme les phénomènes physiques sous-jacents sont complexes et non linéaires, il est nécessaire d'utiliser une approche itérative. Les solutions les plus populaires sont celles du solveur ligne-par-ligne des équations algébriques, utilisant l'algorithme de la matrice tri-diagonale (**Thomas** [146]) et l'algorithme SIMPLE (**Patankar** [140]) permettant de garantir une bonne corrélation entre la pression et la vitesse. Les codes commerciaux peuvent également offrir à l'utilisateur la possibilité de choisir un ensemble de techniques plus récentes, telles que les méthodes itératives par points de Gauss-Seidel avec des accélérateurs du type multi-grille et les méthodes du gradient conjugué.

### III.2.3. Post-processeur

Comme dans le cas du prétraitement, un travail considérable a récemment été développé dans le domaine du post-traitement. En raison de la popularité croissante des stations de travail d'ingénierie, dont beaucoup ont des capacités graphiques exceptionnelles, on trouve que les principaux logiciels de la dynamique computationnelle des fluides (Computational fluid dynamics - CFD) sont maintenant équipés d'outils polyvalents pour la visualisation de données. Quelques-uns d'entre eux sont cités ci-dessous:

- Géométrie du domaine et visualisation du maillage ;

- Représentations vectorielles ;
- Tracé des courbes du contour de l'ombre portée et du contour linéaire ;
- Tracé de surfaces 2D et 3D ;
- Suivi des particules ;
- Visualisation de manipulations (translation, rotation, mise à l'échelle, etc.) ; et

En outre, des installations plus récentes disposent aussi d'une animation permettant un affichage dynamique des résultats. En plus des représentations graphiques, tous les codes donnent un résultat alphanumérique fidèle et disposent d'installations permettant l'exportation de données pour une manipulation supplémentaire à l'extérieur du code. Comme dans beaucoup d'autres domaines de l'ingénierie assistée par ordinateur (Computer-Aided Engineering - CAE), les capacités de sortie graphique des codes CFD ont profondément changé la communication d'idées au non spécialiste.

### III.3. Exigences de résolution

Les équations de Navier-Stokes sont composées d'équations différentielles partielles non linéaires qui dépendent d'un système d'équations complexes et compliquées. Les équations aux dérivées partielles, qui sont différentes pour certains cas spécifiques, ne peuvent pas être résolues à l'aide des outils mathématiques actuellement disponibles. Par conséquent, les équations de Navier-Stokes constituent un sérieux obstacle au monde physique. Un très petit nombre d'écoulements seulement nous offrent la possibilité de simplifier les équations gouvernantes de manière à obtenir une solution analytique. Par conséquent, dans la plupart des cas, il est préférable de résoudre les équations de Navier-Stokes numériquement. Les simulations numériques directes (Direct Numerical Simulations - DNS) et les simulations des grandes échelles (Large Eddy Simulations - LES) garantissent un niveau de fidélité élevé. Les simulations numériques effectuées à l'aide des solveurs Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) n'utilisent pas les approximations numériques qui sont-elles même affectées par les approximations physiques dans les modèles de turbulence (**Bredberg [153]**).

#### III.3.1. Simulation numérique directe (DNS)

Les simulations numériques directes (Direct Numerical Simulations - DNS) de la turbulence constituent l'approche la plus directe pour la solution des écoulements turbulents. Dans le cas des simulations numériques directes, les équations gouvernantes sont discrétisées directement et sont ensuite résolues numériquement. Si le maillage est suffisamment fin pour capturer les plus petites échelles du mouvement, alors il est possible d'obtenir une solution tridimensionnelle précise, qui dépend du temps, des équations gouvernantes, ne contenant aucune hypothèse de modélisation, et pour lesquelles les seules erreurs sont celles introduites lors de l'approximation numérique. La simulation numérique directe (DNS) permet de calculer et de visualiser toutes les grandeurs intéressantes, dont certaines sont difficiles ou impossibles à mesurer expérimentalement, et aussi d'étudier les relations

spatiales entre les variables d'écoulement (par exemple, la vorticité et la production d'énergie), afin d'avoir un aperçu détaillé sur la cinématique et la dynamique des tourbillons turbulents. Les simulations numériques directes (DNS) ont toujours été considérées comme un outil très utile pour l'étude de la physique des écoulements transitoires et turbulents; malheureusement, elles présentent certaines limites. Premièrement, des schémas d'ordre élevé et hautement précis sont souhaitables afin de limiter les erreurs de dispersion et de dissipation; ces schémas (les méthodes spectrales, par exemple) ont tendance à avoir peu de flexibilité dans la manipulation des géométries complexes et des conditions aux limites générales. Deuxièmement, pour résoudre toutes les échelles de mouvement, il est nécessaire d'avoir un nombre de points de maillage proportionnel à la puissance  $9/4$  du nombre de Reynolds  $Re$ , et le côté des calculs s'élève à  $Re^3$ . C'est pour cela que les simulations numériques directes (DNS) se sont limitées à des géométries simples à faibles nombres de Reynolds (au niveau des plaques, des écoulements homogènes). Son application aux problèmes d'ingénierie durant la prochaine décennie semble improbable (**Piomelli** [154]).

### III.3.2. Simulation des Grandes Echelles (Large Eddy Simulation - LES)

Une autre approche, appelée Simulation des Grandes Echelles (LES), a été proposée dès 1963 par **Smagorinsky** [155]. La simulation des grandes échelles (LES) n'utilise pas l'approche classique RANS   moyennage temporel ou moyennage d'ensemble avec des équations de transport modélisées qui sont résolues afin d'obtenir ce que l'on appelle les contraintes de Reynolds qui proviennent du processus de moyennage. Dans les Simulations des Grandes Echelles (LES), les mouvements à grande échelle des écoulements turbulents (grands tourbillons) peuvent être calculés directement et seuls les mouvements à petite échelle ( chelle sous mailles ou SGS) sont modélisés, ce qui entraîne une réduction significative du côté de calcul par comparaison avec les simulations numériques directes (DNS). La Simulation des Grandes Echelles (LES) est une approche de simulation qui est plus précise que l'approche RANS, car les grands tourbillons contiennent la plus grande partie de l'énergie turbulente ; ils sont aussi responsables de la plus grande partie du transfert de quantité de mouvement et du mélange turbulent. Ces tourbillons sont captés directement par la Simulation des Grandes Echelles (LES), alors qu'ils sont modélisés dans l'approche RANS. En outre, les petites échelles ont tendance à être plus isotropes et plus homogènes que les grandes, et par conséquent la modélisation des mouvements à l'aide du modèle des échelles de sous-maille (Sub-Grid Scale - SGS) devrait être plus facile que la modélisation de toutes les échelles au sein d'un même modèle, comme cela se passe dans l'approche RANS. Par conséquent, les simulations des grandes échelles (SGE) sont actuellement l'outil numérique le plus viable et le plus prometteur pour la simulation des écoulements turbulents/transitionnels réalistes (**Zhiyin** [156]).

## III.4. Méthode des volumes finis (ou Finite Volume Method - FVM)

### III.4.1. Introduction

La popularité de la méthode des volumes finis (**Ferziger et Peric [157]**; **Blazek [158]**; **Versteeg et Malalasekera [149]**) dans la dynamique computationnelle des fluides (Computational fluid dynamics - CFD) est due à la grande flexibilité qu'elle offre comme méthode de discrétisation. Bien qu'elle ait été précédée pendant plusieurs années par la méthode des différences finies (**Courant et al. [150]**; **Crank et Nicolson [151]**) et celle des éléments finis (**Clough [152]**), la méthode des volumes finis a joué un rôle particulièrement important dans la simulation des problèmes d'écoulement des fluides et des phénomènes de transport inhérents, à la suite du travail effectué par le groupe CFD à l'Imperial College, au début des années 70, sous la direction du professeur **Spalding [117]**), en collaboration avec d'autres chercheurs tels que **Patankar [159]**, **Gosman [160]**, et **Runchal [161,162]**, pour ne citer que ceux-là. La méthode des volumes finis doit sa flexibilité et sa popularité surtout au fait que la discrétisation est effectuée directement dans l'espace physique sans recourir à aucune transformation d'un système de coordonnées vers un autre. De plus, comme cette méthode utilise un arrangement co-localisé (**Rhie et Chow [163]**), elle peut être employée pour la résolution d'écoulements dans des géométries complexes. Ces développements ont permis d'élargir l'utilisation de la méthode des volumes finis pour inclure une large gamme d'applications tout en conservant la simplicité de sa formulation mathématique. Un autre aspect important de la méthode des volumes finis est que les valeurs numériques qu'elle donne représentent la physique et les principes de conservations telles que la propriété de l'intégrale des équations gouvernantes et les caractéristiques des termes qu'elle discrétise (**Moukalled et al. [164]**).

#### III.4.2. Description

La méthode des volumes finis est une technique numérique qui permet de transformer les équations aux dérivées partielles représentant les lois de conservation sur des volumes différentiels en équations algébriques discrètes sur des volumes finis (ou des éléments, cellules ou volumes de contrôle). Comme pour la méthode des différences finies ou la méthode des éléments finis, la première étape du processus de résolution est la discrétisation du domaine géométrique qui, dans la méthode des volumes finis, est discrétisé en éléments non chevauchants ou en volumes finis. Les équations aux dérivées partielles sont ensuite discrétisées/transformées en équations algébriques en les intégrant sur chaque élément discret. Ensuite, le système d'équations algébriques obtenu est résolu afin de pouvoir calculer les valeurs de la variable dépendante pour chacun des éléments.

Dans la méthode des volumes finis, certains termes de l'équation de conservation sont transformés en 'flux de face' et sont évalués sur les faces des volumes finis. Comme le flux entrant dans un volume donné est identique à celui qui sort du volume adjacent, alors on peut dire que la méthode des volumes finis est parfaitement conservatrice. La méthode des volumes finis est la plus utilisée dans la dynamique computationnelle des fluides (CFD) à cause de sa propriété de conservation. Une autre caractéristique importante de la méthode des volumes finis est qu'elle peut être développée dans l'espace physique sur des maillages polygonaux non structurés. Enfin, dans la

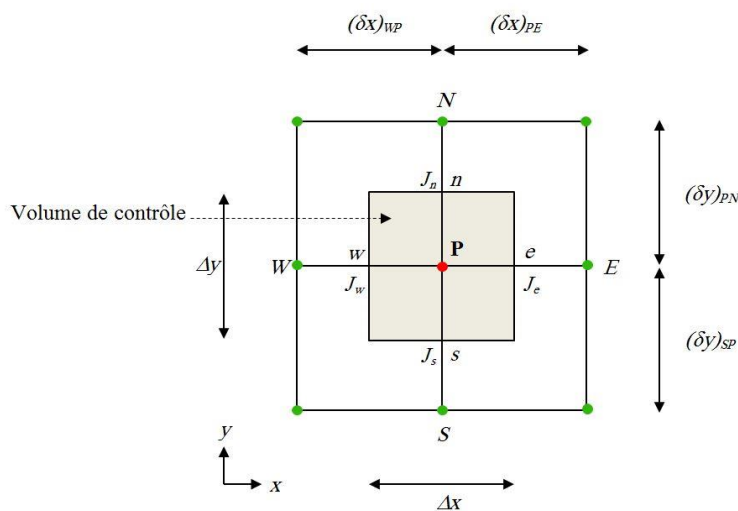


méthode des volumes finis, il est assez facile d'appliquer différentes conditions aux limites d'une manière non invasive puisque les variables inconnues sont évaluées aux centroïdes des éléments de volume, et non pas sur leurs surfaces de délimitation.

Ces attributs ont fait de la méthode des volumes finis une méthode tout à fait adéquate pour la simulation numérique de diverses applications telles que l'écoulement des fluides et le transfert de chaleur et de masse. Les progrès enregistrés dans cette méthode sont étroitement liés à ceux effectués dans la dynamique computationnelle des fluides (CFD). Initialement, l'utilisation de la méthode des volumes finis était limitée à la résolution de problèmes simples de la physique et de la géométrie sur des grilles structurées. Aujourd'hui, cette méthode nous permet de traiter toutes sortes de problèmes physiques et d'applications complexes (Moukalled et al. [164]).

### III.4.3. Définition des volumes de contrôle

La **Figure III.1.** montre un exemple d'un volume de contrôle ( $\Delta V = \Delta x.\Delta y.l$ ) avec à son centre un nœud 'P', communément appelé nœud principal. Ce volume de contrôle est limité par les faces  $n$ ,  $s$ ,  $e$  et  $w$  qui correspondent aux faces des volumes de contrôle appartenant aux nœuds voisins  $N$ ,  $S$ ,  $E$  et  $W$ , respectivement. Les grandeurs scalaires, telles que la pression  $P$  et la température  $T$ , sont évaluées au niveau des nœuds du maillage principal; par contre, les grandeurs vectorielles, telles que les vitesses axiale  $u$  et radiale  $v$ , sont calculées sur les faces des volumes de contrôle du maillage principal (aux faces  $s$  et  $n$  pour la vitesse axiale, et aux faces  $w$  et  $e$  pour la vitesse radiale). Les vitesses axiales sont estimées à la même position radiale et le décalage correspondant est axial. De la même manière, les points de calcul des vitesses radiales ne peuvent être décalés que suivant la direction radiale. Une telle structure est nécessaire afin d'éviter toute solution physiquement irréaliste (Saim [165]).



**Figure III.1 :** Volume de contrôle caractéristique pour un cas 2D [140].

### III.5. Équation de transport générale

L'équation de conservation pour une variable scalaire  $\phi$  peut être exprimée comme [140]:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}}_I + \underbrace{\text{div}(\rho u \phi)}_{II} = \underbrace{\text{div}(\Gamma_\phi \text{grad} \phi)}_{III} + \underbrace{S_\phi}_{IV} \quad (\text{III.6.1})$$

Où :

*I.* représente le terme transitoire; *II.* est le terme de transport par convection de  $\phi$ ; *III.* le terme diffusion de  $\phi$ ; et *IV.* le terme source.

L'équation ci-dessus en régime permanent peut être obtenue en supprimant le terme transitoire; elle est donnée par:

$$\text{div}(\rho u \phi) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad} \phi) + S_\phi \quad (\text{III.6.2})$$

Sous sa forme bidimensionnelle, l'équation (III.6.2) s'écrit comme (Yang et Hwang [57]):

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right] + S_\phi \quad (\text{III.6.3})$$

où  $\phi$  est une variable qui sert à représenter des quantités telles que les composantes de la vitesse,  $u$  et  $v$ , l'énergie cinétique turbulente  $k$  ou le taux de dissipation d'énergie turbulente  $\varepsilon$ , et la température  $T$ . Cependant, le coefficient de diffusion  $\Gamma_\phi$  et le terme source  $S_\phi$  ont des valeurs spécifiques pour les différentes équations de conservation pour le cas du modèle de turbulence  $k$ - $\varepsilon$  standard.

*Équation de continuité*

$$\phi = 1 \quad (\text{III.6.4a})$$

$$\Gamma_\phi = 0 \quad (\text{III.6.4b})$$

$$S_\phi = 0 \quad (\text{III.6.4c})$$

*Équation de la quantité de mouvement dans la direction des  $x$*

$$\phi = u \quad (\text{III.6.5a})$$

$$\Gamma_\phi = \mu_e \quad (\text{III.6.5b})$$

$$S_\phi = \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_e \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu_e \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \quad (\text{III.6.5c})$$

*Équation de la quantité de mouvement dans la direction des  $y$*

$$\phi = v \quad (\text{III.6.6a})$$

$$\Gamma_\phi = \mu_e \quad (\text{III.6.6b})$$

$$S_\phi = \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_e \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu_e \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \quad \text{III.6.6c}$$

Equation de l'énergie

$$\phi = T \quad \text{III.6.7a}$$

$$\Gamma_\phi = \frac{\mu_e}{\sigma_T} \quad \text{III.6.7b}$$

$$S_\phi = 0 \quad \text{III.6.7c}$$

Équation d'énergie cinétique turbulente ( $k$ )

$$\phi = k \quad \text{III.6.8a}$$

$$\Gamma_\phi = \mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad \text{III.6.8b}$$

$$S_\phi = -\rho\varepsilon + G_k \quad \text{III.6.8c}$$

Equation du taux de dissipation d'énergie turbulente ( $\varepsilon$ )

$$\phi = \varepsilon \quad \text{III.6.9a}$$

$$\Gamma_\phi = \mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad \text{III.6.9b}$$

$$S_\phi = \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} G_k - C_{2\varepsilon} \rho\varepsilon) \quad \text{III.6.9c}$$

où:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_l + \mu_t \quad \text{III.6.10}$$

et  $G_k$  est le taux de production d'énergie cinétique due au transfert d'énergie de l'écoulement moyen en turbulence; il est donné par:

$$G_k = \mu_t \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad \text{III.6.11}$$

Les constantes empiriques du modèle  $k$ - $\varepsilon$  standard (**Launder et Spalding [129]**) sont déterminées selon la littérature, voir **Chapitre II (Section II.1.2.2.2)**.

### III.6. Détails de la dérivation

L'équation (III.6.3) peut être écrite sous sa forme bidimensionnelle (**Patankar [140]**) comme:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = S_\phi \quad (\text{III.7.1})$$

où  $J_x$  et  $J_y$  représentent les flux de convection et de diffusion, et sont définis par:

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (\text{III.7.2a})$$

et

$$J_y = \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (\text{III.7.2b})$$

où  $u$  et  $v$  désignent les composantes de la vitesse dans les directions  $x$  et  $y$ . L'intégration de l'Eq. (III.7.1) sur le volume de contrôle montré dans la **Figure III.1**, donne:

$$J_e - J_w + J_n - J_s = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.7.3})$$

où

$$S_\phi = S_c + S_p \phi_p \quad (\text{III.7.4})$$

où les grandeurs  $S_c$  et  $S_p$  peuvent être fonction ou pas des variables indépendantes du problème. En outre, les grandeurs  $J_e$ ,  $J_w$ ,  $J_n$ , et  $J_s$  représentent les flux totaux intégrés sur les faces du volume de contrôle. Ainsi,  $J_e$  est donné par  $\int J_x dy$  sur l'interface  $e$ , et ainsi de suite. D'une manière similaire, l'équation de continuité Eq. (III.6.4) peut être intégrée sur le volume de contrôle pour donner:

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (\text{III.7.5})$$

où  $F_e$ ,  $F_w$ ,  $F_n$ , et  $F_s$  sont les débits massiques à travers les faces du volume de contrôle. Si on suppose que  $\rho u$  au point  $e$  prévaut sur toute l'interface  $e$ , alors:

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y \quad (\text{III.7.6a})$$

De la même manière, on a:

$$F_w = (\rho u)_w \Delta y \quad (\text{III.7.6b})$$

$$F_n = (\rho u)_n \Delta x \quad (\text{III.7.6c})$$

$$F_s = (\rho u)_s \Delta x \quad (\text{III.7.6d})$$

Maintenant, si on multiplie l'équation (III.7.5) par  $\phi_p$  et puis on la soustrait de l'équation (III.7.3), on obtient:

$$(J_e - F_e \phi_p) - (J_w - F_w \phi_p) + (J_n - F_n \phi_p) - (J_s - F_s \phi_p) = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.7.7})$$

avec

$$J_e - F_e \phi_P = a_E (\phi_P - \phi_E) \quad (\text{III.7.8a})$$

$$J_w - F_w \phi_P = a_w (\phi_w - \phi_P) \quad (\text{III.7.8b})$$

où  $D_e$  et  $D_w$ , comme  $F_e$  et  $F_w$ , contiennent la surface  $\Delta y$  des faces  $e$  et  $w$ . Des expressions semblables pour  $J_n - F_n \phi_P$  et  $J_s - F_s \phi_P$  nous permettent d'écrire la forme finale de l'équation discrétisée. Compte tenu de la nature des expressions dans les Eqs. (III.7.8), la règle de la somme des coefficients voisins peut facilement être satisfaite.

### III. 7. Equations de discrétisation finales

L'équation de discrétisation bidimensionnelle (**Patankar [140]**) peut s'écrire comme:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (\text{III.8.1})$$

où:

$$b = S_C \Delta x \Delta y \quad (\text{III.8.2a})$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y \quad (\text{III.8.2b})$$

Les débits  $F_e$ ,  $F_w$ ,  $F_n$ , et  $F_s$  sont définis dans les Equations (III.7.6). Les conductances correspondantes sont données par :

$$D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e} \quad (\text{III.8.3a})$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{(\delta x)_w} \quad (\text{III.8.3b})$$

$$D_n = \frac{\Gamma_n \Delta y}{(\delta x)_n} \quad (\text{III.8.3c})$$

$$D_s = \frac{\Gamma_s \Delta y}{(\delta x)_s} \quad (\text{III.8.3d})$$

Les nombres de Péclet sont:

$$P_e = \frac{F_e}{D_e} \quad (\text{III.8.4a})$$

$$P_w = \frac{F_w}{D_w} \quad (\text{III.8.4b})$$

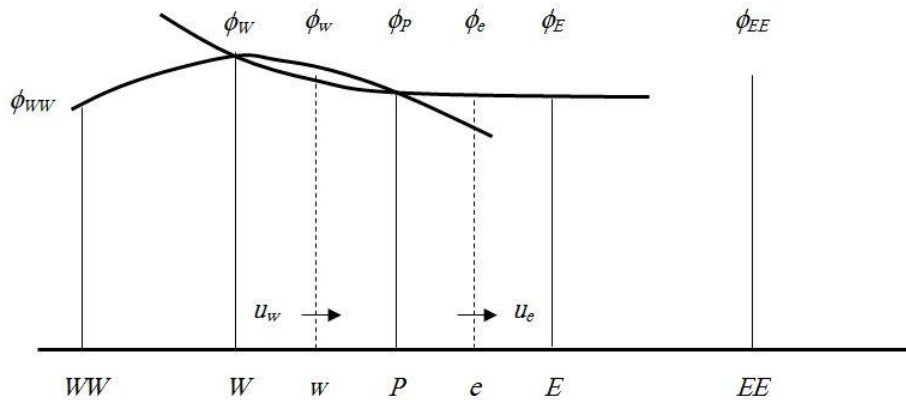
$$P_n = \frac{F_n}{D_n} \tag{III.8.4c}$$

$$P_s = \frac{F_s}{D_s} \tag{III.8.4d}$$

Les coefficients voisins  $a_E$ ,  $a_W$ ,  $a_N$ , et  $a_S$  correspondent à l'influence de la convection et de la diffusion sur les quatre faces du volume de contrôle, en fonction du débit  $F$  et de la conductance  $D$ .

### III.8.Technique d'interpolation QUICK

**Leonard** [166] a été le premier à développer la méthode QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics). Cette méthode consiste à faire une interpolation sur la valeur de la variable dépendante, à chaque face de l'élément, en utilisant un polynôme quadratique polarisé vers la direction amont, tel que montré sur la **Figure III.2**. La valeur interpolée est utilisée pour le calcul du terme convectif dans les équations gouvernantes de la variable dépendante (**Versteeg et Malalasekera** [148,149]).



**Figure III.2:** Profils quadratiques utilisés dans le diagramme QUICK [148,149].

La valeur nominale de  $\phi$  est obtenue à l'aide d'une fonction quadratique passant par deux noeuds de bracketing (de chaque côté de la face) et un noeud sur le côté amont. Par exemple, lorsque  $u_w > 0$  et  $u_e > 0$ , un ajustement quadratique est effectué à travers  $WW$ ,  $W$  et  $P$  afin d'évaluer  $\phi_w$ , et un deuxième ajustement quadratique est fait à travers  $W$ ,  $P$  et  $E$  pour calculer  $\phi_e$ . Pour  $u_w < 0$  et  $u_e < 0$ , les valeurs de  $\phi$  en  $W$ ,  $P$  and  $E$  sont utilisées pour  $\phi_w$ , et les valeurs en  $P$ ,  $E$  et  $EE$  pour  $\phi_e$ . On peut montrer que pour un maillage uniforme, la valeur de  $\phi$  sur la face de la cellule entre deux noeuds de bracketing  $i$  et  $i-1$  et le noeud amont  $i-2$  est donnée par la formule ci-dessous:

$$\phi_{face} = \frac{6}{8}\phi_{i-1} + \frac{3}{8}\phi_i - \frac{1}{8}\phi_{i-2} \tag{III.9.1}$$

Lorsque  $u_w > 0$ , les nœuds de bracketing pour la face ouest  $w$  sont  $W$  et  $P$ , le nœud amont est  $WW$  (**Figure III.2**), et:

$$\phi_w = \frac{6}{8}\phi_W + \frac{3}{8}\phi_P - \frac{1}{8}\phi_{WW} \quad (\text{III.9.2})$$

Lorsque  $u_e > 0$ , les nœuds de bracketing pour la face est  $e$  sont  $P$  et  $E$ , le nœud amont est  $W$  (**Figure III.2**), et donc:

$$\phi_e = \frac{6}{8}\phi_P + \frac{3}{8}\phi_E - \frac{1}{8}\phi_W \quad (\text{III.9.3}).$$

Le schéma QUICK pour les problèmes de convection-diffusion unidimensionnels peut être représenté comme suit:

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E + a_{WW}\phi_{WW} + a_{EE}\phi_{EE} \quad (\text{III.9.4})$$

avec un coefficient principal:

$$a_P = a_W + a_E + a_{WW} + (F_e - F_w) \quad (\text{III.9.5})$$

et des coefficients secondaires:

$$a_W = D_w + \frac{6}{8}\alpha_w F_w + \frac{1}{8}\alpha_e F_e + \frac{3}{8}(1 - \alpha_w)F_w \quad (\text{III.9.6a})$$

$$a_{WW} = -\frac{1}{8}\alpha_w F_w \quad (\text{III.9.6b})$$

$$a_E = D_e - \frac{3}{8}\alpha_e F_e - \frac{6}{8}(1 - \alpha_e)F_e - \frac{1}{8}(1 - \alpha_w)F_w \quad (\text{III.9.6c})$$

$$a_{EE} = \frac{1}{8}(1 - \alpha_e)F_e \quad (\text{III.9.6d})$$

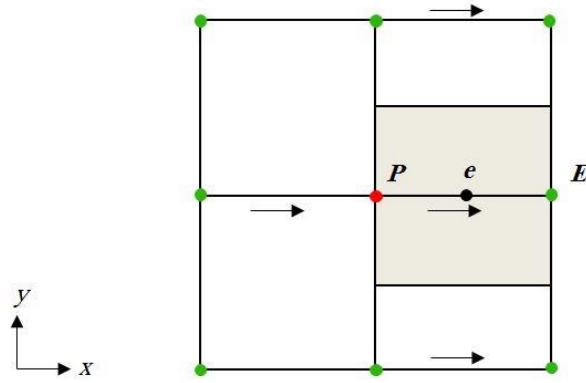
avec:

$$\alpha_w = 1 \text{ pour } F_w > 0 \text{ et } \alpha_e = 1 \text{ pour } F_e > 0 \quad (\text{III.9.10a})$$

$$\alpha_w = 0 \text{ pour } F_w < 0 \text{ et } \alpha_e = 0 \text{ pour } F_e < 0 \quad (\text{III.9.10b})$$

### III.9. Algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse

L'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) est un acronyme pour Méthode Semi-implicite pour les Equations Liées à la Pression. Il a été initialement développé par **Patankar et Spalding** [167] essentiellement pour le calcul de la pression sur l'arrangement du maillage décalé présenté ci-dessous (**Patankar** [140]).



**Figure III.3:** Volume de contrôle pour l'équation de la quantité de mouvement suivant l'axe  $x$  [140].

Un volume de contrôle décalé pour l'équation de la quantité de mouvement suivant l'axe  $x$  est présenté ci-dessus, sur la **Figure III.3**. Si nous nous intéressons seulement aux emplacements de  $u$ , ce volume de contrôle nous paraît tout à fait ordinaire. Ses faces se trouvent entre le point  $e$  et les emplacements correspondants pour les points voisins de  $u$ . Ainsi, le volume de contrôle se trouve décalé par rapport au volume de contrôle normal autour du point principal  $P$  du maillage. Le décalage se produit uniquement dans la direction  $x$ , de sorte que les faces perpendiculaires à cette direction passent par les points principaux  $P$  et  $E$  du maillage. Une telle disposition permet d'aboutir à l'un des principaux avantages du maillage décalé, puisque la différence  $P_p - P_E$  peut servir à calculer la force de pression agissant sur le volume de contrôle pour la vitesse  $u$ . Ainsi, l'équation de discrétisation qui en découle pour  $u_e$  (**Patankar** [140]), peut s'écrire comme:

$$a_e u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + b + (P_p - P_E) A_e \tag{III.10.1a}$$

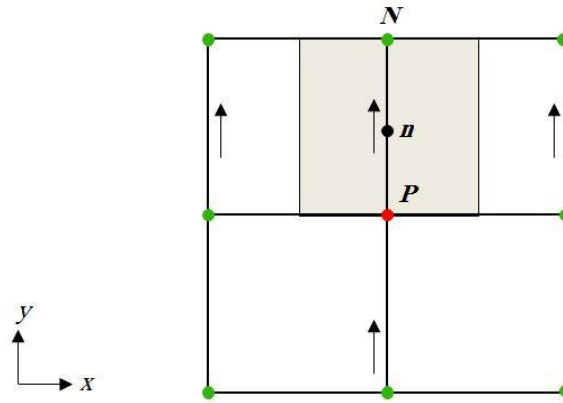
Les coefficients  $a_{nb}$  représentent l'influence de la combinaison convection/diffusion sur les faces du volume de contrôle. Le terme  $(P_p - P_E) A_e$  désigne la force de pression agissant sur le volume de contrôle  $u$ ,  $A_e$  est la surface sur laquelle s'applique la différence de pression. Dans le cas bi-dimensionnel,  $A_e$  est égal à  $\Delta y \times 1$ .

Le volume de contrôle pour l'équation de la quantité de mouvement dans la direction des  $y$  est illustré dans la **Figure III.4**; ce volume se trouve décalé dans la direction  $y$ . D'une manière similaire, l'équation de discrétisation pour  $v_n$  (**Patankar** [140]) se présente sous la forme:

$$a_n v_n = \sum a_{nb} v_{nb} + b + (P_p - P_N) A_n \tag{III.10.1b}$$

où  $(P_p - P_N) A_n$  est la force de pression agissant sur le volume de contrôle  $v$ .





**Figure III.4:** Volume de contrôle pour l'équation de la quantité de mouvement dans la direction des y [140].

La résolution des équations de quantité de mouvement n'est possible que lorsque le champ de pression est exactement ou bien approximativement connu. Le champ de vitesse résultant ne peut pas satisfaire l'équation de continuité, sauf si le champ de pression exact est utilisé. Un tel champ de vitesse imparfait, basé sur un champ de pression approximativement estimé  $P^*$ , est noté  $u^*, v^*$ . Ce champ de vitesse  $u^*, v^*$  doit découler de la résolution des équations de discrétisation suivantes (**Patankar** [140]):

$$a_e u_e^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + b + (P_p^* - P_E^*) A_e \tag{III.10.2a}$$

$$a_n v_n^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + b + (P_p^* - P_N^*) A_n \tag{III.10.2b}$$

Dans ces équations, on a assigné aux composantes de la vitesse et de la pression le signe (\*) en exposant. On considère que la pression exacte  $P$ , est donnée par:

$$P = P^* + P' \tag{III.10.3}$$

où  $P'$  est la correction de pression. De la même manière, les corrections de vitesse correspondantes  $u', v'$  sont introduites comme suit:

$$u = u^* + u' \tag{III.10.4b}$$

$$v = v^* + v' \tag{III.10.4c}$$

Si on soustrait l'équation (III.10.2a) de l'équation (III.10.1a), on obtient:

$$a_e u_e' = \sum a_{nb} u_{nb}' + (P_p' - P_E') A_e \tag{III.10.5}$$

Ici, nous avons décidé de carrément laisser tomber le terme  $\sum a_{nb} u_{nb}'$  de l'équation. Ceci donne:

$$a_e u_e' = (P_p' + P_E') A_e \tag{III.10.6}$$

ou bien

$$u'_e = d_e(P'_P + P'_E) \quad (\text{III.10.7})$$

avec

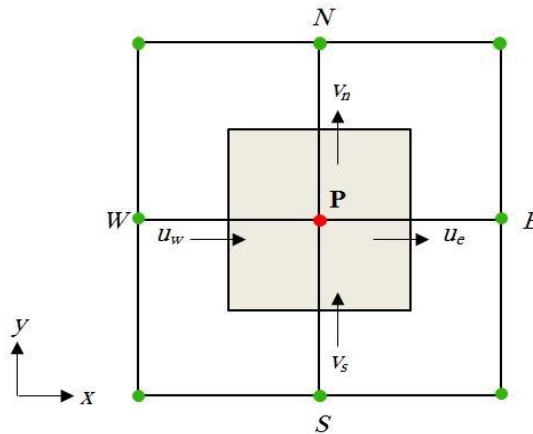
$$d_e \equiv \frac{A_e}{a_e} \quad (\text{III.10.8})$$

On appelle l'équation (III.10.7) la formule de correction de la vitesse; elle peut aussi s'écrire comme:

$$u_e = u_e^* + d_e(P'_P - P'_E) \quad (\text{III.10.9a})$$

Ceci indique comment la vitesse étoilée doit être corrigée suite aux corrections de la pression pour obtenir  $u_e$ . De la même manière, les formules de correction pour la composante de la vitesse dans la direction  $y$  peuvent être écrites ainsi:

$$v_n = v_n^* + d_n(P'_P - P'_N) \quad (\text{III.10.9b})$$



**Figure III.5:** Volume de contrôle pour l'équation de continuité [140].

### III.10. Equation de correction de pression

L'équation de continuité est donnée par (Patankar [140]):

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.11.1})$$

Nous allons l'intégrer sur le volume de contrôle ombré qui est illustré sur Figure.III.5. Après intégration, l'équation (III.11.1) devient alors:

$$[(\rho u)_e - (\rho u)_w] \Delta y + [(\rho v)_n - (\rho v)_s] \Delta x = 0 \quad (\text{III.11.2})$$

Maintenant, après substitution de toutes les composantes de la vitesse par les expressions des formules de correction de la vitesse (Eq. III.10.9), nous obtenons, après réarrangement, l'équation de discrétisation suivante pour  $P'$ :

$$a_p P'_p = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (\text{III.11.3})$$

où

$$a_E = \rho_e d_e \Delta y \quad (\text{III.11.4a})$$

$$a_W = \rho_w d_w \Delta y \quad (\text{III.11.4b})$$

$$a_N = \rho_n d_n \Delta x \quad (\text{III.11.4c})$$

$$a_S = \rho_s d_s \Delta x \quad (\text{III.11.4d})$$

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (\text{III.11.4e})$$

et

$$b = \left( (\rho u^*)_w - (\rho u^*)_e \right) \Delta y + \left( (\rho v^*)_s - (\rho v^*)_n \right) \Delta x \quad (\text{III.11.4f})$$

Les opérations importantes, dans l'ordre de leur exécution, sont:

- Devinez le champ de pression  $P^*$  ;
- Résoudre les équations de quantité de mouvement, telles que les équations III.10.2 (a et b), pour obtenir  $u^*$  et  $v^*$  ;
- Résoudre l'équation en  $P'$  ;
- Calculez  $P$  à l'aide de l'équation (III.10.3) en additionnant  $P'$  à  $P^*$  ;
- Calculez  $u$  et  $v$  à partir de leurs valeurs étoilées en utilisant les formules de correction de la vitesse (III.10.9) ;
- Résoudre l'équation de discrétisation pour d'autres  $\phi$  (telles que la température et les grandeurs relatives à la turbulence) si elles ont un impact sur le champ d'écoulement à travers les propriétés du fluide, les termes source, etc. (si un certain  $\phi$  n'a pas d'influence sur le champ d'écoulement, alors il est préférable de le calculer après qu'une solution convergée pour le champ d'écoulement ait été trouvée); et
- Considérer la pression corrigée  $P$  comme une nouvelle pression calculée  $P^*$ , revenir à l'étape 2 et répéter toute la procédure jusqu'à obtenir une solution convergente.

### III.11. Solution des équations discrétisées

Les méthodes itératives de **Jacobi** et **Gauss-Seidel** sont faciles à implémenter dans des programmes informatiques simples, mais elles peuvent avoir une convergence lente dans le cas d'un système avec un grand nombre d'équations. Par conséquent, ces méthodes ne conviennent pas pour les

processus généraux de la dynamique computationnelle des fluides (CFD). **Thomas** [146] a développé une technique qui permet de résoudre rapidement des systèmes tri-diagonaux. Cette technique est maintenant appelée l'algorithme de Thomas ou l'algorithme de la matrice tri-diagonale (Tri-Diagonal Matrix Algorithm - TDMA). En réalité, la technique TDMA est une méthode directe pour les situations unidimensionnelles, mais elle peut être appliquée itérativement, ligne-par-ligne, pour résoudre des problèmes multidimensionnels; elle est beaucoup utilisée dans les programmes de la dynamique computationnelle des fluides. Elle est peu coûteuse et a l'avantage de nécessiter un minimum de stockage. Considérons un système d'équations de forme tridimensionnelle (**Versteeg et Malalasekera** [149]) :

$$\phi_1 = C_1 \quad (\text{III.12.1a})$$

$$-\beta_2\phi_1 + D_2\phi_2 - \alpha_2\phi_3 = C_2 \quad (\text{III.12.1b})$$

$$-\beta_3\phi_2 + D_3\phi_3 - \alpha_3\phi_4 = C_3 \quad (\text{III.12.1c})$$

$$-\beta_4\phi_3 + D_4\phi_4 - \alpha_4\phi_5 = C_4 \quad (\text{III.12.1d})$$

$$\begin{matrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ -\beta_n\phi_{n-1} + D_n\phi_n - \alpha_n\phi_{n+1} \end{matrix} = \begin{matrix} \cdot \\ C_n \end{matrix} \quad (\text{III.12.1n})$$

$$\phi_{n+1} = C_{n+1} \quad (\text{III.12.1n+1})$$

Dans le système d'équations ci-dessus,  $\phi_1$  et  $\phi_{n+1}$  sont des valeurs limites données. La forme générale de toute équation est donnée par:

$$-\beta_j\phi_{j-1} + D_j\phi_j - \alpha_j\phi_{j+1} = C_j \quad (\text{III.12.2})$$

Les équations (III.12.1b-n) du système ci-dessus peuvent être réécrites comme:

$$\phi_2 = \frac{\alpha_2}{D_2}\phi_3 + \frac{\beta_2}{D_2}\phi_1 + \frac{C_2}{D_2} \quad (\text{III.12.3a})$$

$$\phi_3 = \frac{\alpha_3}{D_3}\phi_4 + \frac{\beta_3}{D_3}\phi_2 + \frac{C_3}{D_3} \quad (\text{III.12.3b})$$

$$\phi_4 = \frac{\alpha_4}{D_4}\phi_5 + \frac{\beta_4}{D_4}\phi_3 + \frac{C_4}{D_4} \quad (\text{III.12.3c})$$

$$\begin{matrix} \cdot \\ \cdot \end{matrix}$$

$$\phi_n = \frac{\alpha_n}{D_n}\phi_{n+1} + \frac{\beta_n}{D_n}\phi_{n-1} + \frac{C_n}{D_n} \quad (\text{III.12.3n-1})$$

Ces équations peuvent être résolues par élimination directe et substitution inverse. L'opération d'élimination directe commence par supprimer  $\phi_2$  de l'équation (III.12.3b) et ensuite par substitution dans l'équation (III.12.3a) ; ce qui donne:

$$\phi_3 = \left( \frac{\alpha_3}{D_3 - \beta_3 \frac{\alpha_2}{D_2}} \right) \phi_4 + \left( \frac{\beta_3 \left( \frac{\beta_2}{D_2} \phi_1 + \frac{C_2}{D_2} \right) + C_3}{D_3 - \beta_3 \frac{\alpha_2}{D_2}} \right) \quad (\text{III.12.4a})$$

si on utilise la notation

$$A_2 = \frac{\alpha_2}{D_2} \quad \text{et} \quad C'_2 = \frac{\beta_2}{D_2} \phi_1 + \frac{C_2}{D_2} \quad (\text{III.12.4b})$$

Alors l'équation (III.12.4a) peut être écrite comme :

$$\phi_3 = \left( \frac{\alpha_3}{D_3 - \beta_3 A_2} \right) \phi_4 + \left( \frac{\beta_3 C'_2 + C_3}{D_3 - \beta_3 A_2} \right) \quad (\text{III.12.4c})$$

si on pose:

$$A_3 = \frac{\alpha_3}{D_3 - \beta_3 A_2} \quad \text{et} \quad C'_3 = \frac{\beta_3 C'_2 + C_3}{D_3 - \beta_3 A_2}$$

Alors l'équation (III.12.4c) peut être écrite sous la forme suivante:

$$\phi_3 = A_3 \phi_4 + C'_3 \quad (\text{III.12.5})$$

Maintenant la formule (III.12.5) peut être utilisée pour éliminer  $\phi_3$  de l'équation (III.12.3c) et la procédure peut être répétée jusqu'à la dernière équation du système. C'est le processus d'élimination directe. Pour la substitution inverse, on utilise la forme générale de la relation de récurrence (III.12.5):

$$\phi_j = A_j \phi_{j+1} + C'_j \quad (\text{III.12.6a})$$

où

$$A_j = \frac{\alpha_j}{D_j - \beta_j A_{j-1}} \quad (\text{III.12.6b})$$

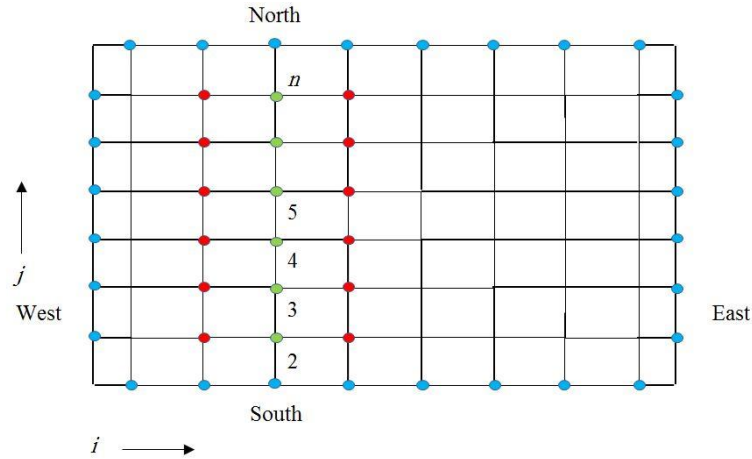
$$C'_j = \frac{\beta_j C'_{j-1} + C_j}{D_j - \beta_j A_{j-1}} \quad (\text{III.12.6c})$$

Les formules peuvent être appliquées aux points limites  $j = 1$  et  $j = n + 1$  en fixant les valeurs suivantes pour  $A$  et  $C'$ :

$$A_1 = 0 \quad \text{et} \quad C'_1 = \phi_1$$

$$A_{n+1} = 0 \quad \text{et} \quad C'_{n+1} = \phi_{n+1}$$

Pour résoudre un système d'équations, on commence d'abord par le mettre sous la forme de l'Equation (III.12.2), et ensuite on détermine  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$ ,  $D_j$ , et  $C_j$ . Les valeurs de  $A_j$  et  $C'_j$  sont ensuite calculées en partant de  $j = 2$  pour aller jusqu'à  $j = n$ , en utilisant les équations (III.12.6b-c). Puisque la valeur de  $\phi$  est connue à la position limite ( $n + 1$ ), alors les valeurs de  $\phi_j$  peuvent être obtenues dans l'ordre inverse ( $\phi_n, \phi_{n-1}, \phi_{n-2}, \dots, \phi_2$ ) en utilisant la formule de récurrence ( III.12.6a). La méthode est simple et facile à insérer dans les programmes de la dynamique computationnelle des fluides (CFD) (Versteeg et Malalasekera [149]).



- Points auxquels les valeurs sont calculées
- Points auxquels les valeurs sont considérées comme temporairement connues
- Valeurs limites connues

**Figure III.6:** Application ligne par ligne de la technique TDMA [149].

La technique TDMA peut être appliquée de manière itérative pour la résolution d'un système d'équations pour des problèmes bidimensionnels. Considérons le maillage de la **Figure III.6**, et une équation de transport discrétisée bidimensionnelle générale de la forme

$$a_p \phi_p = a_w \phi_w + a_e \phi_e + a_s \phi_s + a_n \phi_n + b \tag{III.12.7}$$

Pour résoudre le système, la technique TDMA est appliquée le long des lignes choisies, telle que par exemple la ligne nord-sud ou ( $n-s$ ). L'équation de discrétisation est réécrite sous la forme:

$$-a_s \phi_s + a_p \phi_p - a_n \phi_n = a_w \phi_w + a_e \phi_e + b \tag{III.12.8}$$

Le premier membre de l'équation (III.12.8) est supposé être connu temporairement. L'équation (III.12.8) est de la même forme que l'équation (III.12.2), avec:

$$\alpha_j \equiv a_n, \quad \beta_j \equiv a_s, \quad D_j \equiv a_p \quad \text{et} \quad C_j \equiv a_w \phi_w + a_e \phi_e + b.$$

Maintenant, il est possible de poursuivre la résolution le long de la direction  $n-s$  de la ligne choisie pour les valeurs  $j = 2, 3, 4, \dots, n$  comme le montre la **Figure III.6**.

Le calcul est ensuite déplacé vers la ligne nord-sud ( $n-s$ ) suivante. La séquence suivant laquelle les lignes sont déplacées est appelée 'Sens du balayage'. Si le balayage est effectué de l'ouest vers l'est, les valeurs de  $\phi_w$  à l'ouest d'un point  $P$  peuvent être connues à partir des calculs de la ligne précédente. Cependant, les valeurs de  $\phi_E$  à l'est sont inconnues, et par conséquent le processus de résolution doit être itératif. A chaque cycle itératif,  $\phi_E$  est considéré comme ayant la valeur qu'il avait à la fin de l'itération précédente ou bien une valeur initiale donnée (par exemple zéro) dans la première itération. La procédure de calcul ligne par ligne est répétée plusieurs fois jusqu'à obtention d'une solution convergée [149].

### III.12. Sur-relaxation et sous-relaxation

Dans la solution itérative des équations algébriques ou bien dans le schéma itératif global utilisé pour étudier la non-linéarité, il est souvent souhaitable d'accélérer ou de ralentir les changements, d'une itération à une autre, dans les valeurs de la variable dépendante. Ce processus est connu sous le nom de surrelaxation ou sous-relaxation, selon que les changements des variables soient accélérés ou ralentis. La surrelaxation est souvent utilisée en combinaison avec la méthode de Gauss-Seidel; le schéma qui en résulte est appelé sur-relaxation successive (Successive Over-Relaxation - SOR). L'utilisation de la surrelaxation est moins courante avec la méthode ligne par ligne. Par contre, la sous-relaxation est une technique très usitée dans les problèmes non linéaires. Elle est souvent employée pour éviter la divergence dans la solution itérative d'équations fortement non linéaires. La surrelaxation ou la sous-relaxation peuvent être introduites de plusieurs manières. Certaines procédures seront décrites plus bas. L'équation de discrétisation générale (**Patankar** [140]) va être utilisée; elle est de la forme:

$$a_p \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (\text{III.13.1})$$

En outre,  $\phi_p^*$  est pris comme étant égal à la valeur  $\phi_p$  dans l'itération précédente.

#### III.12.1. Utilisation d'un facteur de relaxation

L'équation (III.13.1) peut s'écrire sous la forme (**Patankar** [140]):

$$\phi_p = \frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} \quad (\text{III.13.2})$$

On ajoute  $\phi_p^*$  au deuxième membre de l'équation et ensuite on le soustrait; ceci donne:

$$\phi_p = \phi_p^* + \left( \frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \quad (\text{III.13.3})$$

où l'expression entre parenthèses représente le changement produit dans  $\phi_p$  par l'itération en cours. Ce changement peut être modifié en introduisant un facteur de relaxation  $\alpha$ , de sorte que:

$$\phi_p = \phi_p^* + \alpha \left( \frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \quad (\text{III.13.4a})$$

Ou bien

$$\frac{a_p}{\alpha} \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b + (1 - \alpha) \frac{a_p}{\alpha} \phi_p^* \quad (\text{III.13.4b})$$

Il est important de noter que, dans un premier temps, lorsque les itérations convergent, c'est-à-dire  $\phi_p$  devient égal à  $\phi_p^*$ , l'équation (III.13.4a) implique que les valeurs convergentes de  $\phi$  satisfont l'équation (III.13.1) initiale. Naturellement, tout programme de relaxation doit posséder une telle propriété, et la solution convergente finale, bien qu'obtenue par l'utilisation de facteurs de relaxation arbitraires ou de méthodes similaires, doit aussi satisfaire l'équation de discrétisation initiale.

Lorsque le facteur de relaxation  $\alpha$  dans les équations (III.13.4) est compris entre 0 et 1, il a un effet de sous-relaxation, et les valeurs de  $\phi_p$  restent proches de  $\phi_p^*$ . Lorsque  $\alpha$  est très petit mais supérieur à 1, une surrelaxation se produit. Il n'y a pas de règles générales pour choisir la meilleure valeur de  $\alpha$ . La valeur optimale dépend d'un certain nombre de facteurs, tels que la nature du problème, le nombre de points du maillage, l'espacement du maillage et la méthode itérative employée.

L'équation de correction de pression peut à son tour diverger à moins qu'une certaine sous-relaxation soit utilisée. Plusieurs procédures de relaxation peuvent être développées. Une méthode qui réussit en général peut être décrite comme suit:  $u^*$  et  $v^*$  sont d'abord sous-relaxés (par rapport aux valeurs d'itération précédentes de  $u$  et  $v$ ) lors de la résolution des équations de quantité de mouvement (avec un facteur de relaxation  $\alpha$  déjà introduit dans les équations (III.13.4), avec une valeur approximativement égale à 0,5). Ensuite, une partie de  $P'$  est ajoutée à  $P^*$ . Autrement dit, au lieu d'utiliser l'équation (III.10.3), on utilise:

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad (\text{III.13.5})$$

avec  $\alpha_p$  environ égal à 0,8. L'équation (III.13.5) est utilisée pour le calcul de  $P$ , qui devient  $P^*$  dans la prochaine itération. Dans le but d'aboutir à une convergence, on s'est permis d'ajuster  $P^*$  en toute liberté. Les valeurs des facteurs de relaxation mentionnés ici, à savoir  $\alpha = 0,5$  et  $\alpha_p = 0,8$ , se sont avérées satisfaisantes dans plusieurs cas de calcul d'écoulements de fluides.

### III.13. Critères de convergence

Il est supposé que la solution numérique est convergente lorsque l'erreur relative sur  $\phi$  est inférieure à  $\delta$ .



$$\text{Max} \left( \frac{|\phi - \phi^*|}{|\phi^*|} \right) \leq \delta \quad (\text{III.14.1})$$

où  $\phi$  est une variable universelle qui représente la température  $T$ ,  $u$  et  $v$  sont les composantes de la vitesse,  $k$  et  $\varepsilon$  les paramètres de la turbulence;  $u$  est la composante horizontale de la vitesse et  $v$  est la composante transversale de la vitesse. L'astérisque (\*) indique la valeur d'itération précédente et  $\delta$  est l'erreur demandée. Ici, on a été décidé que  $\delta = 10^{-9}$  pour  $\phi \equiv (u, v, k, \varepsilon)$  et  $\delta = 10^{-12}$  pour  $\phi \equiv (T)$ .

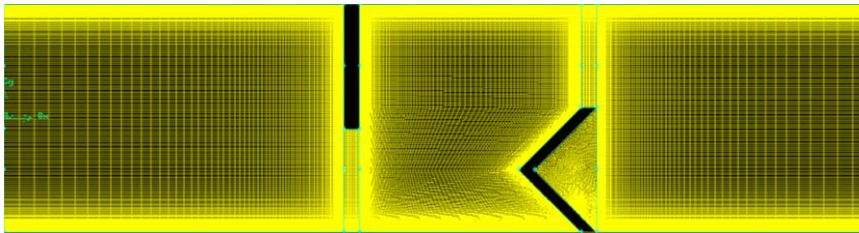
**CHAPITRE-VI-**



Le domaine de calcul est validé en trois étapes distinctes; la première est l'indépendance du maillage, la seconde est la validation avec les résultats numériques et expérimentaux et la troisième consiste à comparer avec le canal d'air rectangulaire à parois lisses.

### VI.1. Indépendance de maillage

Un système de maillage structuré, composé de cellules quadrilatérales, a été utilisé dans cette étude afin de satisfaire à la configuration interne complexe d'un canal équipé d'obstacles fixés sur les parois supérieure et inférieure. La **figure IV.1** montre un exemple de maillage utilisé près des limites (parois) solides, en présence d'une séparation d'écoulement.

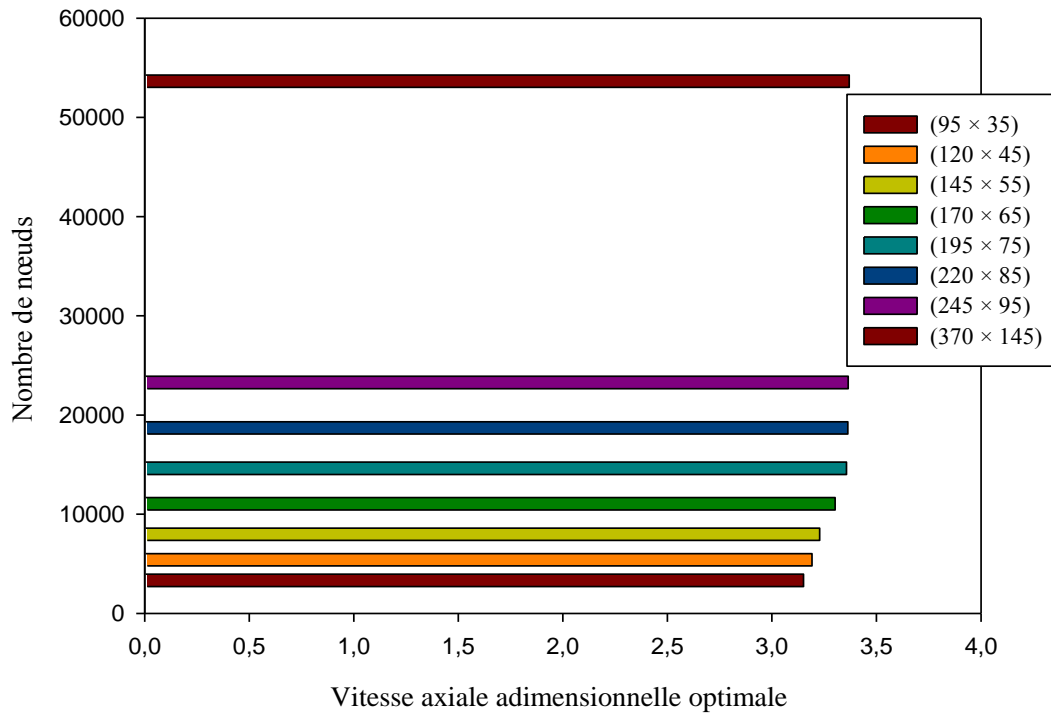


**Figure IV.1:** Type de maillage utilisé.

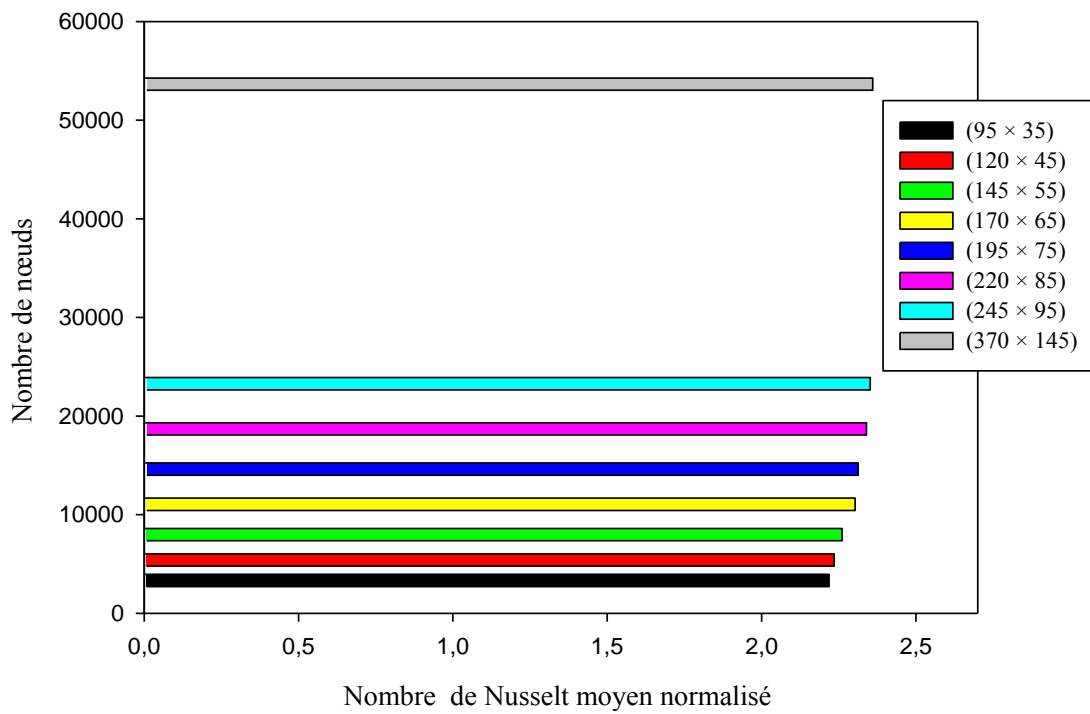
Les maillages ont été améliorés dans certaines régions critiques, c'est-à-dire près des interfaces paroi-fluide où les gradients de vitesse et de température devaient être élevés afin de garantir une bonne couverture pour une solution acceptable, et aussi entre les obstacles afin de capter l'accélération du fluide en raison de la diminution de la section transversale. Pour les régions les plus éloignées des parois, le maillage est uniforme, comme cela est clairement indiqué sur cette même figure.

L'indépendance du maillage a été étudiée en effectuant des simulations dans le domaine de calcul avec une ailette plane et une chicane en 'V', et en utilisant différents maillages structurés avec un nombre de nœuds variant entre 35 et 145 transversalement et entre 95 et 370 longitudinalement.

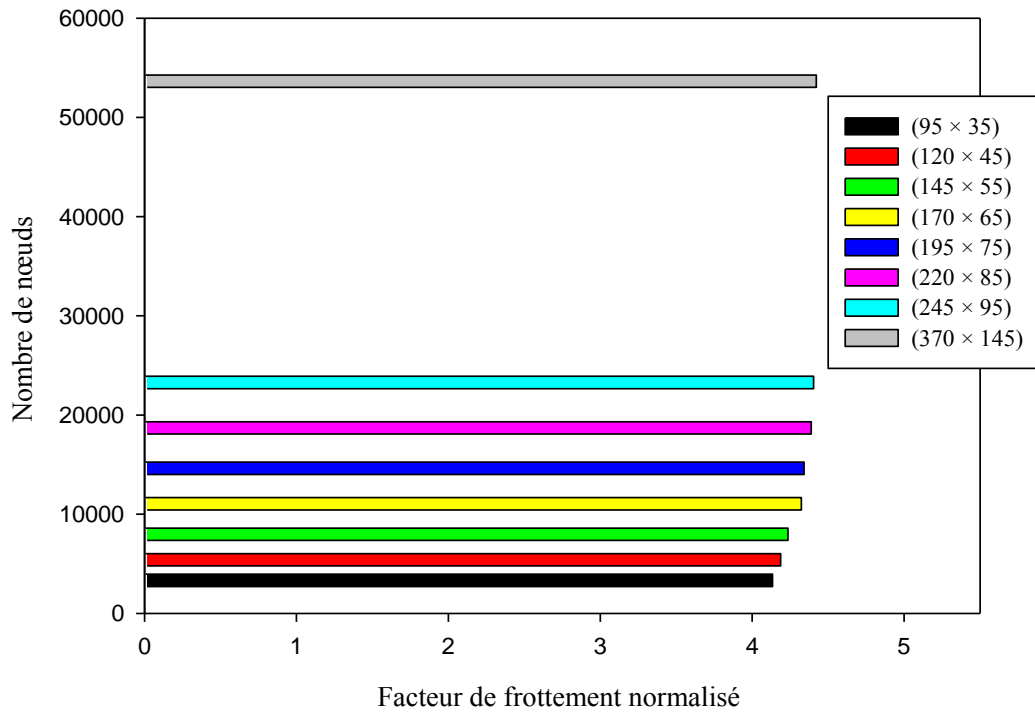
D'une manière particulière, les valeurs numériques de la vitesse axiale adimensionnelle optimale ( $u_{max}/U_{in}$ ), du nombre de Nusselt moyen normalisé ( $Nu/Nu_0$ ), du facteur de frottement normalisé ( $f/f_0$ ) et du facteur d'amélioration thermique ( $TEF$ ) sont illustrées sur les **figures IV.2 (a), (b), (c) et (d)**, respectivement, en fonction du nombre de nœuds ( $95 \times 35$  ;  $120 \times 45$  ;  $145 \times 55$  ;  $170 \times 65$  ;  $195 \times 75$  ;  $220 \times 85$  ;  $245 \times 95$  ; et  $370 \times 145$ ), pour  $a = a'$ ,  $c = b$ ,  $S = Pi$  avec  $\theta = 45^\circ$  et  $Re = 12\ 000$ . La cellule de la maille contenant  $245 \times 95$  nœuds le long des directions  $X$  et  $Y$ , a donné un écart d'environ 0,150 % ; 0,350 % ; 0,392 % et 0,223 % par rapport aux valeurs  $u_{max}/U_{in}$ ,  $Nu/Nu_0$ ,  $f/f_0$ , et  $TEF$ , respectivement, par comparaison avec les valeurs données par la cellule de la maille contenant  $370 \times 145$  nœuds. Par conséquent, la cellule de la maille avec  $245 \times 95$  nœuds va être choisie pour le reste de notre travail.



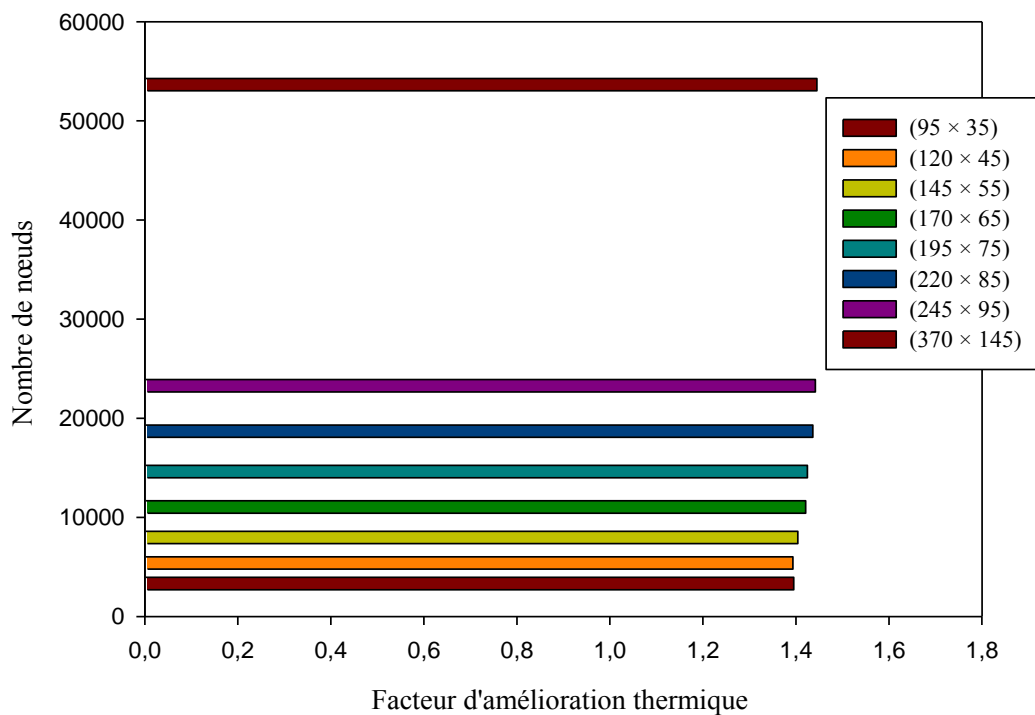
(a)



(b)



(c)



(d)

**Figure IV.2:** Valeurs numériques: (a) vitesse axiale adimensionnelle optimale ( $u_{max}/U_{in}$ ), (b) nombre de Nusselt moyen normalisé ( $Nu/Nu_0$ ), (c) facteur de frottement normalisé ( $ff_0$ ), et (d) facteur d'amélioration thermique ( $TEF$ ) en fonction de la densité des nœuds du maillage, pour  $Re = 12\ 000$ .

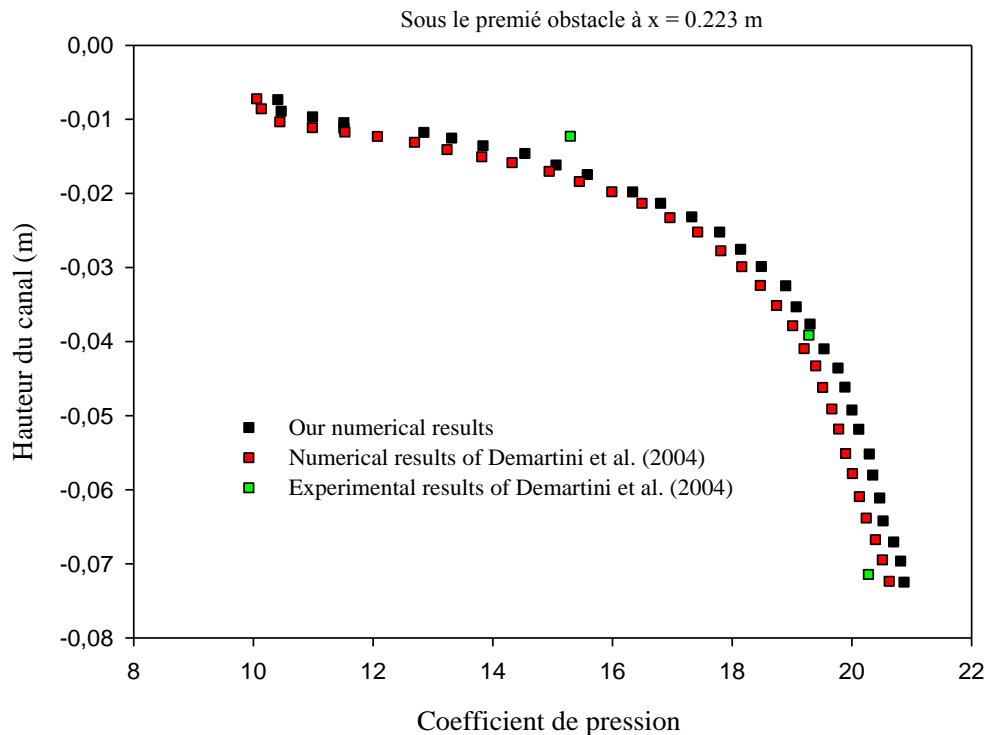
## VI.2. Validation à l'aide des résultats numériques et expérimentaux

Les résultats numériques du coefficient de pression dynamique et de la vitesse moyenne axiale dans cette thèse sont comparés avec d'autres données numériques et expérimentales dans le but de valider la précision de la solution numérique considérée.

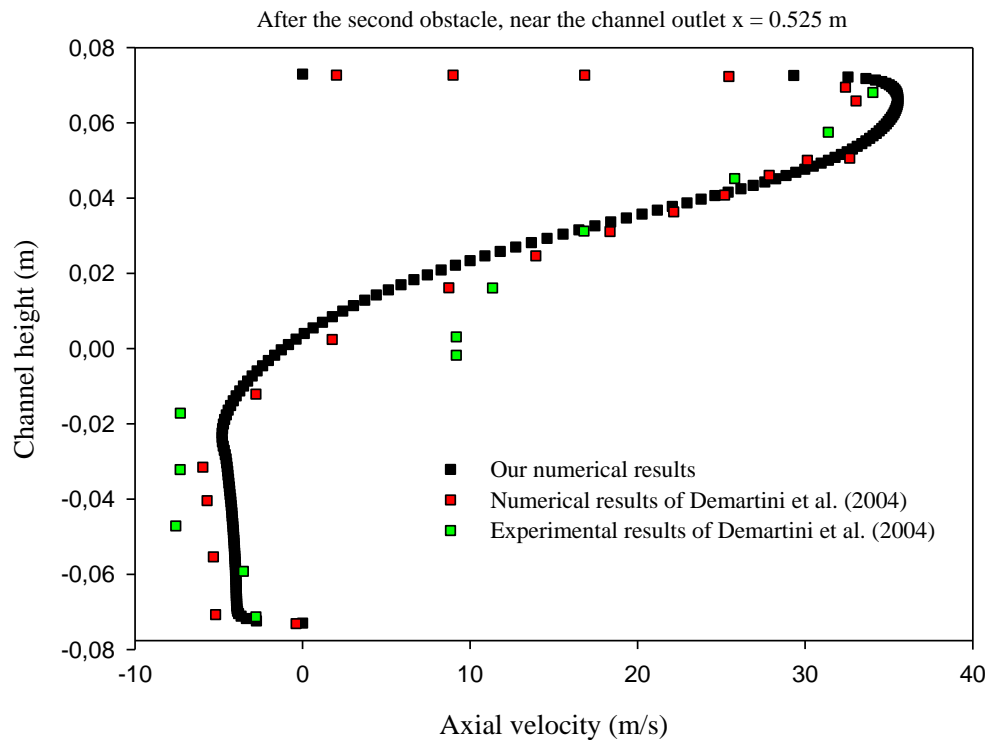
La comparaison est faite avec les résultats numériques et expérimentaux rapportés par Demartini et al. [15], pour la même forme géométrique, avec un nombre de Reynolds égal à  $8.73 \times 10^4$  (ou bien  $U_{in} = 7.8$  m/s).

La **figure IV.3 (a)** présente les résultats expérimentaux et numériques des coefficients de pression dynamique sous le premier obstacle, le long de la droite qui va de la pointe de cet obstacle jusqu'à la paroi opposée située à la position  $x = 0.223$  m. Tandis que la **figure IV.3 (b)** montre les résultats numériques et expérimentaux des profils de vitesse moyenne axiale au-delà du deuxième obstacle, à la sortie du canal, et à la position  $x = 0.525$  m.

Les graphiques des **figures IV.3 (a) et (b)** indiquent que les résultats expérimentaux s'accordent bien avec les résultats numériques. Par conséquent, on peut dire que le modèle numérique actuel permet de prédire avec précision le comportement de l'écoulement dans le domaine de calcul choisi.



(a)



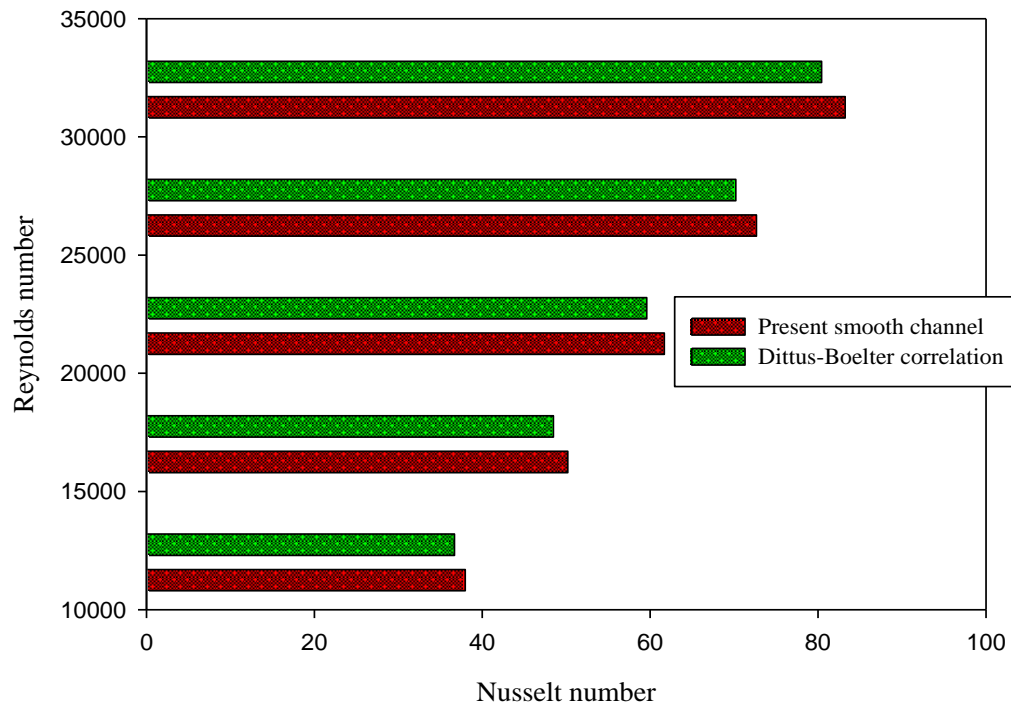
**Figure IV.3:** Courbes de validation: (a) coefficient de pression dynamique et (b) vitesse moyenne axiale, avec données rapportées, pour  $Re = 8.73 \times 10^4$ .

### VI.3. Vérification du canal lisse

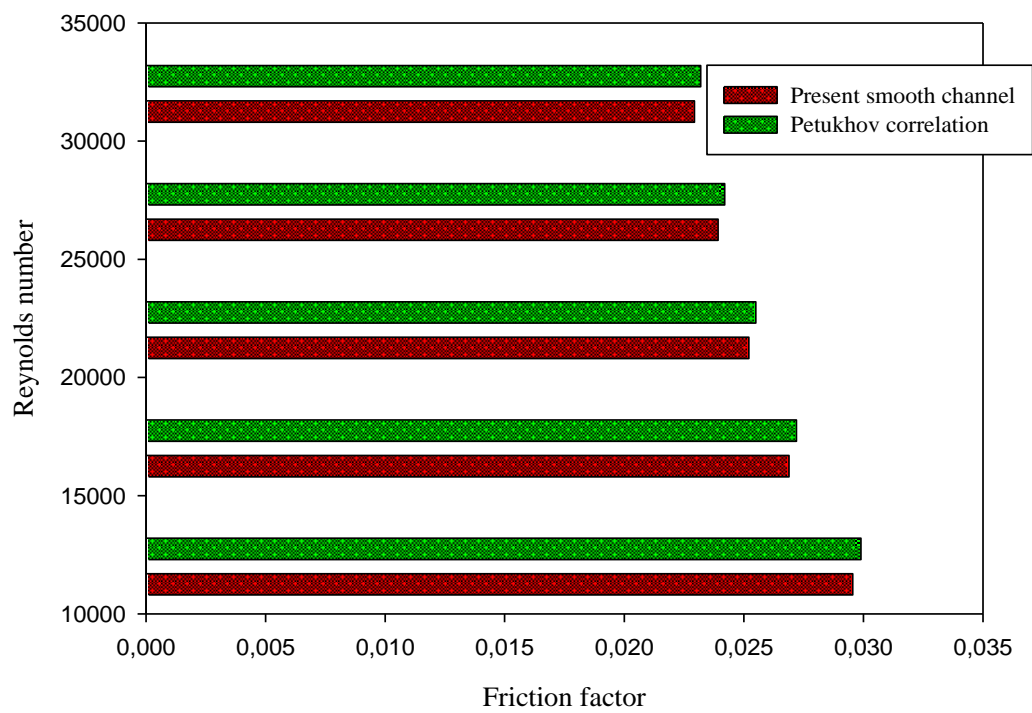
Les résultats numériques sur les caractéristiques de transfert de chaleur et de frottement à l'intérieur d'un canal rectangulaire lisse sans obstacle sont validés à l'aide du nombre de Nusselt ( $Nu$ ) et du facteur de frottement ( $f$ ).

Les valeurs de  $Nu$  et  $f$  obtenues dans le cas du présent canal lisse sont comparées avec celles obtenues à partir des corrélations de Dittus-Boelter [144] (équation II.4.11) et de Petukhov [145] (équation II.4.12), et ce sous des conditions de travail identiques, comme cela est indiqué sur les figures IV.4 (a) et (b), respectivement.

Le fluide utilisé dans le présent travail est l'air; le débit est donné en termes de nombres de Reynolds dont les valeurs sont dans l'intervalle 12,000 - 32,000. Les résultats obtenus s'avèrent être en bon accord, pour les deux corrélations, avec une valeur légèrement plus élevée du nombre de Nusselt (+ 3.500 %) et une valeur plus faible du facteur de frottement (- 1.5 %). Par conséquent, il est possible de dire que le modèle numérique développé ici est assez fiable et peut donc être employé pour la prédiction de la convection forcée d'un écoulement turbulent à l'intérieur du domaine étudié.



(a)



(b)

**Figure IV.4:** Courbes de vérification: (a) nombre de Nusselt et (b) facteur de frottement pour le canal d'air rectangulaire lisse, sans obstacle, en considérant différentes valeurs du nombre de Reynolds.



#### VI.4. Effet de l'angle d'attaque ( $\theta$ ) d'une chicane en forme de 'V'

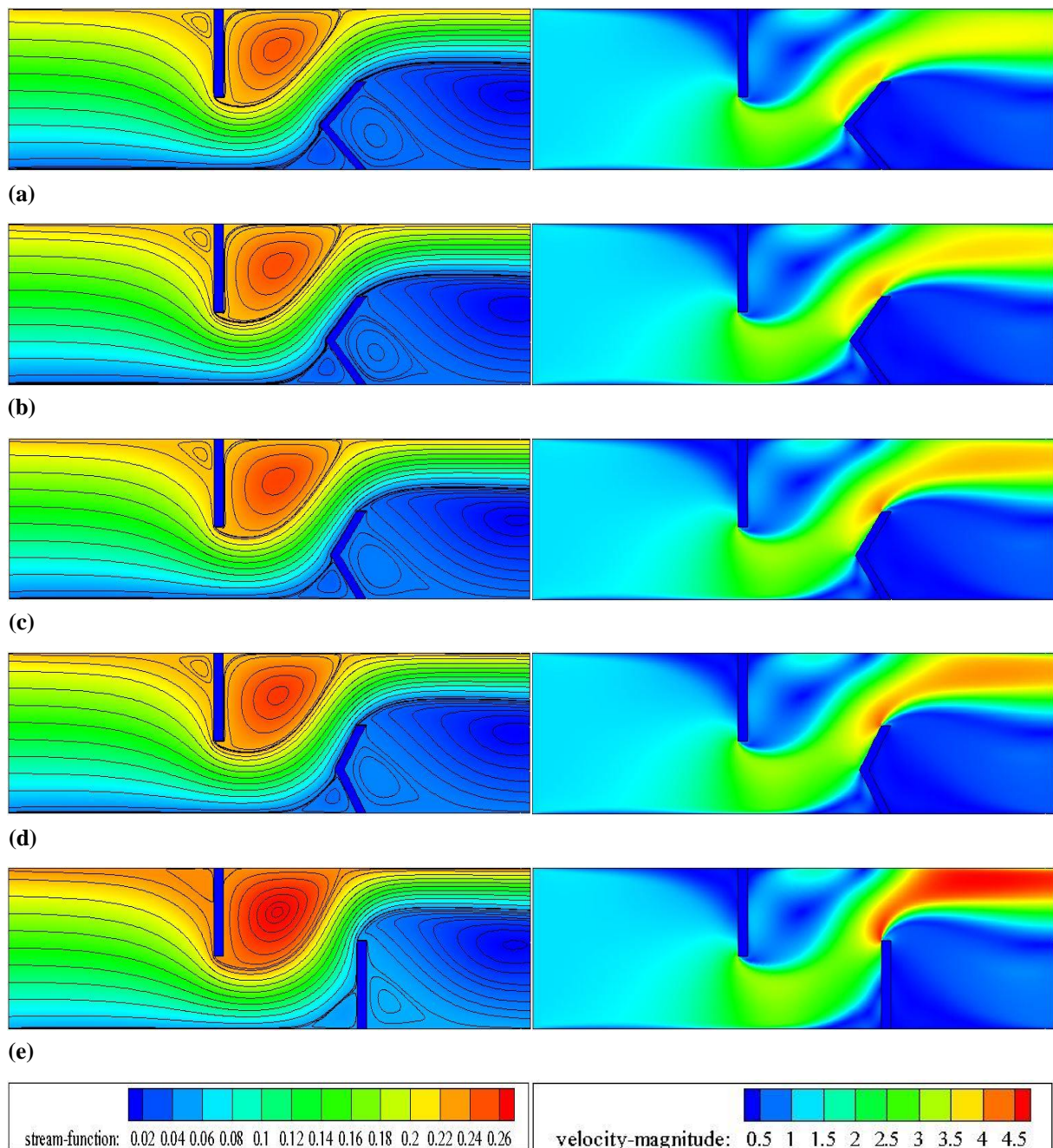
La géométrie de la chicane en forme de 'V' varie entre  $\theta = 45^\circ$  et  $\theta = 60^\circ$ . L'angle  $\theta$  peut être réglé entre ces deux valeurs par incrément de  $5^\circ$ , sans pour autant modifier les dimensions géométriques, à savoir l'épaisseur  $a'$ , la hauteur  $c$ , et la position  $S$ ; son volume est bien évidemment variable. Ainsi, l'effet de la variation de l'angle d'attaque de la chicane en 'V' ( $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ ) sur les caractéristiques de l'écoulement du fluid et du transfert de chaleur dans le canal est étudié; les résultats relatifs à la chicane en forme de 'V' sont également comparés avec ceux d'une chicane rectangulaire plane (chicane simple :  $\theta = 90^\circ$ ).

##### VI.4.1. Tracé des lignes de courant et champs de vitesse moyenne

La structure de l'écoulement du fluide en présence d'obstacles peut être facilement distinguée en considérant les courbes des lignes de courant qui sont représentées sur les **figures IV.5 (a), (b), (c) et (d)**, pour les cas où l'angle de la chicane en 'V' est égal à  $45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ , respectivement. A titre de comparaison, les lignes de courant obtenues dans le cas d'une chicane simple ( $\theta = 90^\circ$ ) sont également tracées sur la **figure IV.5 (e)**. Ici les lignes de courant autour des obstacles sont données pour le cas où  $Re = 12\ 000$ . La comparaison des lignes de courant de l'écoulement pour différents angles d'attaque ( $\theta$ ) montre que lorsque l'écoulement est accéléré et redirigé près du premier obstacle de forme rectangulaire (ailette), il se forme un très petit tourbillon (vortex) au voisinage du coin supérieur gauche. En outre, l'augmentation soudaine de la section transversale entraîne la séparation de l'écoulement d'air en aval, avec un vortex plus important qui va se former derrière le premier obstacle, ensuite il y a rattachement de l'écoulement. Le même phénomène se reproduit à proximité du deuxième obstacle en forme de 'V', monté sur la paroi inférieure adiabatique; des tourbillons se forment aussi en amont et en aval de l'obstacle. Par conséquent, on peut dire que la présence de l'obstacle impose à l'écoulement un trajet plus long et donne une plus grande résistance du vortex et ce en raison du changement d'orientation de l'écoulement. Les différentes structures d'écoulement résultant de l'utilisation de différentes chicanes installées sur la paroi inférieure du canal semblent être similaires, sauf dans les zones d'écoulement autour des coins de la chicane.

Les tracés de contours du champ de vitesse moyenne, pour divers angles d'attaque du deuxième obstacle, à savoir  $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ , avec  $Re = 12\ 000$ , sont également représentées sur les **figures IV. 5 (a), (b), (c), (d) et (e)**, respectivement. On peut clairement observer que les valeurs de la vitesse du fluide sont très faibles au voisinage des deux obstacles, particulièrement dans les régions en aval; ceci est certainement dû à la présence de zones de recirculation. Lorsqu'on s'éloigne de ces zones, les lignes de courant deviennent parallèles, ce qui entraîne la formation progressive de l'écoulement. Il est également intéressant de noter que la vitesse moyenne augmente dans l'espacement qui sépare l'extrémité de chaque obstacle et la paroi du canal. Cette augmentation de vitesse est générée d'abord par la présence des obstacles et ensuite par la formation d'un recyclage qui se traduit

par la suite par un changement brusque dans le sens de l'écoulement. En outre, on constate également que les plus grandes valeurs de la vitesse moyenne apparaissent au voisinage de la paroi supérieure chaude du canal, avec un processus d'accélération qui commence juste après le deuxième obstacle pour ainsi atteindre des valeurs de l'ordre de 450.647 % de la vitesse d'entrée ( $U_{in}$ ), pour la valeur la plus élevée de l'angle d'attaque  $\theta$  ( $90^\circ$ ). D'après la figure, on peut nettement noter que la vitesse de l'écoulement d'air est proportionnelle à l'angle d'attaque ( $\theta$ ), dans le cas de la configuration étudiée.



**Figure IV.5:** Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse moyenne, pour différents angles d'attaque du second obstacle: (a)  $\theta = 45^\circ$ , (b)  $\theta = 50^\circ$ , (c)  $\theta = 55^\circ$ , (d)  $\theta = 60^\circ$ , et (e)  $\theta = 90^\circ$ , pour  $Re = 12\ 000$ .

### VI.4.2. Profils de vitesse axiale adimensionnelle

L'effet de l'angle d'attaque ( $\theta$ ) du second obstacle peut être expliqué et quantifié en traçant les profils de la vitesse axiale ( $u$ ) dans sept sections différentes du canal, soit à  $x = 0.159$  m;  $0.189$  m;  $0.255$  m;  $0.285$  m;  $0.315$  m;  $0.345$  m et  $0.525$  m, comme indiqué sur les **figures IV.6 à IV.9**. Les valeurs de la vitesse axiale sont mises à l'échelle de la vitesse d'entrée ( $U_{in}$ ). Ces figures permettent de voir clairement que les profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) changent en fonction de l'angle d'attaque de la chicane en forme de 'V' ( $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ ) pour un nombre de Reynolds faible ( $Re = 12\ 000$ ). En outre, le cas typique d'une chicane plane avec un angle d'attaque égal à  $90^\circ$  est considéré dans des conditions de fonctionnement similaires, dans un but de comparaison.

Les **figures IV.6 (a)** et **(b)** montrent les profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) aux positions axiales  $x = 0.159$  m et  $x = 0.189$  m,  $0.059$  m et  $0.029$  m avant l'ailette plane. Les tendances des profils de  $u/U_{in}$  sont similaires pour toutes les valeurs de l'angle d'attaque  $\theta$ . En comparant les profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) pour toutes les sections considérées, on constate qu'à mesure que l'écoulement se rapproche de l'ailette plane, sa vitesse diminue dans la partie supérieure du canal, alors qu'elle augmente dans la partie inférieure. Les valeurs négatives observées dans les profils de  $u/U_{in}$  à la position  $x = 0,189$  m indiquent la présence d'une petite zone de recirculation dans la moitié supérieure du canal avant cette même ailette. Il est important de préciser que la vitesse est presque indépendante de l'angle d'attaque du deuxième obstacle pour les deux positions.

Les profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ), pour les positions transversales  $x = 0.255$  m et  $x = 0.285$  m, mesurés en aval de l'entrée, sont représentés sur les **figures IV.7 (a)** et **(b)**, respectivement. Ces positions sont situées en aval de l'ailette plane qui se trouve à une distance égale à  $x = 0.218$  m de l'entrée. Deux grandes zones distinctes peuvent être évaluées, comme le montre cette même figure.

La première est une zone où les particules du fluide ont des vitesses très grandes dans la partie inférieure du canal et suivent la direction principale de l'écoulement. Par ailleurs, on voit bien que les tendances de distribution de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) sont identiques pour toutes les valeurs de l'angle  $\theta$ . La vitesse maximale est obtenue pour  $\theta = 60^\circ$  et la plus petite pour  $\theta = 45^\circ$ . En outre, la valeur de la vitesse augmente lorsque celle de l'angle augmente aussi. Cependant, pour des valeurs de l'angle d'attaque entre  $45^\circ$  et  $60^\circ$ , la distribution de  $u/U_{in}$  est légèrement inférieure à celle de la chicane plane avec un angle d'attaque égal à  $90^\circ$ , et ce particulièrement dans la région opposée à l'extrémité de l'ailette plane. Par exemple, la **figure IV.7 (b)** illustre la variation des profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) le long de la hauteur du canal à la position  $x = 0.285$  m. La valeur maximale de cette vitesse adimensionnelle, dans le cas de la chicane simple ayant un angle

d'attaque de  $90^\circ$ , est égale à 2.744. Par contre dans le cas de la chicane en 'V' et des angles d'attaque  $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ , on trouve que cette vitesse a des valeurs maximales égales à 2.567, 2.611, 2.647 et 2.677, respectivement. Ces valeurs sont inférieures de 6.450 %, 4.846 %, 3.535% et de 2.441% par rapport à celle la chicane simple avec un angle d'attaque  $\theta = 90^\circ$ .

La zone de recirculation est située dans la deuxième partie, derrière l'ailette plane. L'écoulement est inversé et ceci va provoquer le décollement de l'écoulement de la paroi supérieure du canal. Les profils des vitesses sont orientés dans le sens opposé à celui de l'écoulement. Ce phénomène est illustré par les valeurs négatives de  $(u/U_{in})$  dans cette région. Les courbes montrent également que la valeur de l'angle d'attaque du second obstacle a un impact considérable sur la taille de la zone de recirculation, située en aval du premier obstacle. La grandeur de cette zone de recirculation augmente et occupe progressivement l'espace derrière le premier obstacle au moment où  $\theta$  passe de  $45^\circ$  à  $90^\circ$ . Un tel comportement est dû à l'augmentation de l'angle d'attaque du second obstacle; ceci va certainement entrainer une augmentation de la résistance à l'écoulement et des lignes de courant complètement perturbées.

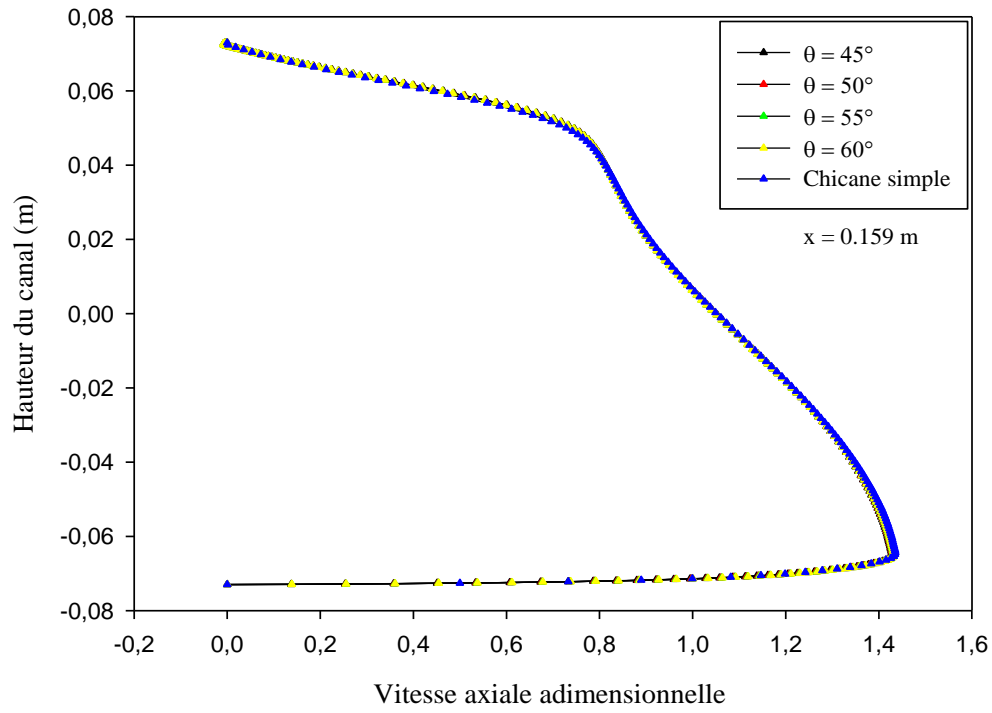
Pour les deux modèles de chicanes (simples et en forme de 'V') étudiés, et d'après les **figures IV.8 (a) et (b)**, on peut dire que pour les profils de vitesse axiale adimensionnelle  $(u/U_{in})$  pour les distances 0.055 m et 0.025 m avant le deuxième obstacle, correspondant aux positions  $x = 0.315$  m et  $x = 0.345$  m, les courbes montrent qu'en s'approchant du second obstacle, la vitesse de l'écoulement diminue dans la partie inférieure du canal, mais elle augmente dans la partie supérieure; ceci est l'inverse du cas précédent. Les valeurs négatives de  $u/U_{in}$  observées au voisinage de la paroi inférieure du canal, pour les deux positions, représentent l'écoulement de réserve résultant de la recirculation dans la moitié inférieure, à gauche du deuxième obstacle, tandis que dans la région supérieure du canal, l'écoulement accélère progressivement au-dessus du deuxième obstacle. Il est à noter que ces remarques sont valables pour tous les cas de l'angle  $\theta$  considérés. Dans les deux sections mentionnées précédemment, les courbes obtenues montrent que la distribution des valeurs de  $u/U_{in}$  dépend considérablement de l'angle d'attaque du second obstacle. La structure de l'écoulement n'est pas qualitativement affectée même si le volume ou l'angle d'attaque du deuxième obstacle change. La comparaison des valeurs de  $u/U_{in}$  pour les deux configurations de chicanes (simple et en forme de 'V') fixées sur la paroi inférieure du canal montre que la chicane simple donne la plus petite valeur de la vitesse. Pour le cas de la chicane en 'V', la valeur maximale de  $u/U_{in}$  est celle obtenue avec  $\theta = 45^\circ$ ; cette valeur diminue à mesure que  $\theta$  augmente. En utilisant des chicanes en forme de 'V' avec des angles de  $45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ , la vitesse axiale atteint les valeurs 2.813 m/s, 2.614 m/s, 2.414 m/s, et 2.238 m/s, respectivement; ces valeurs sont 2.68, 2.49, 2.3 et 2.132 fois plus grandes que celle de la vitesse d'entrée ( $U_{in}$ ), tel que montré sur la **figure IV.8 (b)**. Par comparaison avec une chicane simple, et pour le même nombre de Reynolds, la valeur de la vitesse obtenue pour les mêmes angles de  $\theta$ , i.e.

45°, 50°, 55° et 60°, augmente de 67.941 %, 56.059 %, 44.119 % et 33.611 %, respectivement. Ces résultats peuvent être attribués au fait que dans le cas d'une chicane en 'V', la pointe est orientée vers l'extrémité amont. Par conséquent, ceci va causer moins de distorsion à l'écoulement et faciliter le mouvement du fluide le long du courant principal, ce qui va non seulement augmenter considérablement la composante axiale ( $u$ ) de la vitesse, particulièrement pour les valeurs faibles de  $\theta$ , mais aussi réduire remarquablement la longueur de rattachement. Cependant, l'effet inverse se produit dans la région aval, comme le montre clairement la **figure IV.9**.

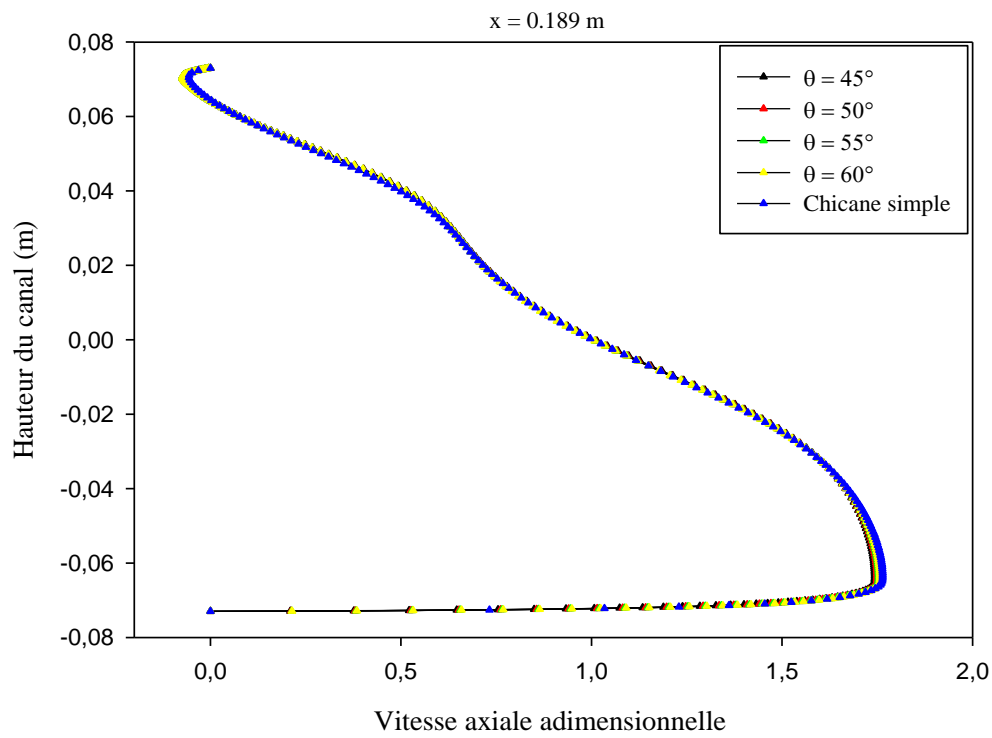
Une représentation des profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) après le deuxième obstacle, près de la sortie du canal, est donnée à la **figure IV.9**, et à la position  $x = 0.525$  m, c'est-à-dire à 29 mm de la sortie du canal. Les valeurs négatives et positives obtenues caractérisent bien la forte variation de la vitesse. Il est facile de voir sur la figure que les plus grandes valeurs de la vitesse sont obtenues près de la paroi supérieure chauffée du canal, et ce en raison de la très forte recirculation de l'écoulement d'air dans la zone située en aval du second obstacle, après quoi l'air quitte le canal. En outre, les résultats obtenus montrent que l'angle de la chicane en 'V' a une influence considérable sur la distribution de la vitesse axiale et aussi sur la taille de la zone de recirculation qui se forme derrière cette même chicane. Il est important de noter aussi que la valeur de la vitesse de l'écoulement augmente avec l'accroissement de l'angle d'attaque ( $\theta$ ); cette vitesse atteint une valeur maximale correspond à l'angle d'attaque 60° qui se trouve dans l'intervalle des angles  $\theta$  considérés. La vitesse, correspondant aux angles  $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ , est d'environ 334.521 %, 350.442 %, 366.752 % et 382.422 %, respectivement, plus grande que la vitesse d'entrée ( $U_{in}$ ) pour un nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ .

Dans tous les cas, et contrairement à une chicane simple, l'utilisation d'une chicane en 'V' fixée à la paroi inférieure du canal entraîne une diminution de la vitesse axiale. La chicane en forme de 'V', avec un angle d'attaque égal à 60°, diminue la vitesse axiale de 1.16 fois par rapport à la chicane simple. En outre, la vitesse axiale diminue de 24.646 %, 21.06 % et 17.385 % pour des angles  $\theta$  de 45°, 50° et 55°, respectivement, pour le même nombre de Reynolds. Il a été également remarqué que si le deuxième obstacle de forme rectangulaire provoque un changement brusque de la vitesse axiale en aval de l'obstacle simple, alors l'extrémité de la chicane en 'V' qui pointe vers l'amont entraîne une variation progressive derrière ce même obstacle; ceci va réduire considérablement les dimensions des zones de recirculation.



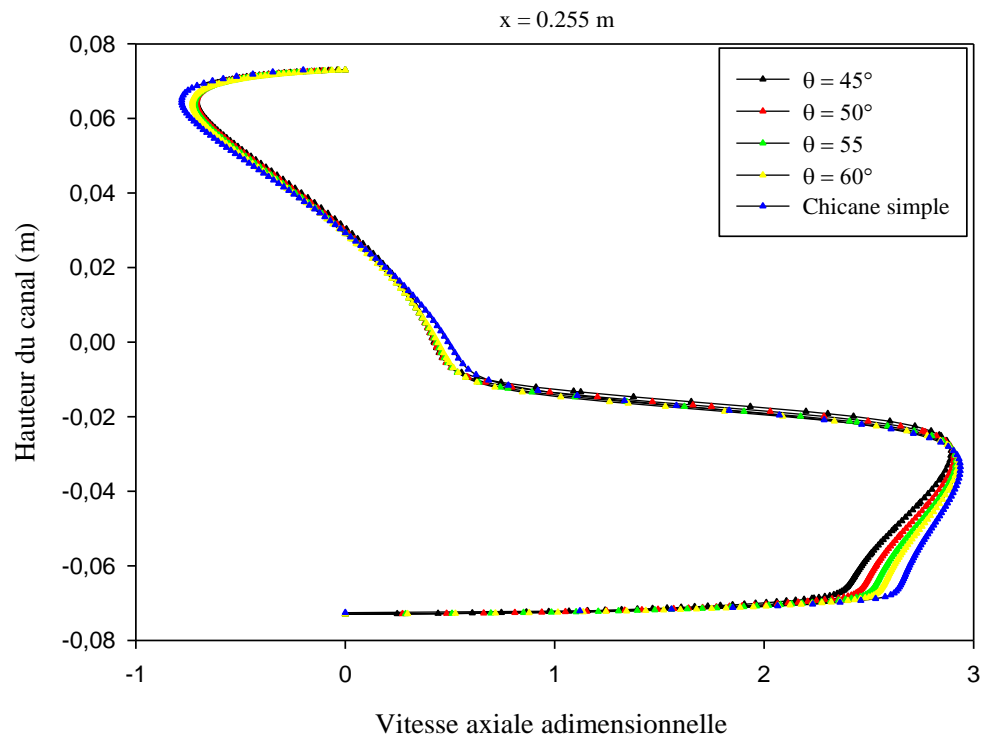


(a)

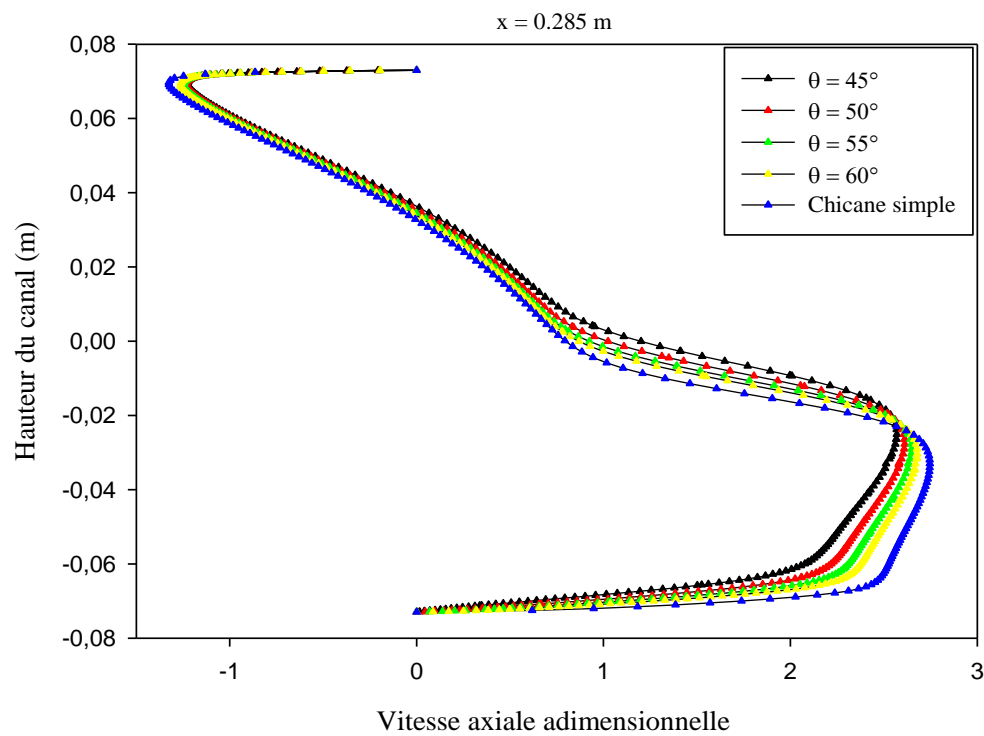


(b)

**Figure IV.6:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle en amont du premier obstacle, dans les positions axiales (a)  $x = 0,159$  m et (b)  $x = 0,189$  m, pour les différents cas étudiés, et pour  $Re = 12\,000$ .

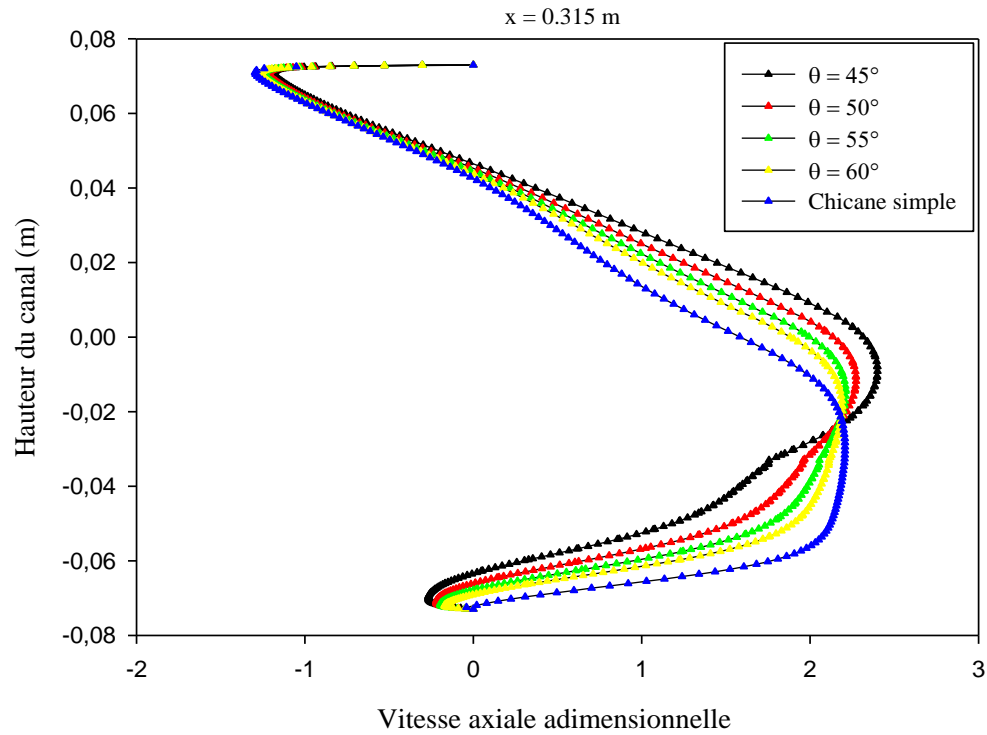


(a)

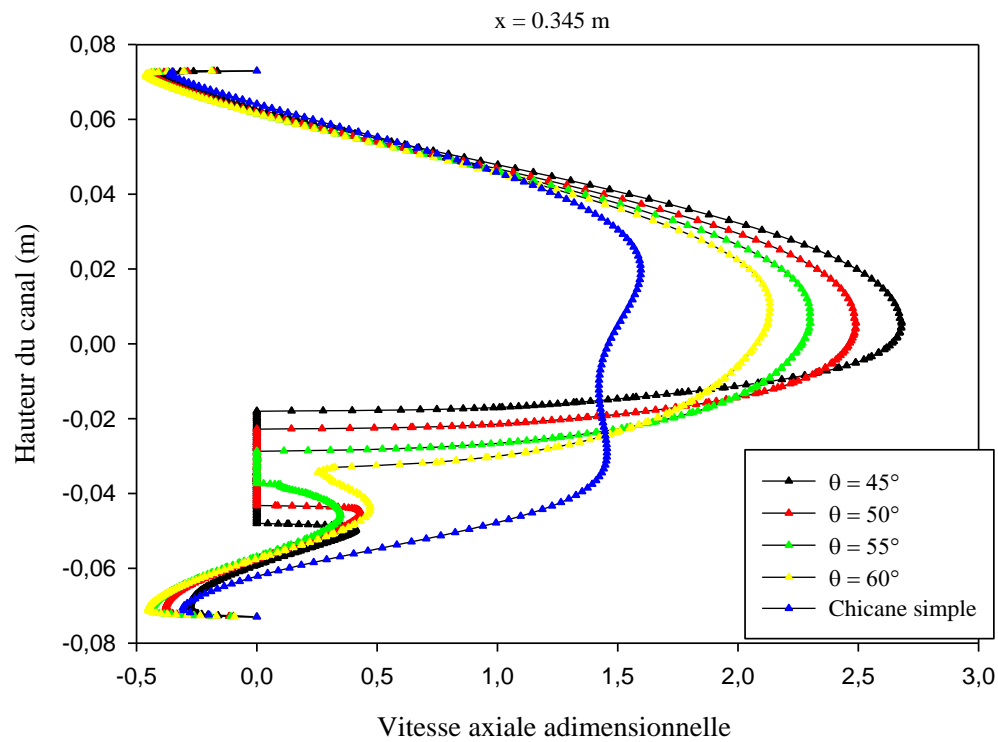


(b)

**Figure IV.7:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle entre le premier et le second obstacle, dans les positions axiales (a)  $x = 0.255 \text{ m}$  et (b)  $x = 0.285 \text{ m}$ , pour les différents cas étudiés, et pour  $Re = 12\ 000$ .



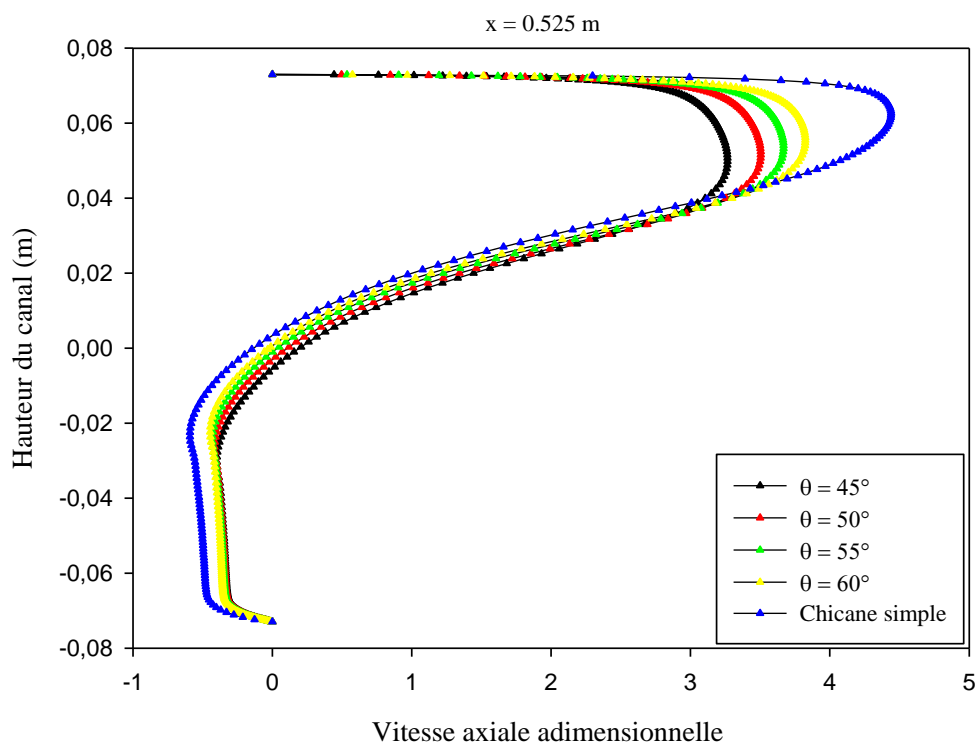
(a)



(b)

**Figure IV.8:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle en amont du deuxième obstacle dans les positions axiales : (a)  $x = 0.315 \text{ m}$  et (b)  $x = 0.345 \text{ m}$ , pour les différents cas étudiés, et pour  $Re = 12\,000$ .



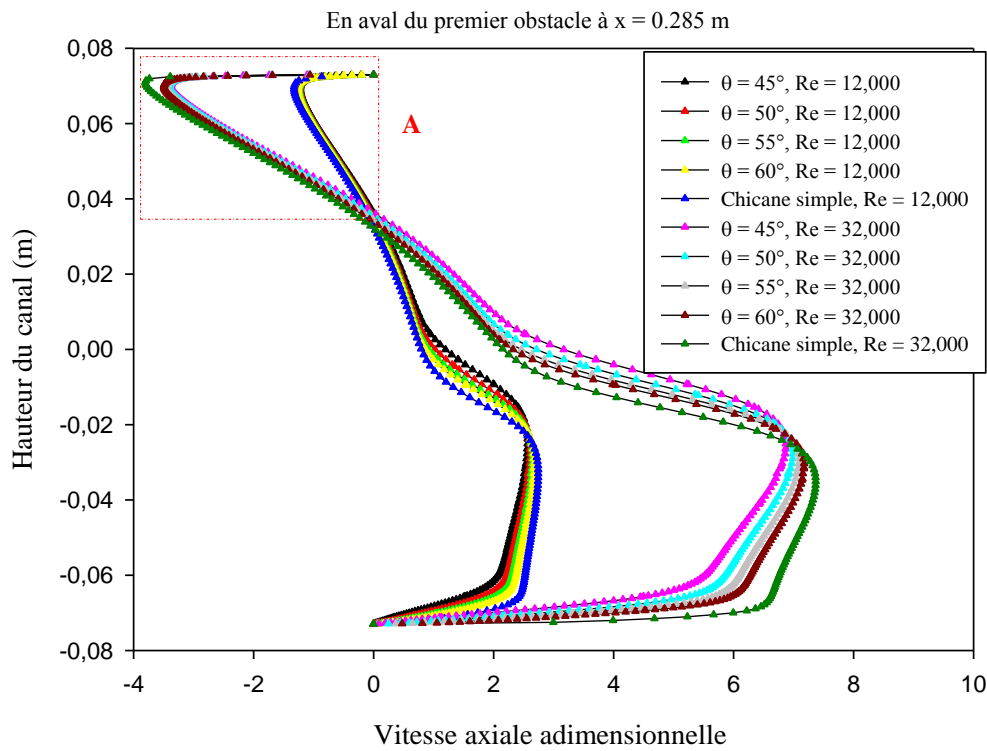


**Figure IV.9:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle, derrière le deuxième obstacle, près de la sortie du canal, à la position  $x = 0.525$  m, pour les différents cas considérés, et pour  $Re = 12\,000$ .

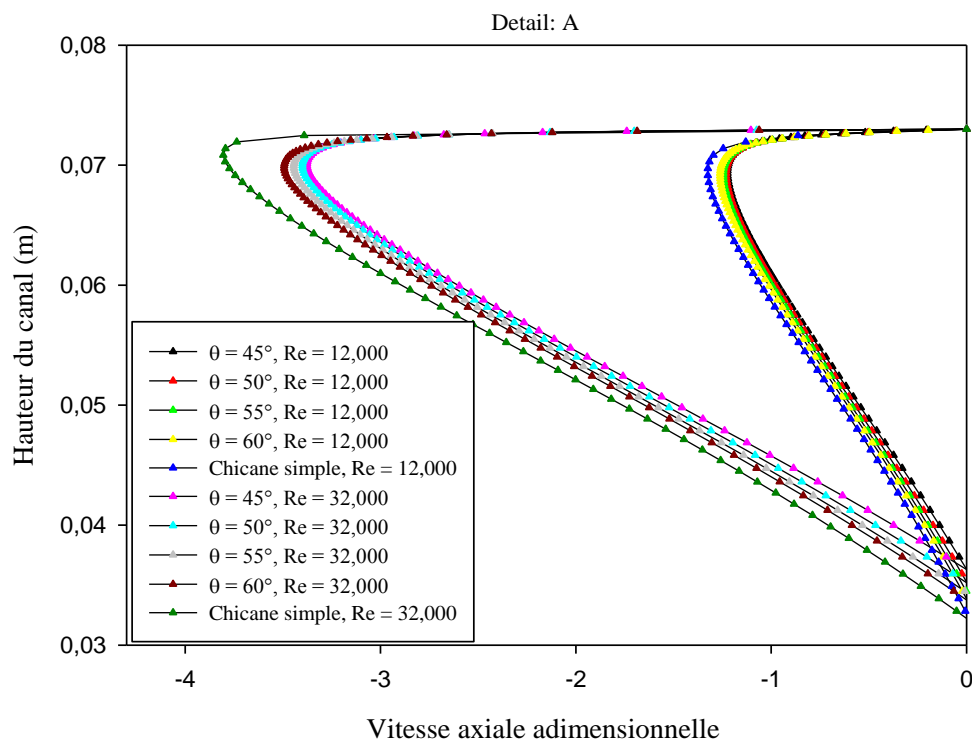
#### VI.4.3. Effet du nombre de Reynolds sur les profils de la vitesse axiale adimensionnelle

Les courbes représentées sur les **figures IV.6 à IV. 9** illustrent l'impact de l'angle d'attaque  $\theta$  du deuxième obstacle sur la distribution de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) pour une valeur constante du nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ . Par ailleurs, il est également important d'étudier l'effet de la variation du nombre de Reynolds sur le paramètre ( $u/U_{in}$ ). Pour mener à bien ce travail, il a été décidé de choisir deux positions transversales dans tout le domaine étudié, d'abord en aval du premier obstacle à  $x = 0.285$  m, et ensuite derrière le deuxième obstacle, près de la sortie du canal à  $x = 0.525$  m. Deux valeurs du nombre de Reynolds ont été considérés, à savoir  $Re = 12,000$  et  $Re = 32,000$ .

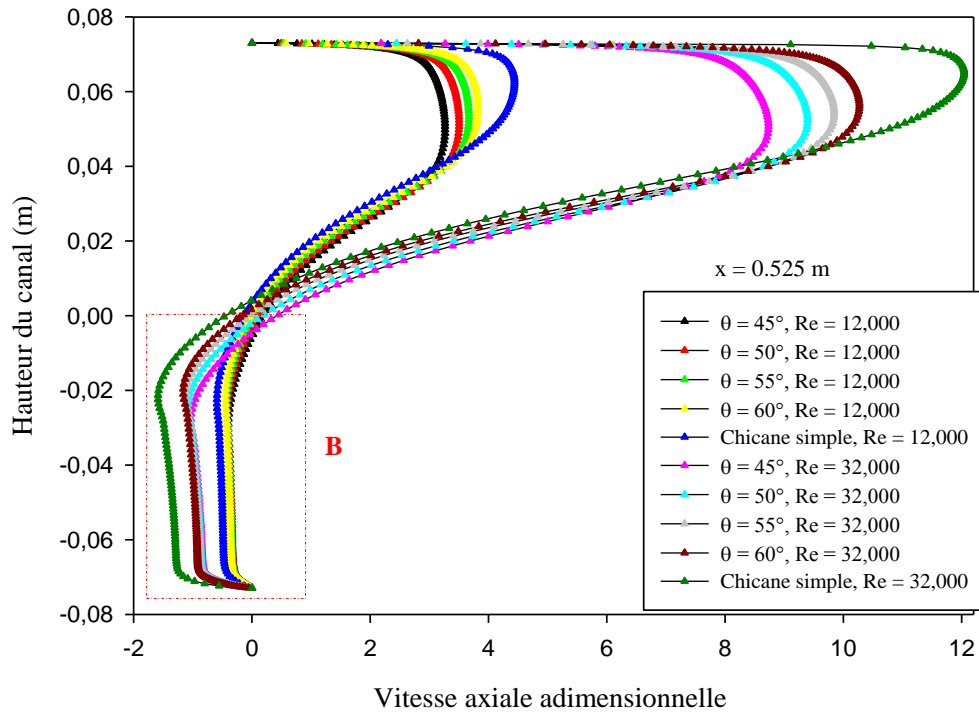
La **figure IV.10** illustre les profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) en fonction de l'angle d'attaque de la chicane en 'V', pour deux nombres de Reynolds différents. L'augmentation du nombre de Reynolds de 12,000 à 32,000 provoque une augmentation de la vitesse du fluide et entraîne une accélération de l'écoulement, ce qui signifie que la longueur des tourbillons est proportionnelle à l'accroissement du nombre de Reynolds (voir les **détails en A et B**). En outre, les courbes montrent que le premier obstacle engendre des longueurs de recyclage plus longues (voir **détail en A**) que celles du second obstacle (voir **détail en B**), et ce quel que soit le nombre de Reynolds. Ces mêmes courbes indiquent également que les zones de recirculation, dans le cas des deux obstacles, augmentent considérablement avec le nombre de Reynolds.



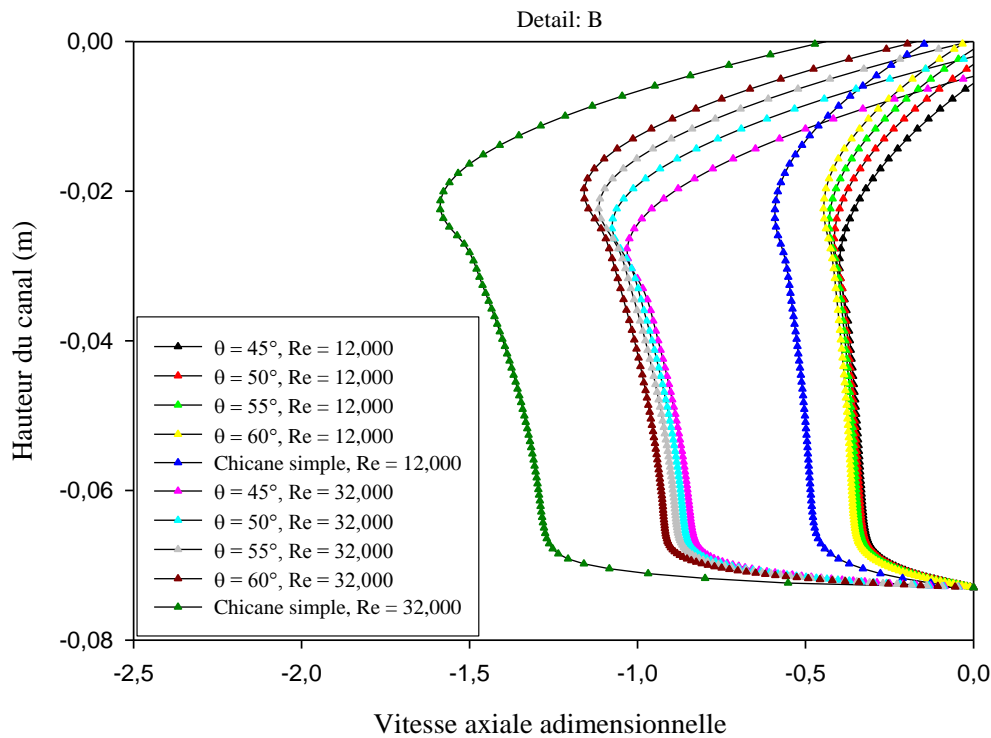
(a)



Detail: A



(b)



(b)

**Figure IV.10:** Variation des profils de vitesse axiale adimensionnelle en fonction du nombre de Reynolds pour différents angles d'attaque ( $\theta$ ) du second obstacle dans les positions (a)  $x = 0.285$  m, (b) et  $x = 0.525$  m.

#### VI.4.4. Tracés des contours des champs de pression dynamique et de température

Afin de suivre avec plus de précision l'évolution de l'écoulement d'air dans le canal, il a été décidé d'ajouter les courbes de contours des champs de pression dynamique, comme cela est indiqué sur les **figures IV.11 (a) - (e)**. Comme le montre clairement cette figure, et similairement aux résultats illustrés par les **figures IV.5 (a) - (e)** concernant les champs de vitesse moyenne, les valeurs de la pression sont très faibles au voisinage des obstacles, et particulièrement derrière ces obstacles; ceci est attribué à l'existence de cellules de recirculation. Les valeurs de la pression sont élevées dans les zones confinées entre les côtés supérieurs des obstacles et les parois internes du canal. Les coefficients de pression dynamique sont maximaux au voisinage de la paroi supérieure, près de la sortie du canal, ainsi que près du côté supérieur gauche de la chicane en 'V', fixée à la paroi inférieure du canal, et ce en raison de la grande vitesse de circulation de l'air dans ces zones. En outre, il a été trouvé qu'il existe une corrélation directe entre l'augmentation de l'angle d'attaque ( $\theta$ ) et celle des valeurs de la pression dynamique de l'écoulement.

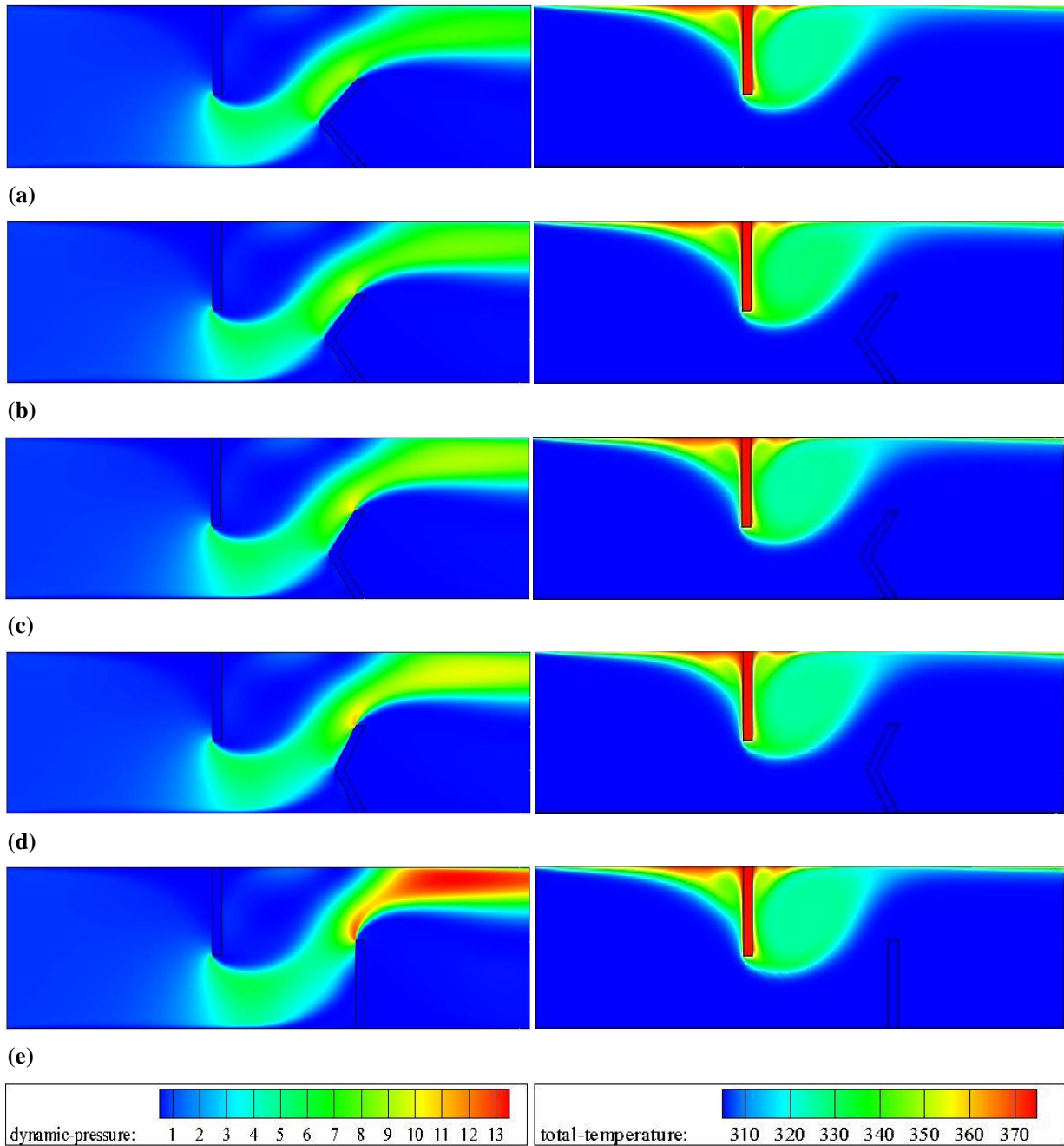
Dans le cas de la chicane en 'V', la valeur maximale de la pression dynamique est obtenue pour  $\theta = 60^\circ$ ; cette valeur diminue à mesure que  $\theta$  décroît. Néanmoins, le taux de variation de la valeur de la pression dynamique pour les différentes valeurs de  $\theta$  variant entre  $45^\circ$  et  $60^\circ$  est de 10 %. De plus, les chicanes en forme de 'V' avec des angles de  $45^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$  entraînent des diminutions d'environ 35.399 %, 28.319 %, 20.658 % et 15.054 %; respectivement, du coefficient de pression dynamique par rapport à celui donné par la chicane simple.

Le champ thermique, représenté par les courbes de température, est aussi clairement décrit sur les **figures IV.11 (a) - (e)** pour cinq valeurs différentes de l'angle d'attaque du second obstacle, i.e.  $\theta = 45^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $60^\circ$ , et  $90^\circ$ , respectivement. La figure montre explicitement que la température de la paroi supérieure chaude du canal change d'une manière significative pour tous les cas étudiés. Ceci indique que le champ de température est remarquablement influencé par les écoulements de recirculation car il peut provoquer un meilleur mélange du fluide dans la zone entre les parois chaudes et les régions centrales de l'écoulement. Cela devrait entraîner un gradient de température significatif au voisinage de la paroi chaude.

#### VI.4.5. Nombre de Nusselt moyen normalisé

Les calculs du coefficient de transfert thermique sont effectués le long de la paroi supérieure chaude du canal, tandis que la paroi inférieure est maintenue à la température ambiante. Les résultats du transfert thermique moyen sont tous exprimés en fonction du rapport du nombre de Nusselt adimensionnel ( $Nu/Nu_0$ ) suivant la longueur du canal. La grandeur  $Nu_0$  est le nombre de Nusselt pour l'écoulement turbulent en convection forcée à l'intérieur d'un canal lisse, pour le même nombre de

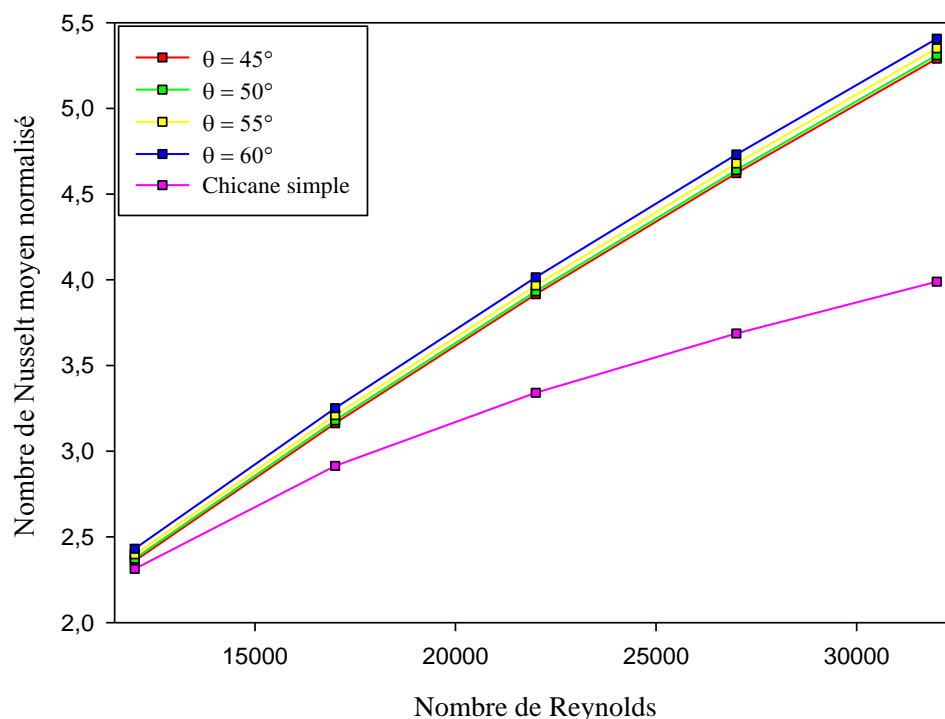
Reynolds; il est donné par l'équation II.4.11. La quantité  $Nu_0$  est utilisée comme référence en vue de minimiser l'impact du nombre de Reynolds sur les résultats obtenus.



**Figure IV.11:** Tracés de contours des champs de pression dynamique et de température, pour différents angles d'attaque du second obstacle: (a)  $\theta = 45^\circ$ , (b)  $\theta = 50^\circ$ , (c)  $\theta = 55^\circ$ , (d)  $\theta = 60^\circ$ , et (e)  $\theta = 90^\circ$ , pour  $Re = 12,000$ .

Le Nombre de Nusselt moyen normalisé ( $Nu/Nu_0$ ) est la grandeur paramétrique qui permet de déterminer les régions où se produisent les plus faibles transferts de chaleur dans le canal. L'installation d'obstacles à l'intérieur d'un canal a généralement pour objectif d'améliorer le taux de transfert de chaleur par comparaison à un canal ne comportant ni chicanes ni ailettes. Si le nombre mentionné précédemment est inférieur à 1, alors le transfert thermique est médiocre. Cependant, les

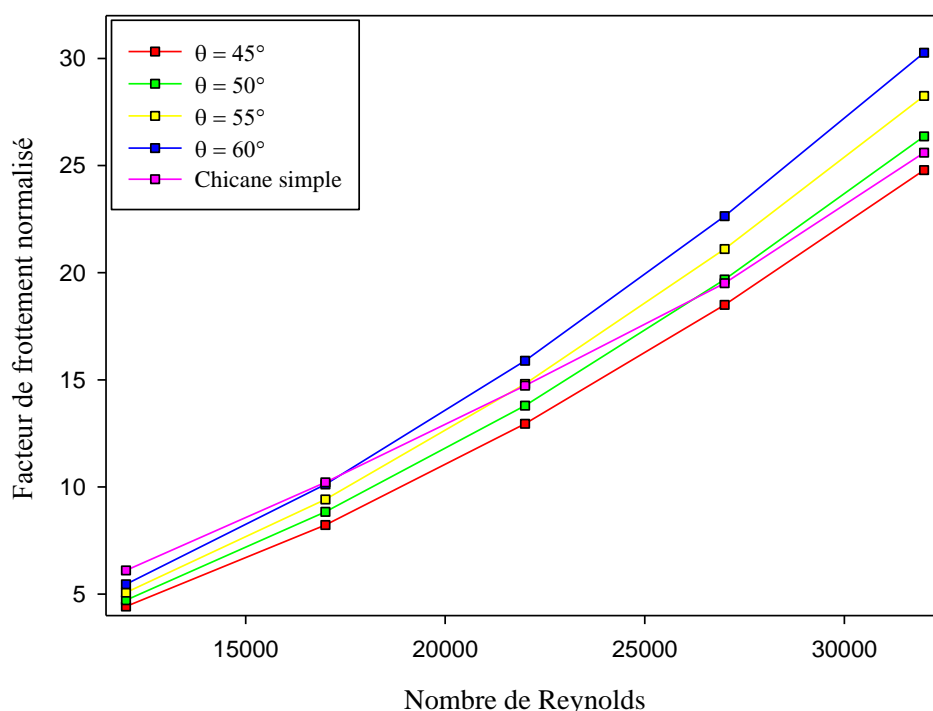
performances du transfert de chaleur sont jugées bonnes lorsque ce nombre est supérieur à 1. La simulation de l'écoulement a été effectuée avec un nombre de Reynolds égal à 12,000, 17,000, 22,000, 27,000 et 32 000.



**Figure IV.12:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé ( $Nu/Nu_0$ ) en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de l'angle d'attaque ( $\theta$ ).

La **figure IV.12** illustre la variation du rapport ( $Nu/Nu_0$ ) moyen en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de l'angle, et ce pour  $a' = a$ ,  $c = b$  et  $S = Pi$ . Cette même figure montre également que les chicanes en 'V' permettent d'améliorer considérablement le transfert thermique; une tendance similaire est obtenue pour le cas d'une chicane simple. Aussi, la valeur du rapport ( $Nu/Nu_0$ ) augmente lorsque le nombre de  $Re$  croît, et ce quel que soit la valeur de  $\theta$ . La valeur de ( $Nu/Nu_0$ ) est plus élevée dans le cas d'un angle  $\theta$  important. La valeur de ( $Nu/Nu_0$ ) augmente avec l'accroissement de l'angle de la chicane en 'V'; par conséquent, l'angle d'attaque de  $60^\circ$  permet d'avoir un rapport ( $Nu/Nu_0$ ) maximum. Cela est probablement dû au fait qu'une augmentation de la valeur de l'angle d'attaque provoque un accroissement de la taille et de la résistance des cellules de recyclage; ceci va certainement améliorer le mélange et la longueur de mélange. Dans l'intervalle des angles d'attaque étudié, on note que la chicane en 'V' permet d'obtenir un taux de transfert thermique plus important que celui d'une chicane simple, et ce pour toutes les valeurs de  $Re$  étudiées. La chicane en 'V' avec un angle d'attaque  $\theta$  égal à  $45^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$  augmente le taux de transfert de chaleur de 2 - 32.613 %, 2.602 - 33.088 %, 3.655 - 34.105 % et 5.085 - 35.534 %, respectivement, par rapport à celui

d'une chicane simple. De plus, l'utilisation de la chicane en 'V' avec un angle d'attaque  $\theta = 60^\circ$  pour le nombre de Reynolds le plus élevé ( $Re = 32\ 000$ ) donne un rapport ( $Nu/Nu_0$ ) supérieur à celui obtenu avec  $\theta = 45^\circ$ ,  $50^\circ$  et  $55^\circ$  pour lesquels l'augmentation est d'environ 2.154 %, 1.804 % et 1.054 %, respectivement. Par ailleurs, le nombre de Nusselt maximal est d'environ 5.29, 5.309, 5.349 et 5.406 fois plus élevé que celui donné par un canal lisse pour des chicanes en 'V' avec un angle de  $45^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$ , respectivement; pour une chicane simple, ce nombre est égal à 3,989 fois celui donné par un canal lisse. Ceci montre l'intérêt d'utiliser une chicane en 'V' dans un canal lisse afin d'améliorer le taux de transfert de chaleur.



**Figure IV.13:** Variation du facteur de frottement normalisé ( $f/f_0$ ) en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de l'angle d'attaque ( $\theta$ ).

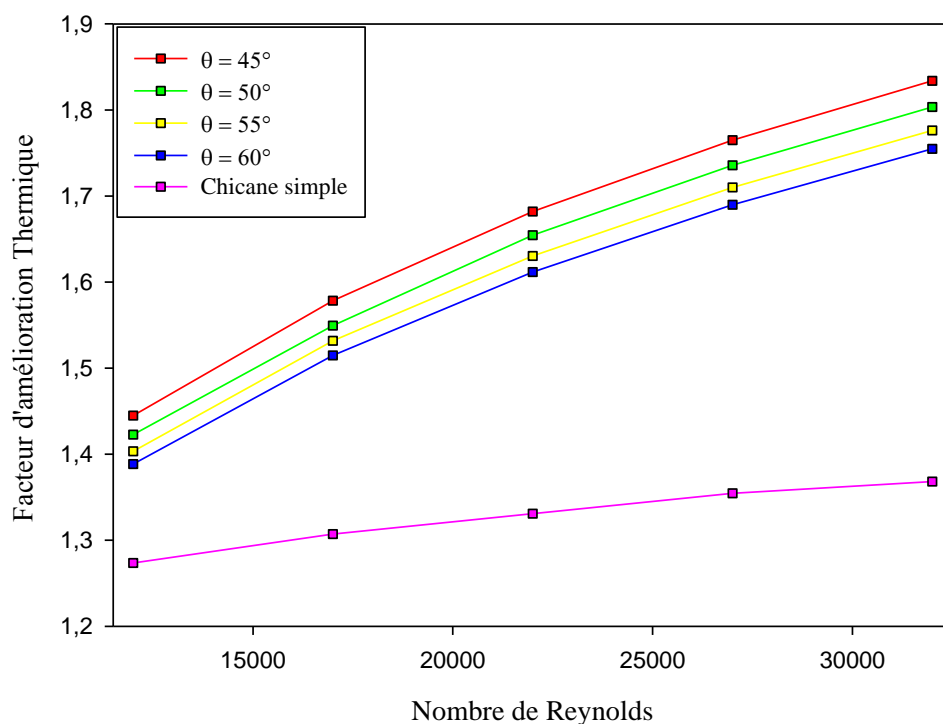
#### VI.4.6. Facteur de frottement normalisé

La **figure IV.13** illustre la variation du coefficient de frottement moyen normalisé ( $f/f_0$ ) en fonction du nombre de Reynolds pour divers angles de la chicane en 'V'. Ici  $f_0$  est le coefficient de frottement à l'intérieur d'un canal lisse pour le même nombre de Reynolds; il peut être exprimé à l'aide de l'équation II.4.12. A partir de cette courbe, il est possible de noter que le rapport  $f/f_0$  tend à augmenter lorsque le nombre de Reynolds croît, et ce pour tous les angles considérés de la chicane en 'V'. La plus grande augmentation du frottement est obtenue en utilisant la chicane en 'V' dans la gamme étudiée de  $\theta$ ; cette augmentation est dans un intervalle s'étendant de 4.421 à 30.263 fois celle obtenue dans un canal rectangulaire lisse sans obstacle. Une simple comparaison des résultats de la

**figure IV.13** permet de dire que la valeur de l'angle d'attaque du second obstacle a un impact sur le coefficient de frottement moyen. La valeur la plus élevée du rapport du facteur de frottement, pour toutes les chicanes en forme de 'V' utilisées, est détectée à  $\theta = 60^\circ$ . Cependant, les valeurs les plus faibles sont trouvées avec l'angle  $\theta = 45^\circ$ . Il est important de noter que la valeur du rapport  $f/f_0$  pour la chicane en 'V' à  $\theta = 60^\circ$  est supérieure d'environ 18.095 %, 12.894 % et 6.658 % par rapport à celles obtenues pour  $\theta = 45^\circ$ ,  $50^\circ$  et  $55^\circ$ , respectivement, pour le plus grand nombre de Reynolds.

Notons que la présence d'une chicane en 'V' entraîne une diminution significative de la perte par friction pour tous les cas, comparativement au cas d'une chicane simple, avec le plus petit nombre de Reynolds, i.e.  $Re = 12\ 000$ . Les chicanes en 'V' de  $45^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$  engendrent des diminutions de la perte par friction d'environ 27.558 %, 22.716 %, 16.891 % et 10.554 %, respectivement, par rapport à celle de la chicane simple.

Pour le nombre de Reynolds le plus élevé,  $Re = 32\ 000$ , la valeur du rapport  $f/f_0$  dans le cas d'un angle d'attaque de  $45^\circ$  diminue de 3.2 % par rapport au cas d'une chicane simple. Cependant, la valeur de ce même rapport augmente de 2.948 %, 10.318 % et 18.187 % lorsque l'angle d'attaque est égal à  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$ , respectivement, pour cette même grande valeur du nombre de Reynolds. Cela suggère que l'utilisation d'un petit angle d'attaque ( $45^\circ$  dans la présente étude) aide à réduire la perte par friction du système.



**Figure IV.14:** Facteur d'amélioration thermique pour différents angles d'attaque du second obstacle.



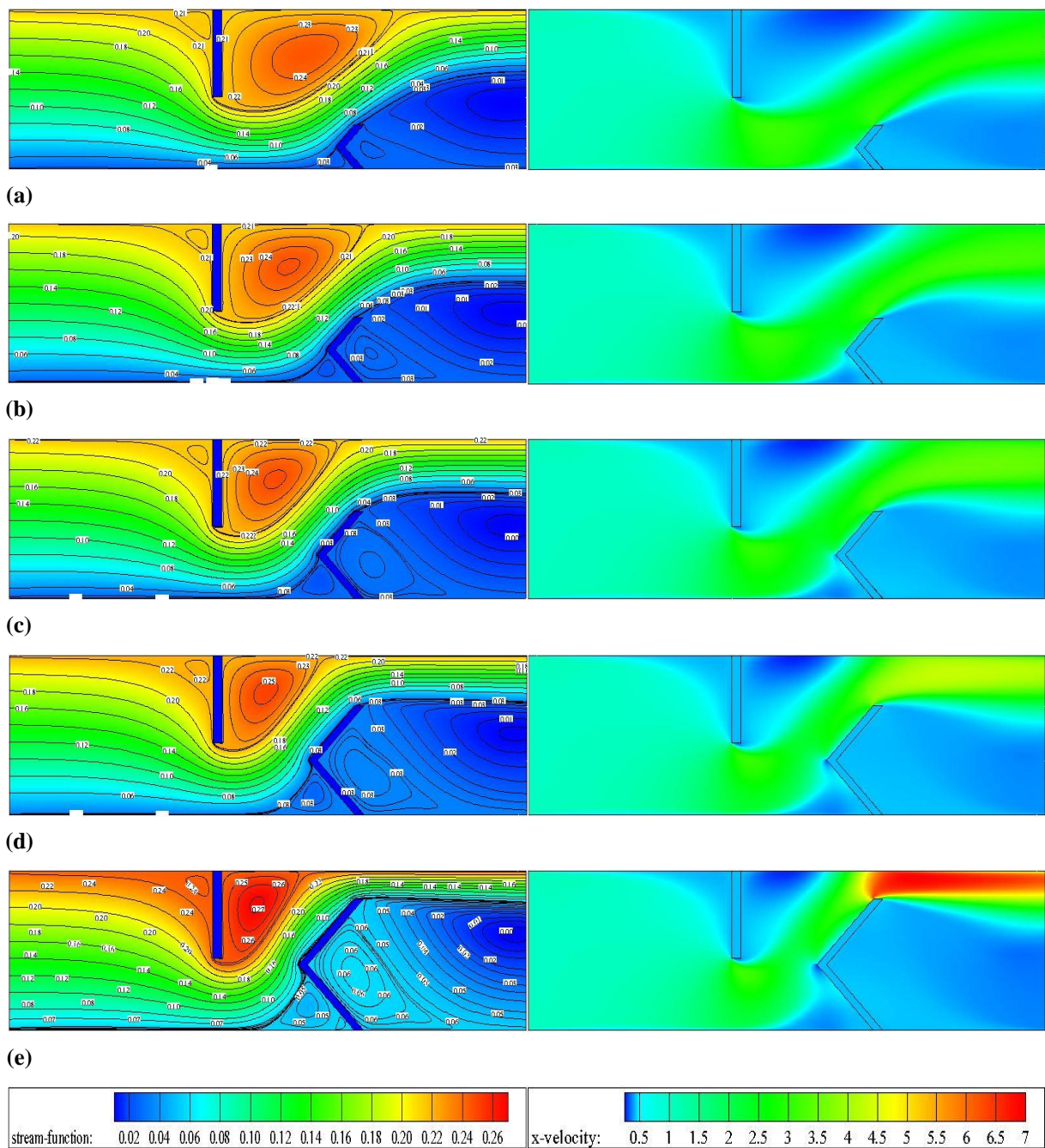
#### VI.4.7. Évaluation du facteur d'amélioration Thermique

La **figure IV.14** illustre la variation du facteur d'amélioration thermique (*TEF*) en fonction de l'angle  $\theta$ , pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. Ce paramètre adimensionnel est calculé en se basant sur son expression qui est donnée par l'équation (II.4.10). Les performances thermo-aérodynamiques du canal sont considérées comme mauvaises si ce facteur est inférieur à 1. Cependant, ces performances sont meilleures si ce facteur est supérieur à 1. Sur la figure, la valeur du facteur d'amélioration thermique tend à augmenter avec l'augmentation du nombre de  $Re$  pour toutes les chicanes en 'V' utilisées mais avec une diminution de l'angle d'attaque  $\theta$ . Les valeurs minimale et maximale du facteur d'amélioration thermique ont été obtenues pour les valeurs de l'angle d'attaque égales à  $60^\circ$  et  $45^\circ$ , respectivement. Les valeurs les plus élevées de ce facteur pour les chicanes en 'V' étudiées sont égales à 1.833, 1.803, 1.776 et 1.754 pour  $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$ , respectivement, pour le même nombre de Reynolds maximal, i.e.  $Re = 32,000$ . Par conséquent, les valeurs du facteur d'amélioration thermique pour la chicane en forme de 'V' se sont avérées supérieures à l'unité dans tous les cas; elles varient entre 1.754 et 1.833, selon les valeurs de  $\theta$  et  $Re$ , ce qui indique que cette configuration donne une meilleure performance thermo-aérodynamique par rapport à celle d'un canal lisse sans obstacle. Par ailleurs, la chicane en 'V' donne une plus grande amélioration de *TEF* par rapport à la chicane simple. Les chicanes en 'V' dont l'angle est  $45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$  et  $60^\circ$  entraînent des améliorations de *TEF* d'environ 34.044 %, 31.817 %, 29.828 % et 28.262 %, respectivement, par rapport au transfert thermique d'une chicane simple avec un angle d'attaque égal à  $90^\circ$  dans le cas du nombre de Reynolds maximal. Ainsi, on note une augmentation moyenne de 30.987 %. Par conséquent, la chicane en 'V' fixée sur la paroi inférieure, orientée vers l'extrémité amont du canal avec un angle d'attaque de  $45^\circ$ , peut être choisie comme la meilleure configuration capable d'améliorer le *TEF* à l'intérieur du canal.

D'autre part, la hauteur de la chicane en 'V' est un autre paramètre pertinent à considérer sérieusement.

#### VI.5. Effet de la hauteur ( $c$ ) de la chicane en forme de 'V'

Pour mener à bien cette analyse, il a été décidé de choisir la géométrie d'une chicane en forme de 'V', en particulier une chicane ayant un angle  $\theta = 45^\circ$ . Le choix de cette forme géométrique est dû au fait que la valeur du nombre de Nusselt est proche des valeurs trouvées dans les autres cas, et aussi parce que la perte de pression est la plus faible. Dans ce cas, l'impact de la hauteur ( $c$ ) de la chicane en 'V' sur l'amélioration du transfert thermique et sur les caractéristiques de l'écoulement a été examiné pour cinq hauteurs différentes de la chicane, à savoir  $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$ . Ceci correspond à une réduction de la surface d'écoulement de 27.397 %, 41.095 %, 54.794 %, 68.493 % et 82.191 %, respectivement, au niveau de la chicane en 'V'. L'écoulement d'air a été simulé pour les valeurs du nombre de Reynolds égales à 12,000, 17,000, 22,000, 27,000 et 32,000.



**Figure IV.15:** Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale pour différentes hauteurs de la chicane en 'V': (a)  $c = b/2$ , (b)  $c = 3b/4$ , (c)  $c = b$ , (d)  $c = 5b/4$ , et (e)  $c = 3b/2$ , pour  $Re = 12,000$ .

### VI.5.1. Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale

La **figure IV.15** présente les tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale pour un écoulement d'air à l'intérieur du canal, et ce pour cinq hauteurs ( $c$ ) différentes de la chicane en 'V' ( $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$ ). Les lignes de contours autour des obstacles sont données pour le cas où  $Re = 12,000$ . On peut clairement observer qu'en présence d'obstacles, l'écoulement se plie et frappe violemment les parois supérieure et inférieure ainsi que la surface amont

des obstacles à l'intérieur du canal. Des zones de recirculation importantes se forment en aval des obstacles où il y a séparation de l'écoulement d'air; aussi, des tourbillons secondaires plus petits peuvent être remarqués à proximité du coin amont de chaque obstacle. L'augmentation de la hauteur ( $c$ ) de la chicane en 'V' à un effet très similaire à celui de l'augmentation du nombre de Reynolds  $Re$ , comme cela est montrée sur la **figure IV.10**. On voit clairement sur la **figure IV.15** que l'écoulement d'air est faiblement déformé pour des chicanes en 'V' de petites hauteurs. Aussi, cette déformation devient d'autant plus importante que la hauteur de la chicane en 'V' augmente. Ainsi, les lignes de courant sont déviées et l'écoulement vient frapper violemment la paroi opposée lorsque la hauteur de la chicane en 'V' augmente. La **figure IV.15** montre bien que les zones de recirculation dépendent fortement de la hauteur de la chicane en 'V'. On voit bien aussi que la taille des zones de recirculation augmente lorsque la hauteur de la chicane en 'V' devient plus grande. En outre, l'accélération de l'écoulement augmente, et ceci va donner des valeurs de la vitesse axiale plus importantes parce que la zone de contraction est plus petite.

#### VI.5.2. Profils de la vitesse axiale adimensionnelle

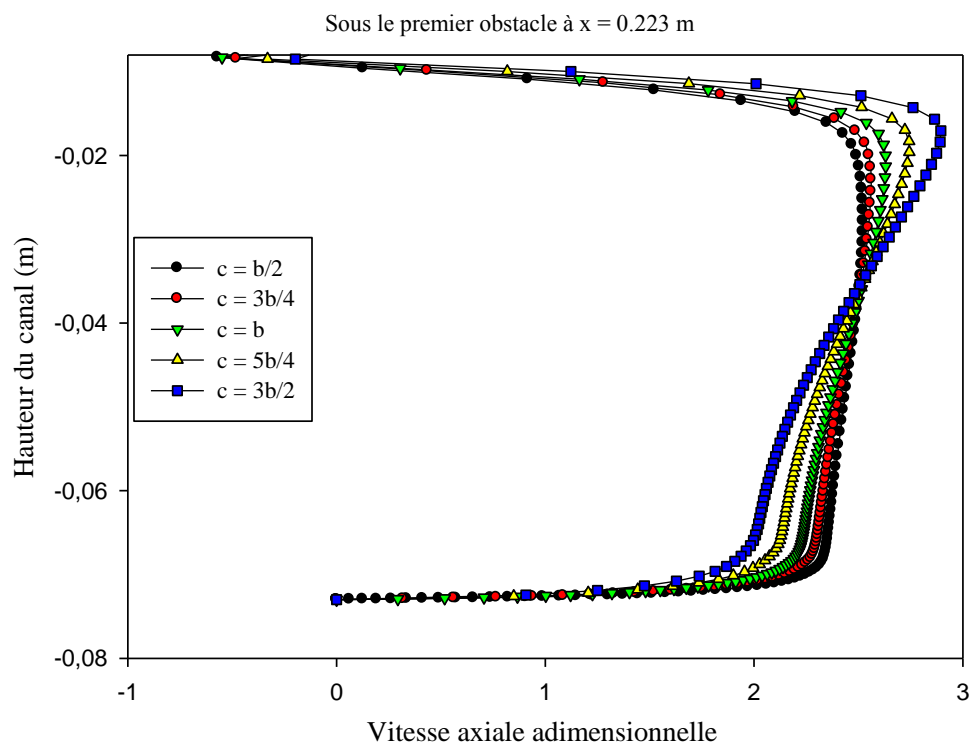
Par ailleurs, des courbes de profils de vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ), à différentes sections transversales, sont examinées et discutées, et ce dans le but de visualiser le champ d'écoulement. L'effet de la hauteur  $c$  de la chicane en 'V' sur les profils de  $u/U_{in}$  est étudié en faisant varier cette hauteur de 0,04 m (ou  $b/2$ ) à 0,12 m (ou  $3b/2$ ), alors que  $b$  et  $Re$  sont maintenus aux valeurs 0,08 m et 12,000, respectivement.

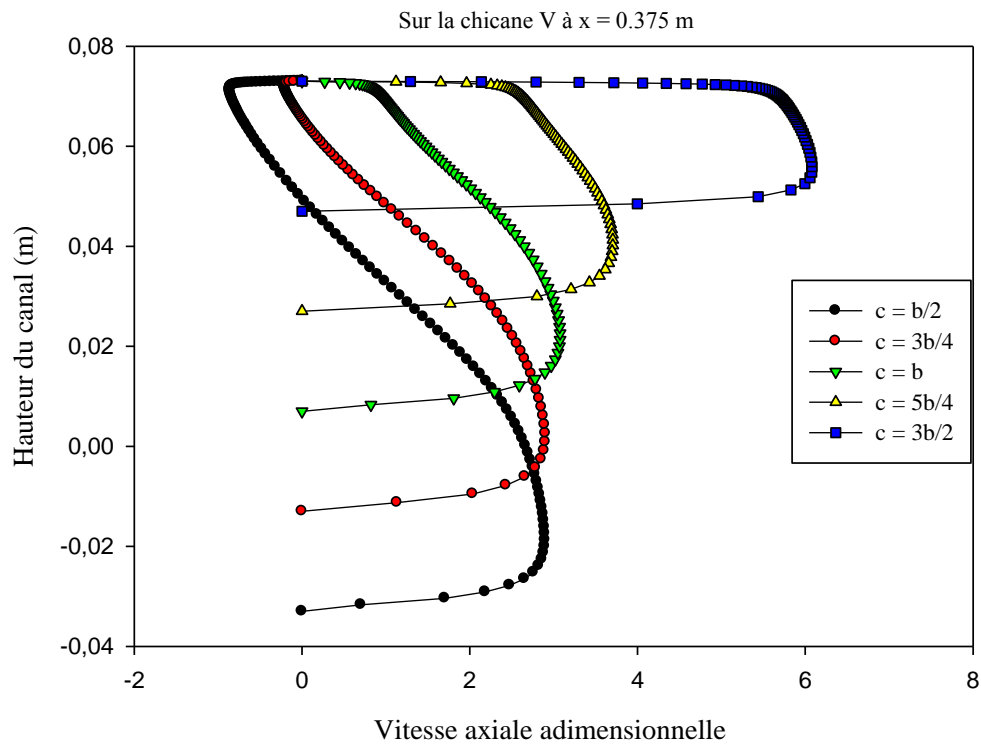
Les **figures IV.16 (a)** et **(b)** illustrent la distribution de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) le long des lignes qui sortent de l'extrémité des obstacles et se dirigent vers les parois opposées. La **figure IV.16 (a)** montre les profils de ( $u/U_{in}$ ) dans le cas du premier obstacle de forme rectangulaire se trouvant à la position  $x = 0.223$  m. Par contre, la **figure IV.16 (b)** montre les profils de ( $u/U_{in}$ ) au-dessus du second obstacle en forme de 'V' à la position  $x = 0.375$  m. Comme il fallait s'y attendre, les plus grandes valeurs se trouvent au-dessus de la chicane en 'V', à proximité de la paroi supérieure du canal. L'influence des obstacles est clairement observée pour les deux positions, d'abord à travers l'augmentation de la vitesse axiale à la position  $x = 0.375$  m, dans la partie supérieure du canal, et ensuite près de l'extrémité de l'ailette plane, dans la région inférieure du canal. Lorsque  $c$  passe de  $b/2$  à  $3b/2$ , la valeur du rapport  $u/U_{in}$  augmente de 14.649 % pour la position  $x = 0,223$  m et de 108.794 % pour  $x = 0.375$  m.

Une représentation des profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) en aval de chaque obstacle est donnée dans les **figures IV.17 (a)** et **(b)** pour le nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ , pour les deux positions transversales à  $x = 0.255$  m et  $x = 0.450$  m, se trouvant à 0.027 m et 0.07 m après le premier et le deuxième obstacle, respectivement. Il est important de noter que des zones de

recirculation apparaissent immédiatement en aval des deux obstacles. Notons aussi que la taille de ces zones est fortement affectée par la hauteur du deuxième obstacle en forme de 'V'. On remarque que la taille et la résistance des zones de recirculation augmentent lorsque la hauteur de la chicane en 'V' devient plus grande.

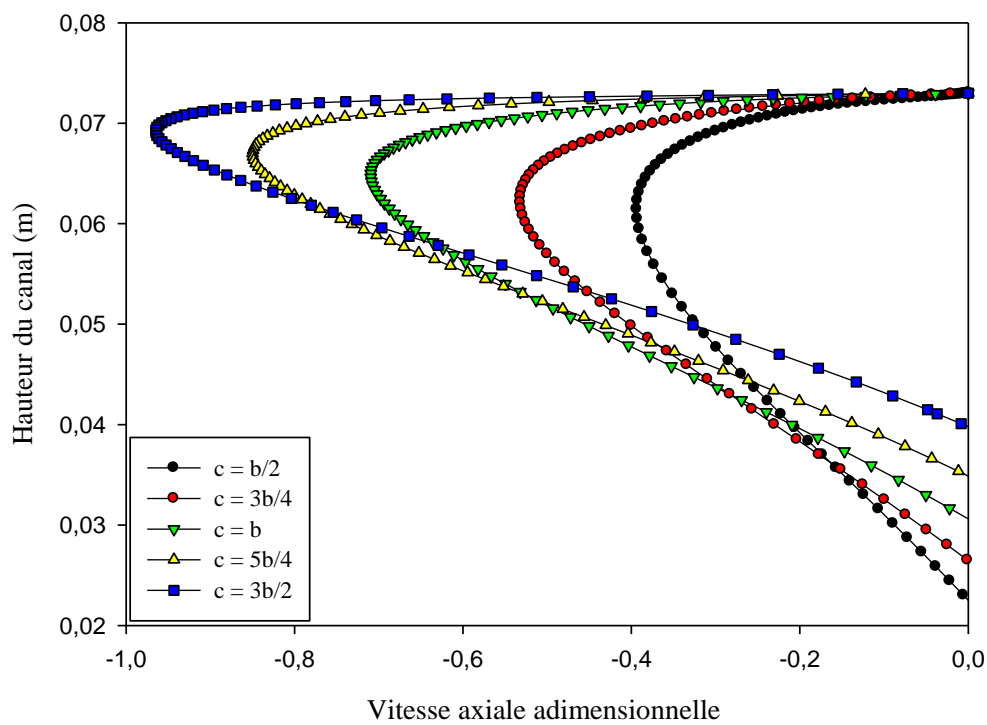
La **figure IV.18** présente les résultats numériques des profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) près de la sortie du canal, à travers les sections transversales, aux positions  $x = 0.525$  m,  $0.145$  m et  $0.029$  m après le second obstacle (chicane en 'V') et avant la sortie du canal, respectivement. Cette même figure montre que les profils de la vitesse varient en fonction de la taille de la chicane en 'V' ( $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$ ), pour la plus petite valeur du nombre de Reynolds ( $Re = 12,000$ ). En effet, la vitesse axiale de l'écoulement d'air à proximité de la sortie du canal augmente suite au rétrécissement de la section de passage de l'écoulement dans la région opposée à la deuxième chicane en 'V'. Dans cette section, la vitesse augmente de 111.904 % lorsque la hauteur  $c$  de la chicane passe de  $0.04$  m à  $0.12$  m. Les valeurs du rapport  $u/U_{in}$  pour le cas d'une chicane en 'V' ayant une hauteur  $c = 3b/2$  sont d'environ 52.808 %, 49.678 %, 45.569 % et 34.501 % plus élevées que celles d'une chicane ayant les hauteurs  $c = b/2, 3b/4, b$  et  $5b/4$ , respectivement.



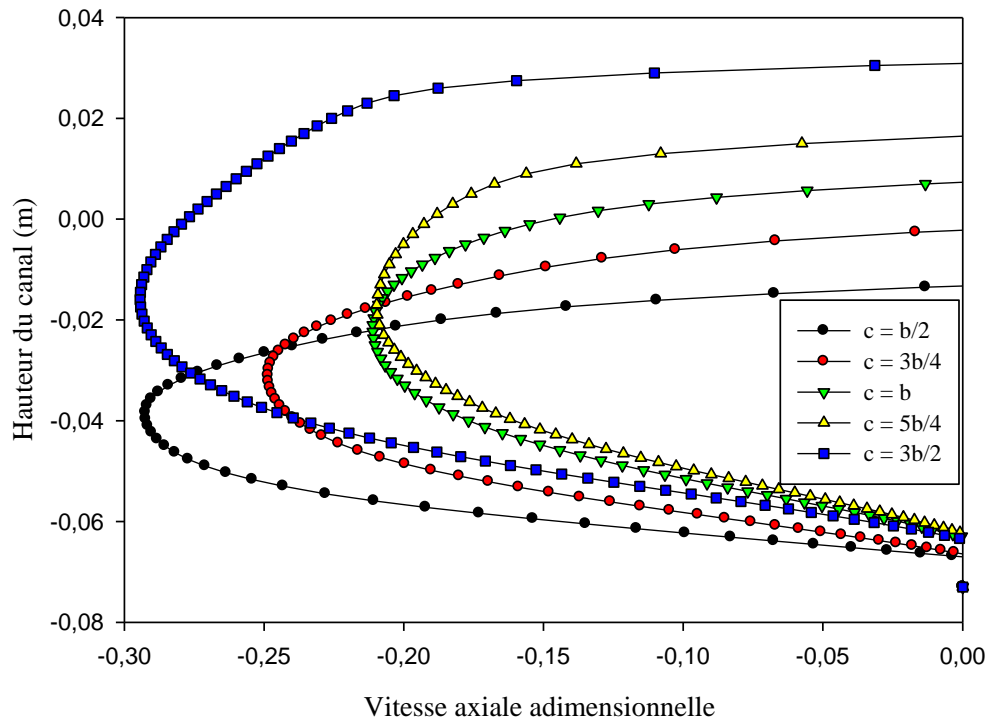


(b)

**Figure IV.16:** Vitesse axiale adimensionnelle en fonction de la section transversale du canal pour les positions (a)  $x = 0.223$  m et (b)  $x = 0.375$  m, pour différentes hauteurs de la chicane en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

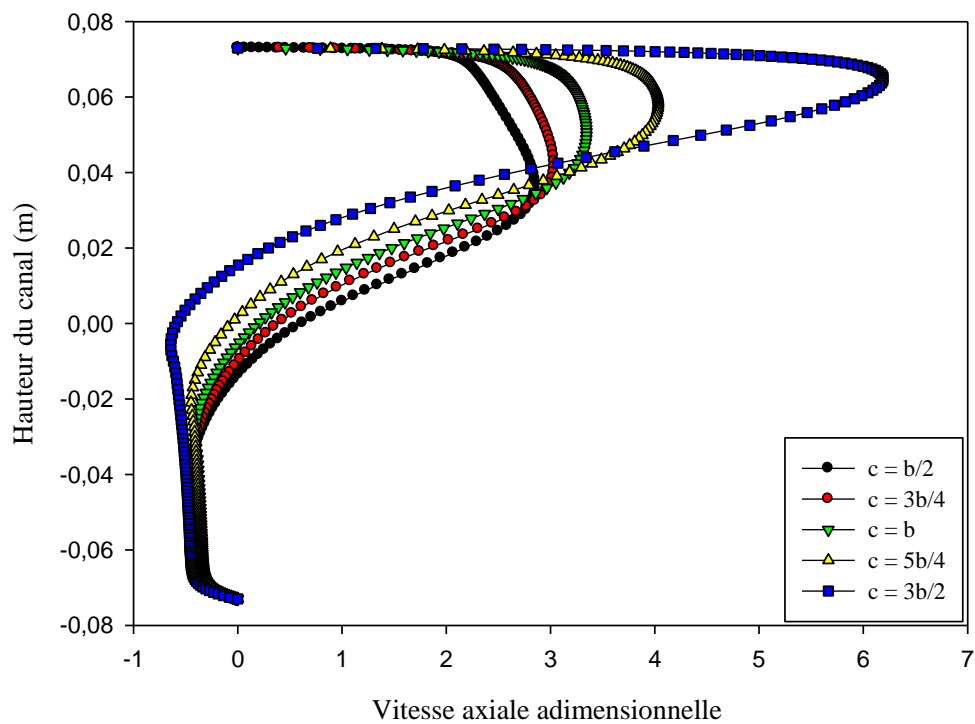


(a)



(b)

**Figure IV.17:** Influence de la hauteur de la chicane en forme de 'V' sur la taille de la zone de recyclage juste après le premier obstacle et le deuxième, pour les positions : (a)  $x = 0.255$  m et (b)  $x = 0.450$  m de l'entrée, pour  $Re = 12,000$ .



**Figure IV.18:** Variation des profils de vitesse axiale adimensionnelle le long de la hauteur du canal pour  $x = 0,525$  m, pour différentes tailles de la chicane en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

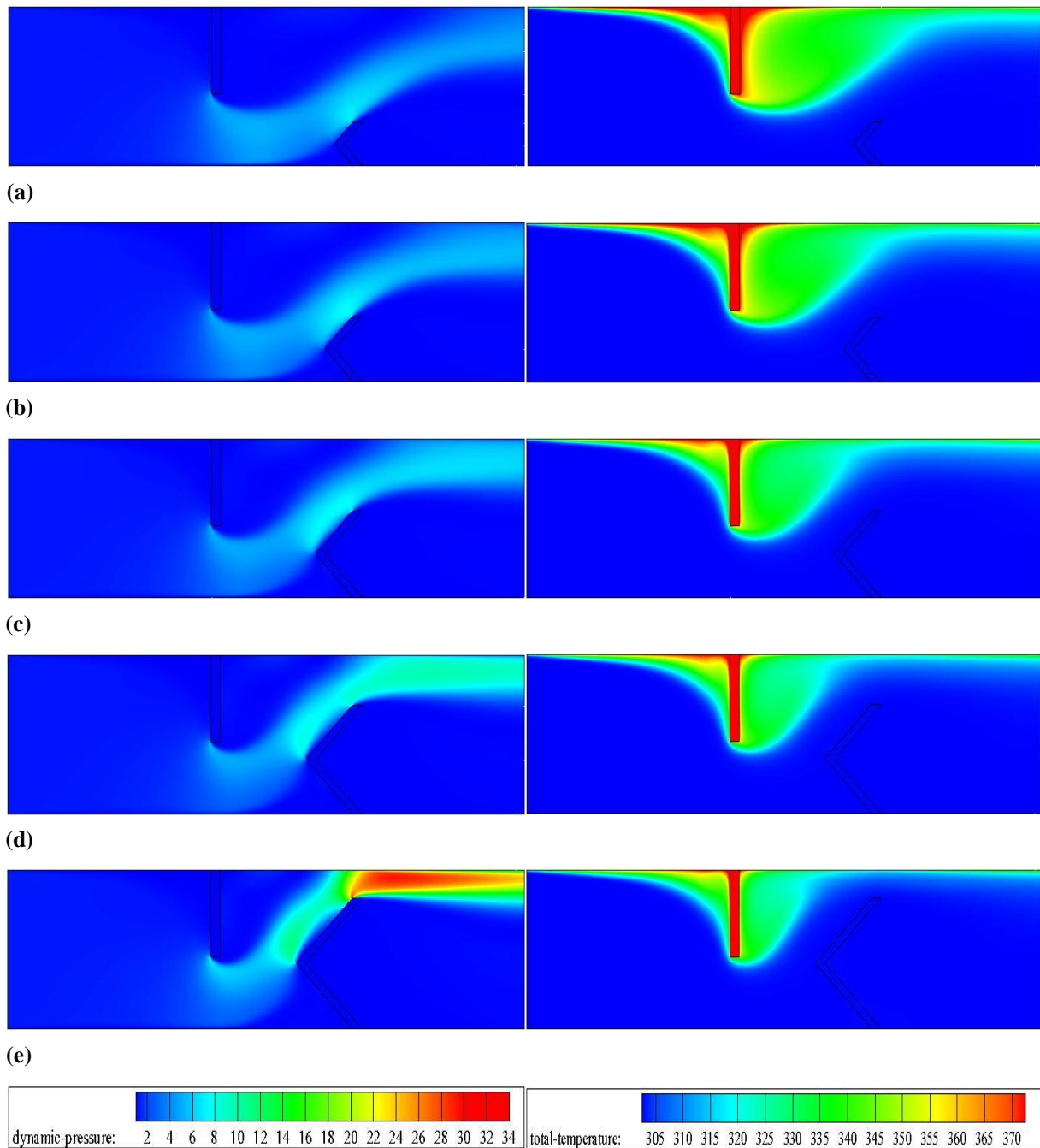


### VI.5.3. Tracés de contours des champs de pression dynamique et de température

La présence des obstacles influe non seulement sur le champ des vitesses mais aussi sur la répartition de la pression dynamique dans tout le domaine étudié. Ceci est bien représenté par la **figure IV.19**. Pour étudier l'effet de la hauteur ( $c$ ) de la chicane en 'V' sur le champ de pression dynamique, on a fait varier cette hauteur en fonction de la hauteur ( $b$ ) de l'ailette rectangulaire, de  $b/2$  à  $3b/2$ , pour  $\theta = 45^\circ$ ,  $S = Pi$ ,  $b = 0,08$  m et  $Re = 12,000$ . Similairement aux résultats présentés sur la **figure IV.15**, les plus grandes valeurs se trouvent dans la région faisant face à la chicane en 'V', et ce en raison des fortes vitesses dans cette région.

La comparaison des résultats présentés sur les **figures IV.19 (a) - (e)** indique que la hauteur de la chicane en 'V' a un impact sur le champ de pression. Comme cela est montré sur la même figure, la valeur de la pression augmente avec l'accroissement de la hauteur ( $c$ ) de la chicane en 'V'. La valeur de la pression à la sortie du canal pour le cas d'une chicane en 'V' avec une hauteur  $c = b/2$  est égale à environ 5.701 Pa; cette pression passe à 24.199 Pa pour  $c = 3b/2$ .

La **figure IV.19 (a) - (e)** illustre les tracés de contours des isothermes pour différentes hauteurs de la chicane en 'V' ( $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$ ). Le gradient de température le plus élevé est observé à l'endroit où l'écoulement touche la paroi supérieure chaude, alors que le plus faible est trouvé dans la zone proche du coin de l'ailette, là où la zone de recirculation apparaît, particulièrement derrière la chicane. La région près du coin est parfois appelée 'zone morte' puisqu'elle ne permet pas d'avoir un bon transfert thermique et ce en raison du très faible mouvement de rotation de l'écoulement dans cette zone. La zone morte se trouve à environ 0,5 H de l'ailette. Dans cette région la température est assez élevée, ce qui signifie que le gradient de température est faible. Bien évidemment, pour les hauteurs importantes de la chicane en 'V', les températures chutent de manière remarquable, comme cela peut être observé sur cette même figure. Par conséquent, l'augmentation de la hauteur de la chicane en 'V' et la température du fluide sont inversement proportionnelles au niveau de chaque section transversale du canal. Par ailleurs, l'analyse des résultats numériques des champs de vitesse axiale (voir **figure IV.15**) et des champs de température, dans différentes régions du canal (voir **figure IV.19**), permet de remarquer qu'il existe une relation inverse entre la température du fluide et la vitesse de l'écoulement.



**Figure IV.19:** Tracés de contours des champs de la pression dynamique et de la vitesse axiale pour différentes hauteurs de la chicane en 'V': (a)  $c = b/2$ , (b)  $c = 3b/4$ , (c)  $c = b$ , (d)  $c = 5b/4$ , et (e)  $c = 3b/2$ , pour  $Re = 12,000$ .

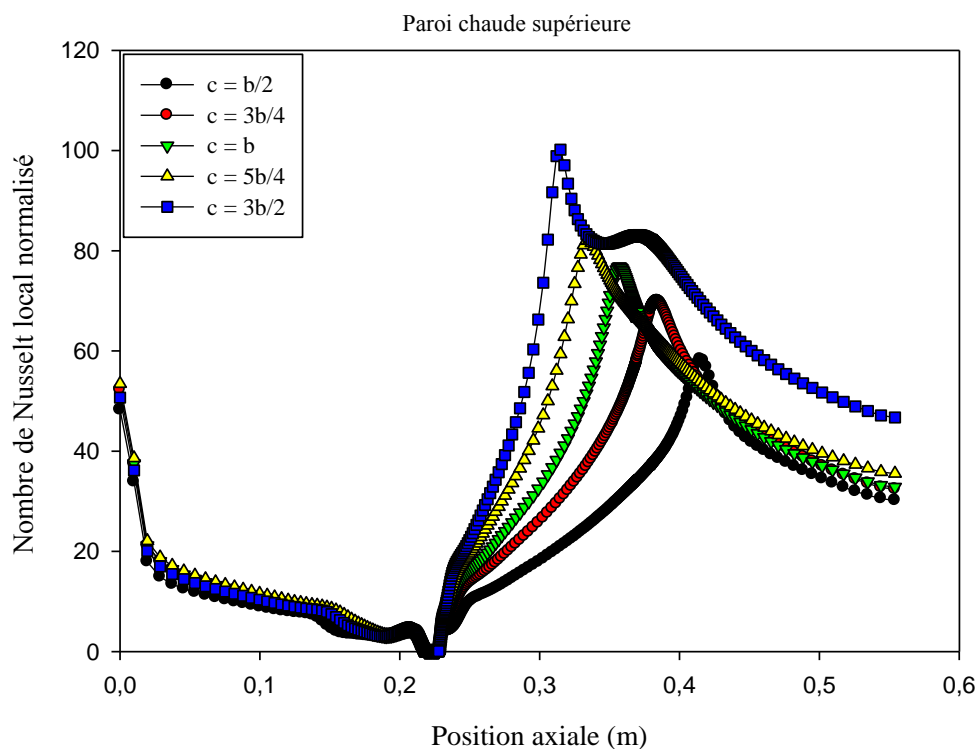
#### VI.5.4. Nombres de Nusselt local et moyen normalisés

La variation axiale du nombre de Nusselt local normalisé ( $Nu_x/Nu_0$ ) pour la paroi supérieure du canal, et pour différentes valeurs de la hauteur de la chicane en 'V', avec le nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ , est présentée sur la **figure IV.20** sur laquelle il convient de noter qu'en amont de l'ailette plane, la valeur de ( $Nu_x/Nu_0$ ) diminue lentement puis remonte légèrement et ensuite descend à l'approche de l'ailette plane. En aval de cette même ailette, la valeur de  $Nu_x/Nu_0$  augmente

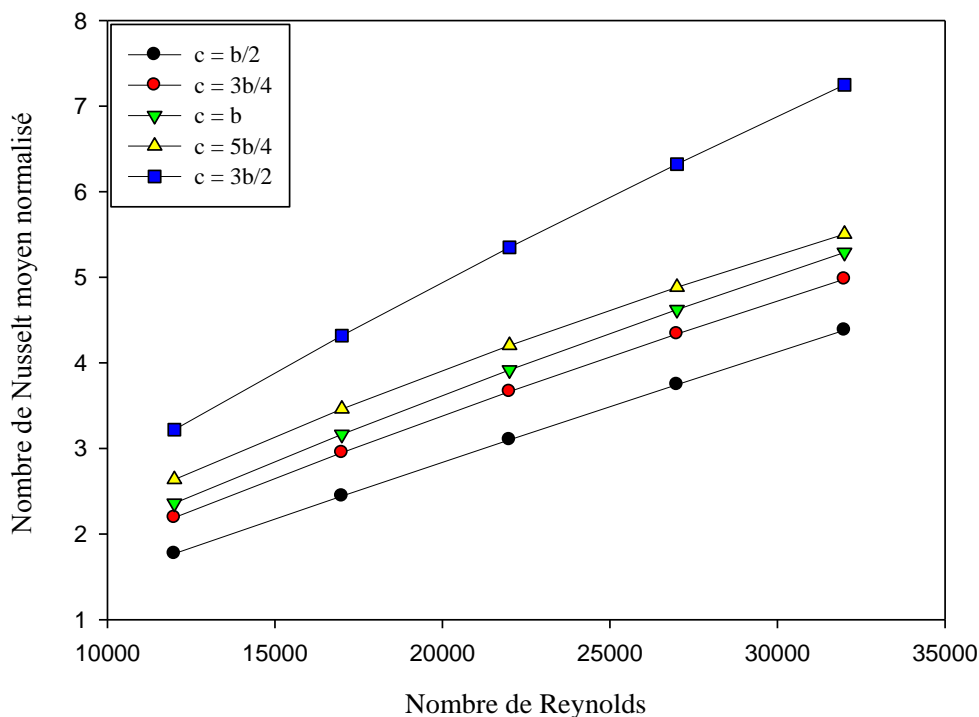


progressivement jusqu'à atteindre la région de la chicane en 'V' où la valeur de  $Nu_x/Nu_0$  est maximale, et ensuite elle chute brusquement à la sortie du canal. Similairement, cette même figure indique que le rapport  $Nu_x/Nu_0$  augmente lorsque la hauteur de la chicane en 'V' augmente. Ceci pourrait être expliqué par le fait qu'une augmentation de la hauteur de la chicane en 'V' entraîne une augmentation de la hauteur, la longueur et la résistance des vortex, ce qui va améliorer la qualité et la durée du mélange.

La **figure IV.21** présente la variation du rapport  $Nu/Nu_0$  moyen en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de la hauteur ( $c$ ) de la chicane en 'V', avec  $Re = 12,000$ . Cette même figure montre que le rapport  $Nu/Nu_0$  augmente avec l'accroissement de la hauteur  $c$  et du nombre de Reynolds  $Re$ . La plus grande valeur du rapport  $Nu/Nu_0$  est obtenue pour la hauteur maximale de la chicane en 'V'. En effet, la plus grande valeur de  $c$  engendre une recirculation et une séparation de l'écoulement, ce qui entraîne une augmentation de l'intensité de la turbulence de l'écoulement plus importante que celle obtenue avec une petite valeur de  $c$ . La valeur maximale du rapport  $Nu/Nu_0$  est obtenue pour  $c = 3b/2$  alors que la valeur minimale est trouvée pour  $c = b/2$ . Les valeurs de  $Nu/Nu_0$  correspondant à  $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$  augmentent, respectivement, d'environ 4.381, 4.978, 5.290, 5.504 et 7.2492 fois plus que dans le cas d'un canal rectangulaire lisse.



**Figure IV.20:** Variation axiale du nombre de Nusselt local normalisé le long de la paroi supérieure du canal, pour diverses valeurs de la hauteur de la chicane en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .

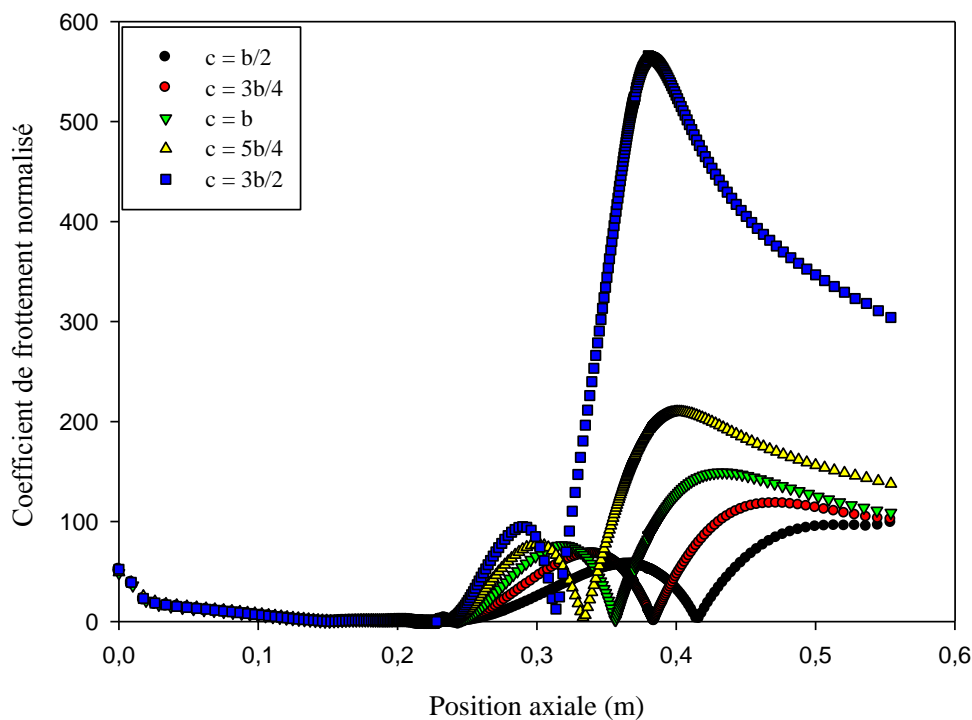


**Figure IV.21:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, et pour différentes hauteurs de la chicane en 'V'.

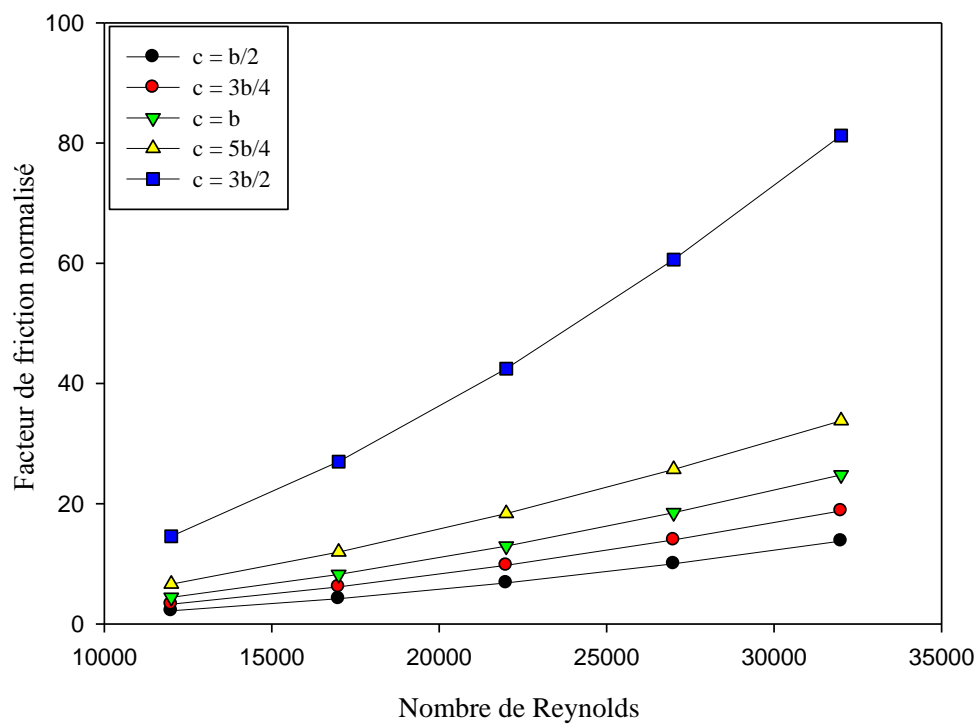
#### VI.5.5. Coefficients de frottement local et moyen normalisés

La **figure IV.22** montre le coefficient de frottement normalisé ( $Cf/f_0$ ) le long de la paroi supérieure du canal pour le nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ , pour différentes valeurs  $c$  de la hauteur de la chicane en 'V'. Les tendances du rapport  $Cf/f_0$  sont les mêmes pour toutes les valeurs  $c$ . Les coefficients de frottement ont la valeur la plus élevée dans la zone opposée à la chicane en 'V' et la plus petite valeur dans la région proche de l'ailette plane, et ce dans tous les cas considérés. Il est important aussi de noter que les valeurs du rapport  $Cf/f_0$  ont tendance à augmenter lorsque les valeurs de  $c$  deviennent plus grandes. Il a été remarqué que lorsque la hauteur  $c$  de la chicane en 'V' passe de 0.010 m (ou  $5b/4$ ) à 0,12 m (ou  $3b/2$ ), la valeur de  $Cf/f_0$  change considérablement, comme cela a été précédemment observé pour la vitesse d'écoulement, montré sur la **figure IV.18**.

La **figure IV.23** illustre la variation du coefficient de frottement moyen ( $f$ ) normalisé par le facteur de frottement ( $f_0$ ) du canal lisse sans obstacle en fonction de la hauteur  $c$  de la chicane en 'V' ( $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$ ) pour des valeurs du nombre de Reynolds  $Re$  variant entre 12,000 et 32,000. On peut aisément noter sur cette figure que la valeur de  $Cf/f_0$  a tendance à augmenter avec l'accroissement du nombre de Reynolds, et ce pour toutes les valeurs de la hauteur  $c$  de la chicane en 'V'. L'utilisation d'un obstacle entraîne une augmentation extrêmement importante du facteur  $f$  par rapport au cas d'un canal simple sans obstacle.

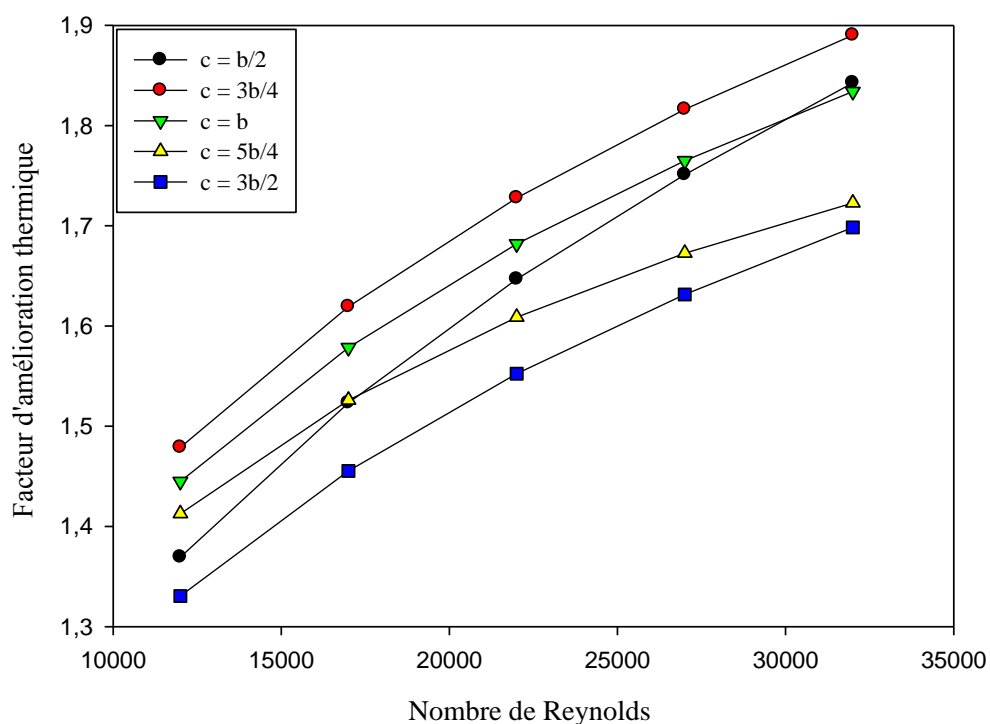


**Figure IV.22:** Variation axiale du coefficient de frottement normalisé le long de la paroi supérieure du canal, pour différentes hauteurs de la chicanes en 'V', et pour  $Re = 12,000$ .



**Figure IV.23:** Variation du facteur de friction normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes hauteurs de la chicane en 'V'.

En utilisant la chicane en 'V', on note que la valeur de  $f/f_0$  augmente lorsque la section en forme de 'V' croît. Cette croissance devient plus importante pour  $c > 5b/4$ . Ceci confirme la constatation faite précédemment, tel que montrée sur la **figure IV.22**. Comme il fallait s'y attendre, la valeur de  $f/f_0$  obtenue avec la chicane en 'V' ayant la hauteur  $c = 3b/2$  est sensiblement plus grande que celles trouvées avec des valeurs de  $c$  plus faibles. L'augmentation moyenne de  $f$  lors de l'utilisation de la chicane en 'V' est entre 2.181 et 81.247 fois plus grande que la valeur trouvée dans un canal lisse. La valeur de  $f$  d'une chicane en 'V' pour  $Re = 32,000$  et  $c = 3b/2$  est d'environ 83.014 %, 76.847 %, 69.491 % et 58.416 % plus élevée que celle obtenue avec  $c = b/2, 3b/4, b,$  et  $5b/4,$  respectivement.



**Figure IV.24:** Facteur d'amélioration thermique pour différentes hauteurs du deuxième obstacle en 'V'.

### VI.5.6. Évaluation du facteur d'amélioration thermique

La **figure IV.24** illustre l'évolution du facteur d'amélioration thermique ( $TEF$ ) en fonction du nombre de Reynolds ( $Re = 12,000, 17,000, 22,000, 27,000$  et  $32,000$ ), avec une section constante de l'ailette rectangulaire plane ( $b = 0.08$  m) et cinq valeurs  $c$  différentes de la hauteur de la chicane en 'V' ( $c = b/2, 3b/4, b, 5b/4$  et  $3b/2$ ) pour la surface inférieure de la paroi chaude du canal. Comme on peut s'y attendre, le facteur d'amélioration thermique augmente lorsque le nombre de Reynolds croît et ce dans tous les cas étudiés. Cependant, il est intéressant de noter que ce facteur est inversement proportionnel à la deuxième variable, qui est la taille du second obstacle en 'V' dont la hauteur est  $c$ ; ceci n'est pas vrai que pour le cas où  $c \geq 3b/4$ . Si la hauteur  $c$  est supérieure à  $3b/4$ , alors le facteur

d'amélioration thermique diminue en raison des pertes d'énergie élevées dues aux frottements. Les valeurs de ce facteur varient entre 1.33 dans le cas où  $c = 3b/2$  et pour la plus petite valeur du nombre de Reynolds (12,000), et 1.89 dans le cas où  $c = 3b/4$  et pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds (32,000). Lorsque la hauteur  $c$  passe de  $3b/4$  à  $3b/2$ , la valeur du facteur d'amélioration thermique diminue de 1.89 dans le cas où  $c = 3b/4$  à 1.833, 1.722 et 1.698 pour les hauteurs égales à  $c = b$ ,  $5b/4$  et  $3b/2$ , respectivement; ces diminutions correspondent à 2.976 %, 8.858 % et 10.146 %, respectivement, pour le plus grand nombre de Reynolds. Dans le cas où  $c = b/2$ , toujours pour le nombre de Reynolds le plus élevé, on trouve que le facteur d'amélioration thermique est égal à 1.842. Cette valeur croît de 2.585 % pour  $c = 3b/4$ . Cependant, ce facteur commence à diminuer de 0.467 %, 6.501 % et 7.823 %, dans les cas où  $c = b$ ,  $5b/4$  et  $3b/2$ , respectivement.

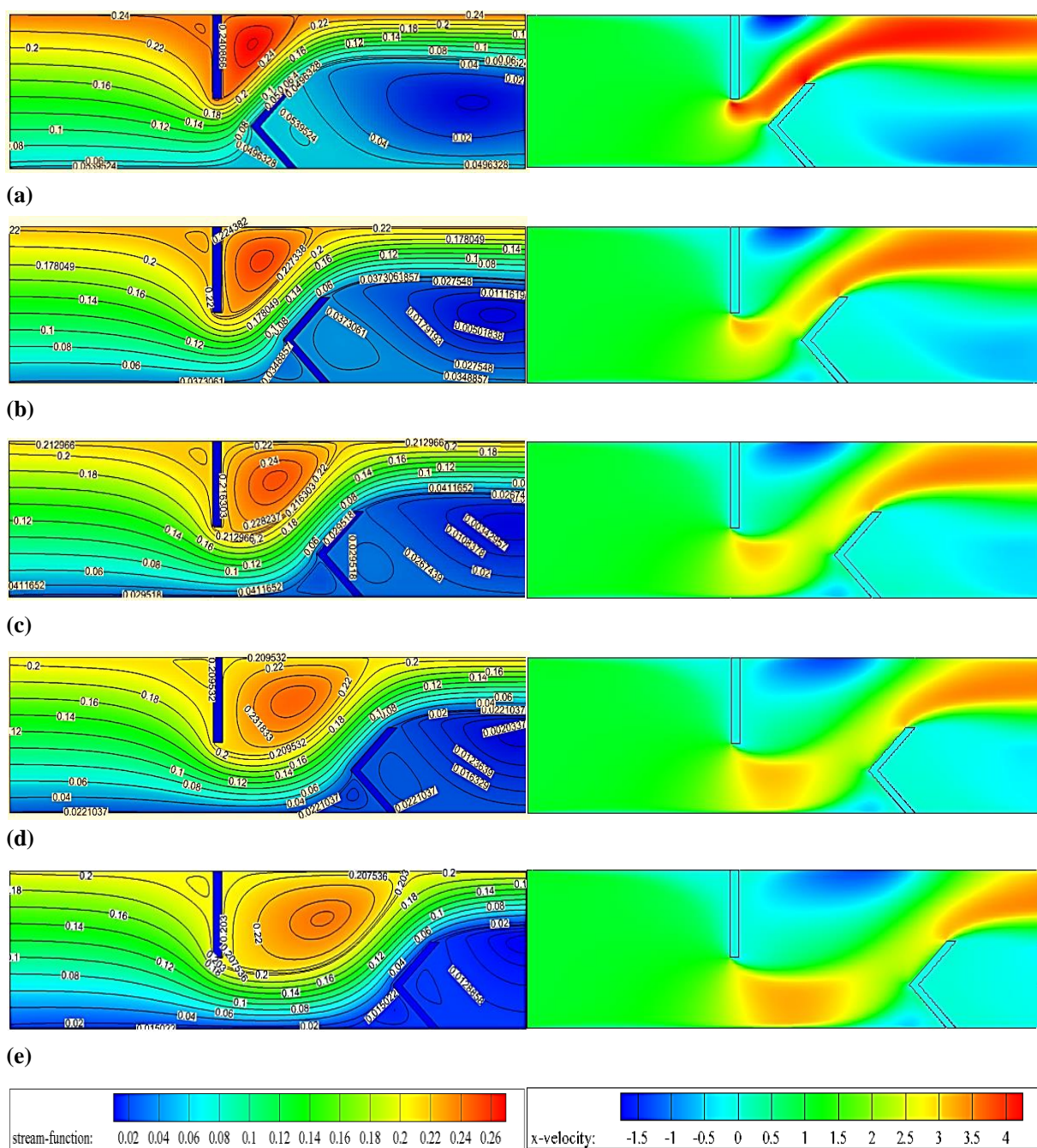
Par suite, lorsqu'on introduit une nouvelle forme géométrique de chicane (forme en 'V') sur la paroi inférieure adiabatique, et pour une hauteur  $c = 3b/4$ , les performances thermo-aérodynamiques (*TEF*) peuvent être améliorées avec une perte par friction minimale à l'intérieur du canal.

#### VI.6. Effet de la position de la chicane en 'V'

L'objectif de cette section est d'analyser l'influence de l'espacement  $S$  entre les obstacles. Cet espacement peut prendre des valeurs comprises entre  $Pi/2$  et  $3Pi/2$ , avec un incrément de  $Pi/4$ . Ainsi, le premier obstacle, qui est une ailette rectangulaire plane, est placé sur la paroi supérieure chaude, tandis que le deuxième obstacle, qui est la chicane en 'V' ayant un angle d'attaque de  $45^\circ$ , est situé en amont, et est fixé sur la surface inférieure adiabatique. Ce dernier obstacle est soigneusement déplacé afin de trouver la meilleure position pour un transfert de chaleur optimal. La distance  $c$  entre la pointe supérieure de la chicane en 'V' et la paroi inférieure du canal est maintenue constante et égale à  $b$  (= 0.08 m).

##### VI.6.1. Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale

La **figure IV.25** illustre l'impact de l'espacement des obstacles sur la structure de l'écoulement à proximité de la paroi. Les tracés sur cette figure présentent les lignes de courant et les champs de vitesse axiale pour différents espacements  $S$  entre les obstacles ( $S = Pi/2, 3Pi/4, Pi, 5Pi/4$  et  $3Pi/2$ ), pour le nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ . L'écoulement, qui est dévié en raison de la présence d'obstacles sur les côtés gauche et droit, vient heurter les parois supérieure et inférieure ainsi que les coins des obstacles, et ce pour différentes distances de séparation.



**Figure IV.25:** Tracés de contours des lignes de courant et des champs de vitesse axiale pour différentes distances de séparation entre les obstacles: (a)  $S = \pi/2$ , (b)  $S = 3\pi/4$ , (c)  $S = \pi$ , (d)  $S = 5\pi/4$ , et (e)  $S = 3\pi/2$ , avec  $Re = 12,000$ .

La vitesse est uniforme à l'entrée du canal, juste en amont du premier obstacle de forme rectangulaire. Par conséquent, le fluide forme un volume mort, c'est-à-dire que l'écoulement va stagner dans cette région. Le bord tranchant, trouvé en amont, présente un point de détachement. Néanmoins, l'écoulement se détache de la surface de l'obstacle, ce qui entraîne une dépression en aval de ce même obstacle. Ce résultat est bien corroboré par la présence d'un centre du noyau tourbillonnaire très actif.



Le premier obstacle redirige l'écoulement vers la paroi inférieure, tandis que le second obstacle en forme de 'V' l'orienté vers la paroi supérieure chaude; ceci va permettre au fluide de capter toute l'énergie thermique. Une autre zone morte de recirculation se produit en aval de ce même obstacle.

La structure de l'écoulement est par ailleurs influencée par la distance entre les obstacles. Comme on peut clairement le voir, la variation de la distance séparant les obstacles a un effet plus perceptible sur la face supérieure du premier obstacle et sur la face supérieure gauche du second ; ceci est certainement dû à la déviation de l'écoulement. La diminution de la distance ( $S$ ) entre les obstacles engendre une vitesse de l'écoulement d'air plus importante. Par conséquent, la plus grande valeur de cette vitesse est obtenue lorsque la distance entre les obstacles est  $S = \pi/2$ , comme le montre la **figure IV.25 (a)**.

### VI.6.2. Profils de la vitesse axiale adimensionnelle

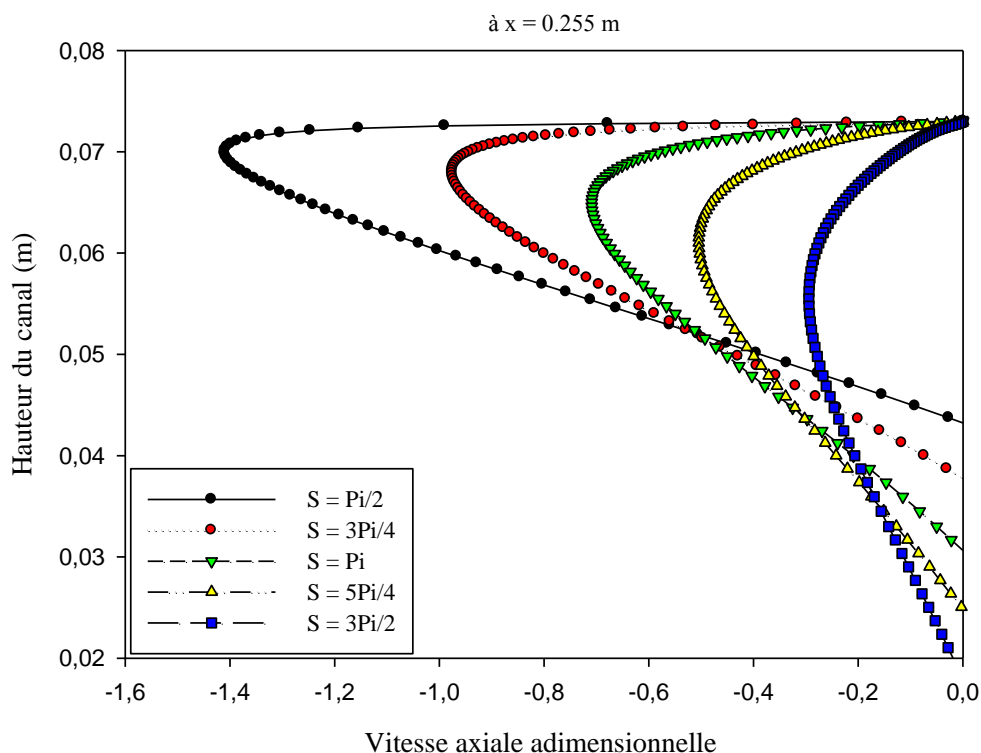
Les profils de la vitesse axiale adimensionnelle ( $u/U_{in}$ ) juste derrière le premier et deuxième obstacle, en deux positions situés à  $x = 0.255$  m et  $x = 0.525$  m de l'entrée du canal, sont comparés sur les **figures IV.26** et **IV.27**, respectivement. Ces mêmes figures indiquent qu'une relation existe bien entre les différents profils ( $u/U_{in}$ ). Cette relation est fonction du nombre de Reynolds ( $Re = 12,000, 22,000$  et  $32,000$ ), pour cinq distances de séparation différentes ( $S = \pi/2, 3\pi/4, \pi, 5\pi/4$  et  $3\pi/2$ ) entre les deux obstacles. Les figures susmentionnées suggèrent que la variation de l'espacement longitudinal ( $S$ ) séparant l'ailette plane fixée à la paroi supérieure du canal et la chicane en 'V' montée sur la paroi inférieure a un impact significatif sur l'amplitude de la vitesse axiale et sur la longueur de recirculation qui apparaît dans la région en aval du premier obstacle (position  $x = 0.255$  m montrée sur la **figure IV.26**) et du second obstacle (position  $x = 0.525$  m indiquée sur la **figure IV.27**).

Des cellules de recirculation, de très faibles vitesses, sont observées en ces deux positions. Ces cellules sont certainement dues à la séparation de l'écoulement. Ainsi, l'écoulement est inversé, ce qui provoque son détachement près des deux parois du canal. Les profils de la vitesse sont orientés dans la direction opposée à celle de l'écoulement.

L'ailette rectangulaire, tel que montré sur la **figure IV.26**, donne des profils de vitesse dont les dimensions sont nettement plus grandes que celles des profils engendrés par la chicane en 'V', comme le montre la **figure IV.27**. Ceci a un impact important sur les longueurs de rattachement et aussi sur les dimensions des zones de recirculation pour les deux modèles d'obstacles considérés. Les tourbillons (vortex) sont situés à proximité des côtés droits des deux obstacles; leurs hauteurs sont presque égales à l'amplitude du blocage de l'écoulement par l'obstacle ; elle est égale à 0.08 m pour la configuration considérée. De tels résultats entraînent une réduction de surface de 54.794 % sur le côté de l'obstacle. En outre, les résultats obtenus montrent que l'ailette rectangulaire donne les plus grandes longueurs de

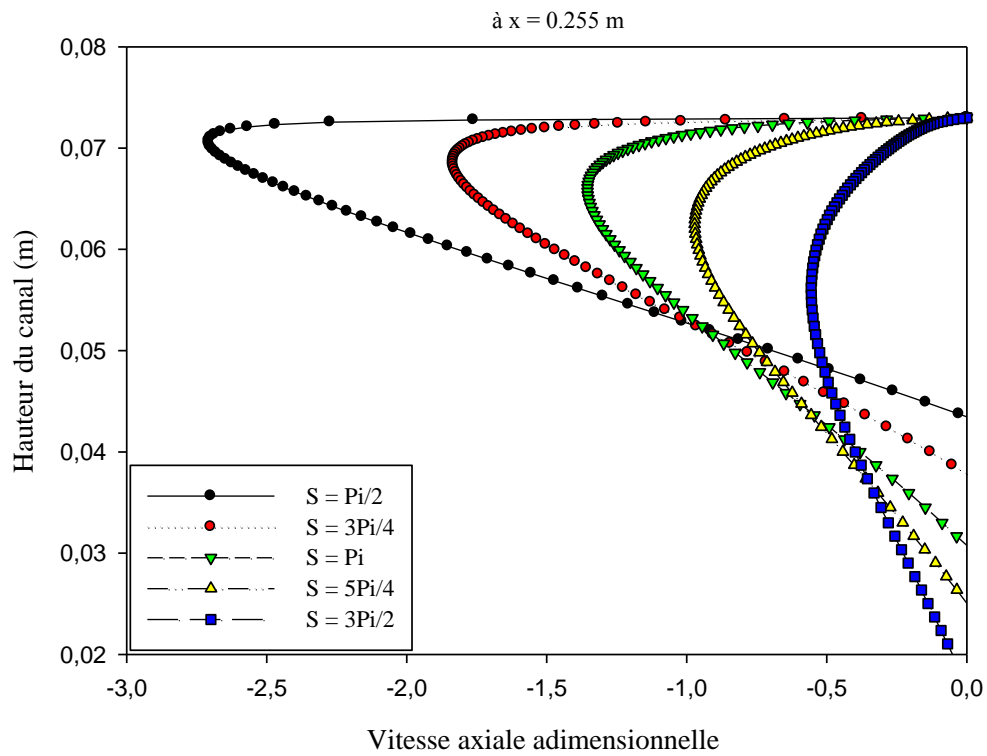
recirculation par comparaison à celles obtenues avec la chicane en 'V', et ce quel que soit le nombre de Reynolds et le pas longitudinal de l'obstacle. Par ailleurs, les longueurs de recirculation diminuent considérablement à mesure que la distance de séparation ( $S$ ) entre ces deux obstacles augmente.

En outre, l'aillette rectangulaire provoque un changement brusque de la vitesse en aval; par contre la chicane en 'V' entraîne en aval une variation progressive de cette vitesse. Ceci va entraîner une réduction significative des longueurs de rattachement et de recirculation. D'autre part, les graphiques montrent que le débit de l'écoulement influe de manière remarquable sur la taille de la zone de recirculation derrière les obstacles. Comme on peut s'y attendre, les tracés indiquent aussi que la longueur de recirculation augmente avec le nombre de Reynolds. Comme cela a déjà été mentionné par Nasiruddin et Kamran Siddiqui [2], un vortex provoque un mouvement de rotation à l'intérieur du champ d'écoulement, et ceci doit améliorer le mélange en ramenant le fluide de la région proche de la paroi vers le centre et inversement. Par suite, on peut dire que les tourbillons plus étendus dans le sens de la longueur et ayant une plus grande vorticité contribueront encore plus au mélange et par conséquent au transfert de chaleur.

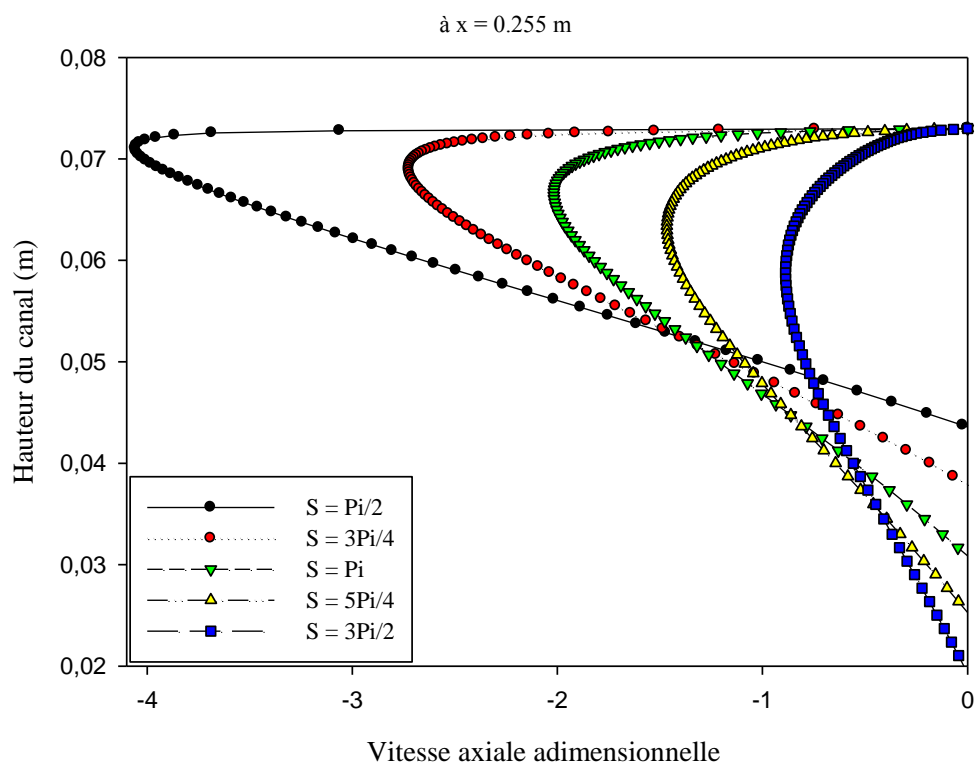


(a)  $Re = 12,000$



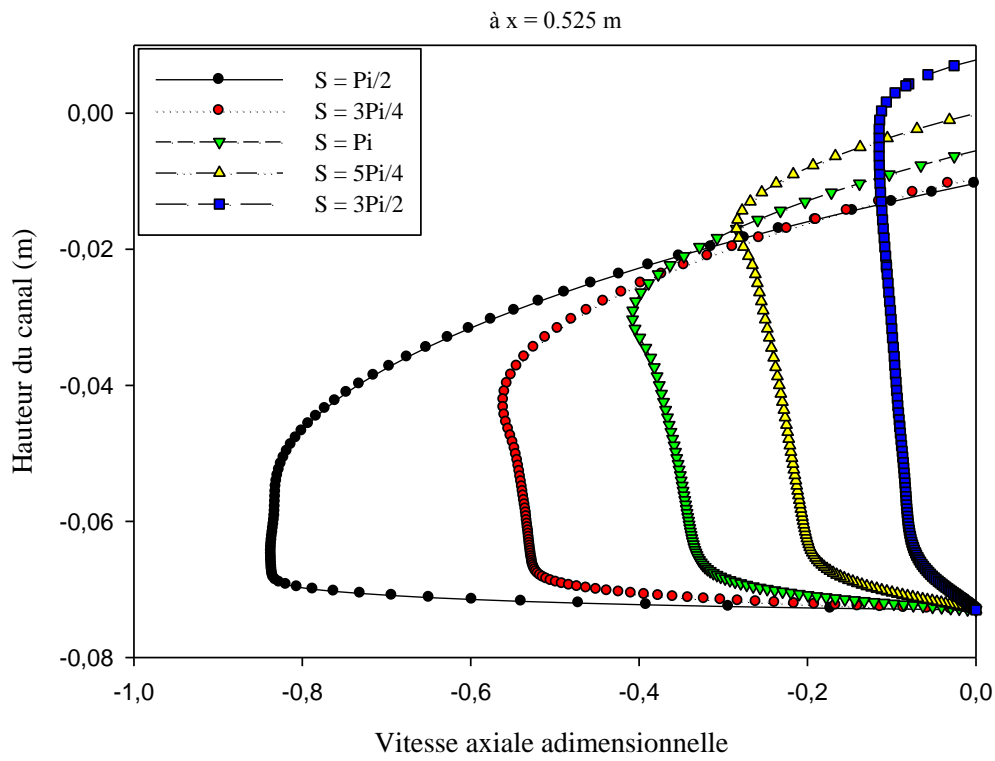


(b)  $Re = 22,000$

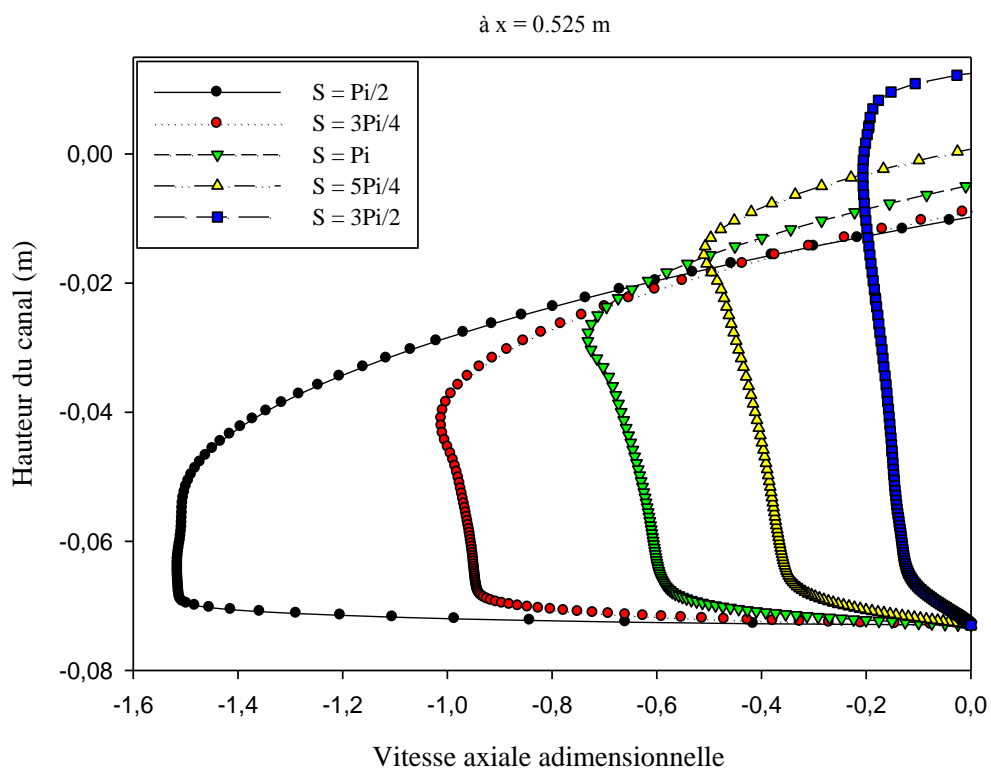


(c)  $Re = 32,000$

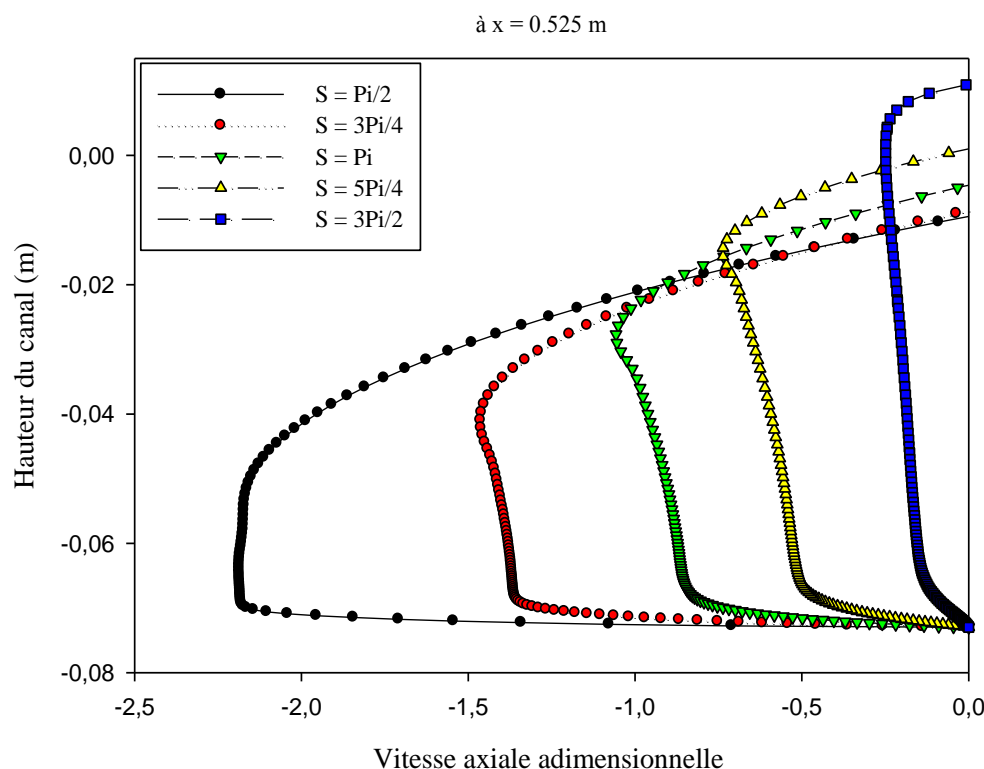
**Figure IV.26:** Effet de l'espace des obstacles sur la taille du tourbillon (vortex), juste après le premier obstacle (ailette plane), pour différentes valeurs du nombre de Reynolds.



(a)  $Re = 12,000$



(b)  $Re = 22,000$



(c)  $Re = 32,000$

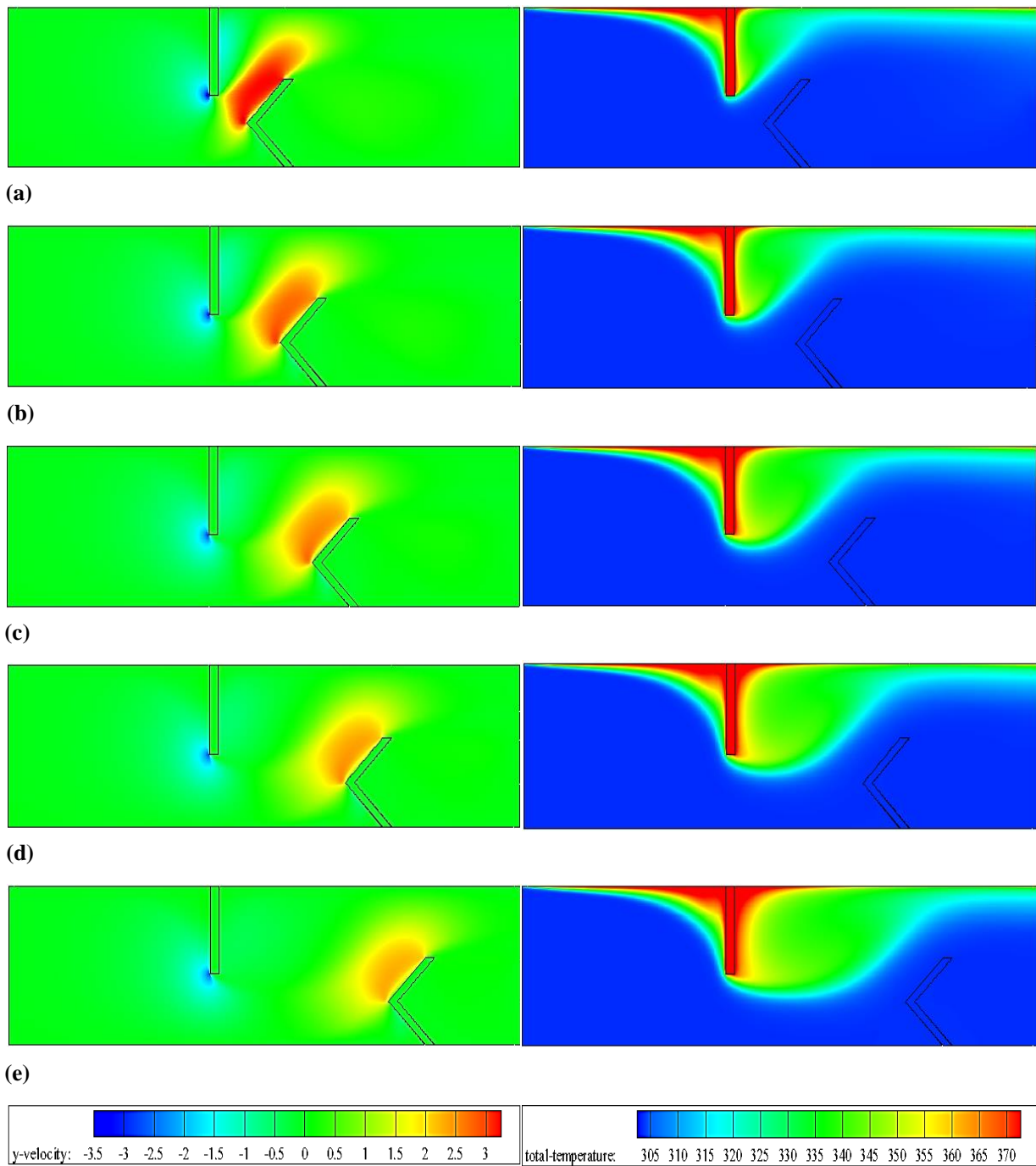
**Figure IV.27:** Effet de la distance entre obstacles sur la taille du tourbillon (vortex), juste après le second obstacle (chicane en 'V') pour diverses valeurs du nombre de Reynolds.

### VI.6.3. Champs de vitesse transversale et de température

Pour ce qui est de la composante transversale de la vitesse, il est important de noter que dans tous les cas considérés, des gradients de vitesse négatifs et positifs sont observés à proximité de la partie supérieure des régions frontales de l'ailette rectangulaire et de la chicane en 'V', comme on peut le voir sur la figure IV.28 (a) - (e). La composante transversale de la vitesse de l'air circulant à l'intérieur du canal avec un petit espacement entre les obstacles est plus grande que celle obtenue avec un espacement plus grand. La vitesse transversale augmente lorsque l'espacement ( $S$ ) entre les obstacles diminue ; ainsi une vitesse transversale maximale est obtenue pour le cas où  $S = Pi/2$ .

Les figures IV.28 (a) - (e) illustrent les courbes de température dans toute la région étudiée, et ce pour les cas où  $S = Pi/2$ ,  $3Pi/4$ ,  $Pi$ ,  $5Pi/4$  et  $3Pi/2$ , respectivement. Ces figures indiquent que la température maximale peut être obtenue dans la région où la vitesse est faible, notamment dans les régions situées en amont et en aval de l'ailette rectangulaire. En outre, le champ thermique est également influencé par l'espacement ( $S$ ) entre les obstacles. Par ailleurs, la figure ci-dessous permet de noter que pour la valeur du nombre de Reynolds  $Re = 12,000$  et pour les grandes valeurs de l'espacement ( $S$ ), les températures augmentent de manière significative. Par conséquent, il est possible

d'affirmer que l'augmentation de la distance horizontale entre les obstacles est directement proportionnelle à la température du fluide dans chaque partie transversale du canal.



**Figure IV.28:** Tracés de contours des champs de vitesse transversale et de température pour différentes distances de séparation entre obstacles: (a)  $S = \pi/2$ , (b)  $S = 3\pi/4$ , (c)  $S = \pi$ , (d)  $S = 5\pi/4$ , et (e)  $S = 3\pi/2$ , avec  $Re = 12,000$ .

#### VI.6.4. Nombres de Nusselt local et moyen normalisés

Les résultats du transfert thermique local sont tous exprimés en fonction du rapport numérique adimensionnel de Nusselt ( $Nu_x/Nu_0$ ) suivant la longueur du canal. La simulation de l'écoulement à l'intérieur du canal a été effectuée pour les valeurs du nombre de Reynolds égales à 12,000, 22,000 et 32,000. La **figure IV.29** illustre la variation du nombre de Nusselt local normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes valeurs de  $S$ . Dans chaque cas, on constate qu'il existe un maximum et un minimum. Le maximum est le point de rattachement puisque l'écoulement principal est en contact direct avec la paroi du canal; par contre le minimum se produit au point de détachement de l'écoulement. Le graphique montre que dans la région en aval de l'ailette plane, le nombre local de Nusselt est augmenté. Cette augmentation est due au mélange important provoqué par le vortex. Les résultats obtenus ici sont en accord avec ceux rapportés par plusieurs auteurs qui confirment que certaines zones de recirculation apparaissent localement. Une telle situation correspond à un transfert de chaleur plus important (voir par exemple Nasiruddin et Kamran Siddiqui [2]).

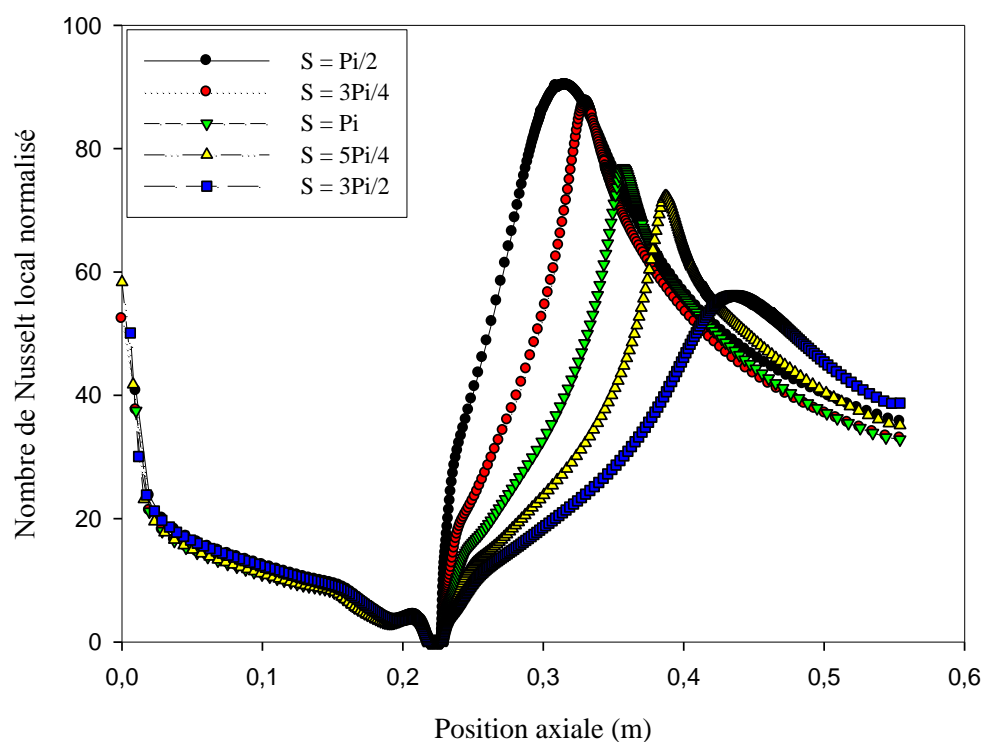
Il est important de noter que des valeurs faibles ont été trouvées en amont du premier obstacle; ceci est certainement dû au changement de la direction d'écoulement provoqué par cette ailette en direction de la région inférieure du canal, mais avec des vitesses plus élevées. En outre, le nombre de Nusselt diminue graduellement dans la région en aval de la chicane en 'V'; l'impact du mélange du vortex diminue dans cette dernière région.

Par ailleurs, on note aussi que la séparation entre les obstacles a un effet sur le nombre local de Nusselt. On constate qu'il existe une relation inverse entre le nombre de Nusselt local et la distance séparant les obstacles. Le nombre de Nusselt le plus élevé ( $Nu_x$ ) a été trouvé pour la séparation  $S = \pi/2$  et ce pour toutes les valeurs de  $Re$ . Ce nombre diminue lorsque la valeur de  $S$  augmente. Ceci pourrait probablement être attribué au fait qu'une diminution de l'espacement longitudinal ( $S$ ) entre les obstacles entraîne un accroissement de la longueur des zones de recirculation (voir **figures IV.26** et **IV.27**). Par conséquent, il y aura certainement un meilleur mélange et la longueur de ce mélange sera plus importante. Si on considère l'intervalle étudié, on constate que le rapport ( $Nu_x/Nu_0$ ) est optimal dans l'intervalle entre 56.154 et 182.491.

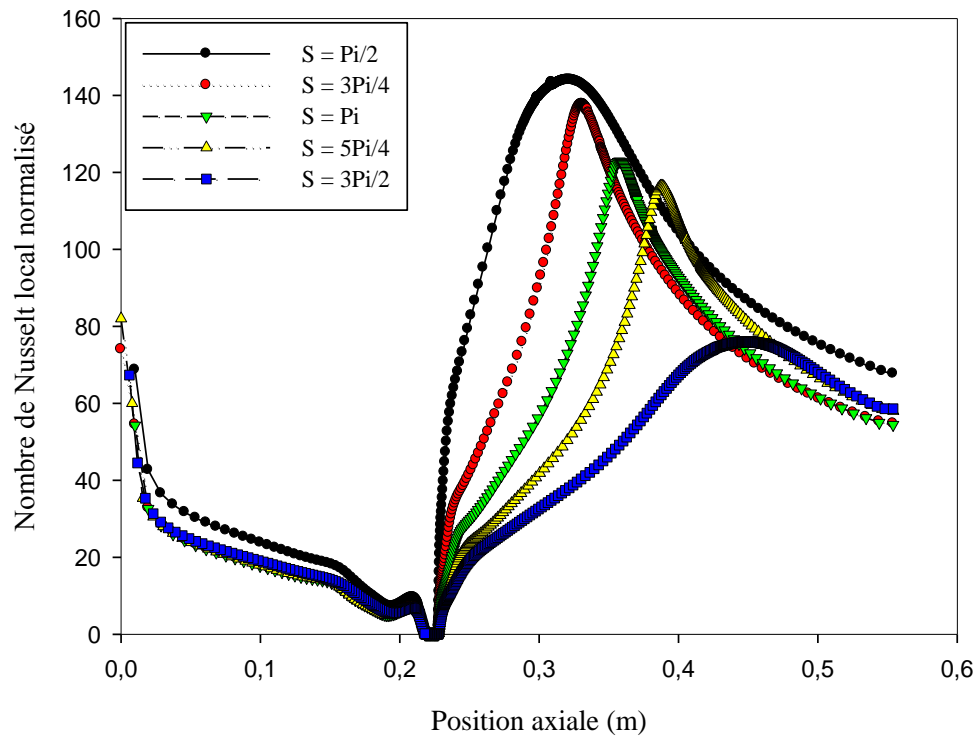
L'influence du nombre de Reynolds  $Re$  sur l'évolution du nombre de Nusselt local est également représentée sur la figure **IV.29**. Cette figure montre que le taux de transfert thermique augmente lorsque le nombre de Reynolds croît; ceci peut être attribué à l'augmentation des forces d'inertie et du débit d'écoulement. Pour la même distance séparant les obstacles, on constate clairement que la valeur  $Re = 32,000$  engendre le nombre de Nusselt local le plus élevé. Par contre pour  $Re = 22,000$ , le rapport de Nusselt local s'avère être supérieur à celui obtenu pour  $Re = 12,000$ . Il est intéressant de noter que pour la configuration considérée, où la séparation  $S$  est égale à  $\pi/2$ ,  $3\pi/4$ ,  $\pi$ ,  $5\pi/4$  et  $3\pi/2$ , le

nombre de Nusselt le plus élevé ( $Nu_x$ ), pour  $Re = 12,000$ ,  $22,000$  et  $32,000$ , est, respectivement, environ  $90.308$ ,  $87.675$ ,  $76.831$ ,  $72.268$  et  $56.154$ ;  $144.041$ ,  $137.709$ ,  $122.873$ ,  $116.485$  et  $76.011$ ;  $182.491$ ,  $175.508$ ,  $158.660$ ,  $151.377$  et  $88.450$  fois plus élevé que dans le cas du canal lisse. Ces résultats indiquent que dans le cas où l'espacement  $S$  est égal à  $Pi/2$ , le transfert de chaleur local est plus élevé que lorsque  $S = 3Pi/4$ ,  $Pi$ ,  $5Pi/4$  et  $3Pi/2$ ; les résultats trouvés sont supérieurs d'environ  $2.915 - 3.826 \%$ ,  $13.058 - 14.923 \%$ ,  $17.049 - 19.976 \%$  et  $37.819 - 51.531 \%$ , respectivement.

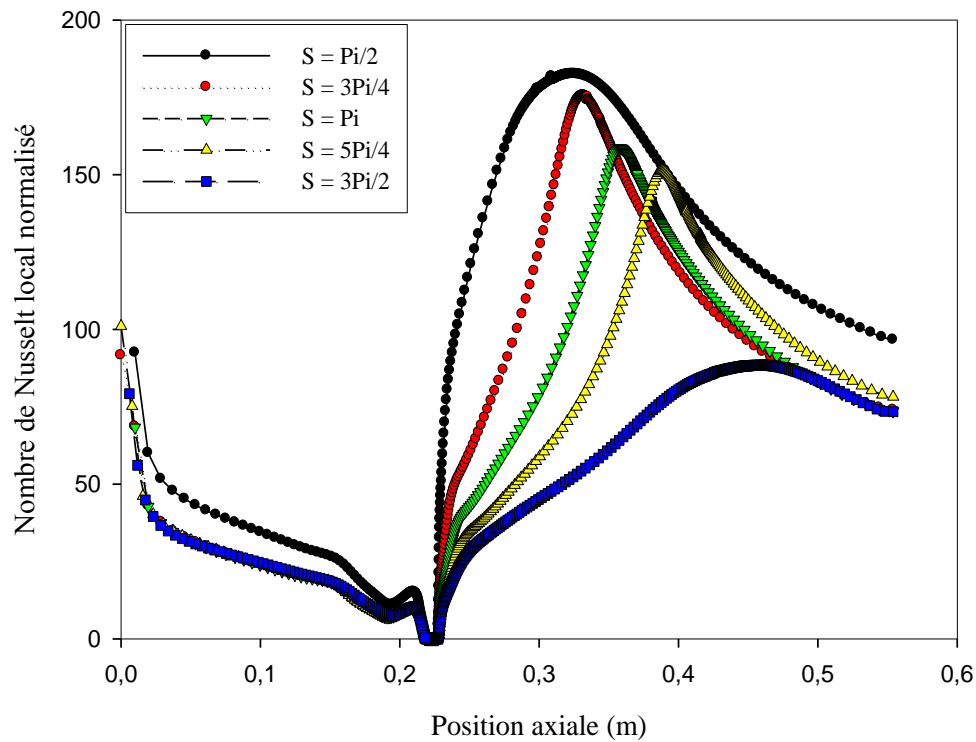
La **figure IV.30** présente l'évolution du rapport ( $Nu/Nu_0$ ) moyen en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  qui varie entre  $12,000$  et  $32,000$ , pour cinq distances de séparation différentes, i.e.  $S = Pi/2$ ,  $3Pi/4$ ,  $Pi$ ,  $5Pi/4$  et  $3Pi/2$ . Fondamentalement, le rapport du nombre de Nusselt ( $Nu/Nu_0$ ) représente le taux d'amélioration du transfert thermique qui est dû à la perturbation de l'écoulement à l'intérieur du canal rectangulaire lisse. Le graphique montre que la quantité de chaleur transférée est directement proportionnelle au nombre de Reynolds; le taux de transfert thermique diminue à mesure que l'espacement longitudinal ( $S$ ) entre les obstacles augmente. Dans tous les cas, l'écoulement à l'intérieur du canal comportant des chicane donne des valeurs du nombre de Nusselt plus grandes que dans un canal lisse ( $Nu/Nu_0 > 1$ ) parce que des grandes cellules de recirculation et une fine couche limite sont engendrées à l'intérieur du canal avec chicane, ce qui produit des gradients de température plus élevés.



(a)  $Re = 12,000$

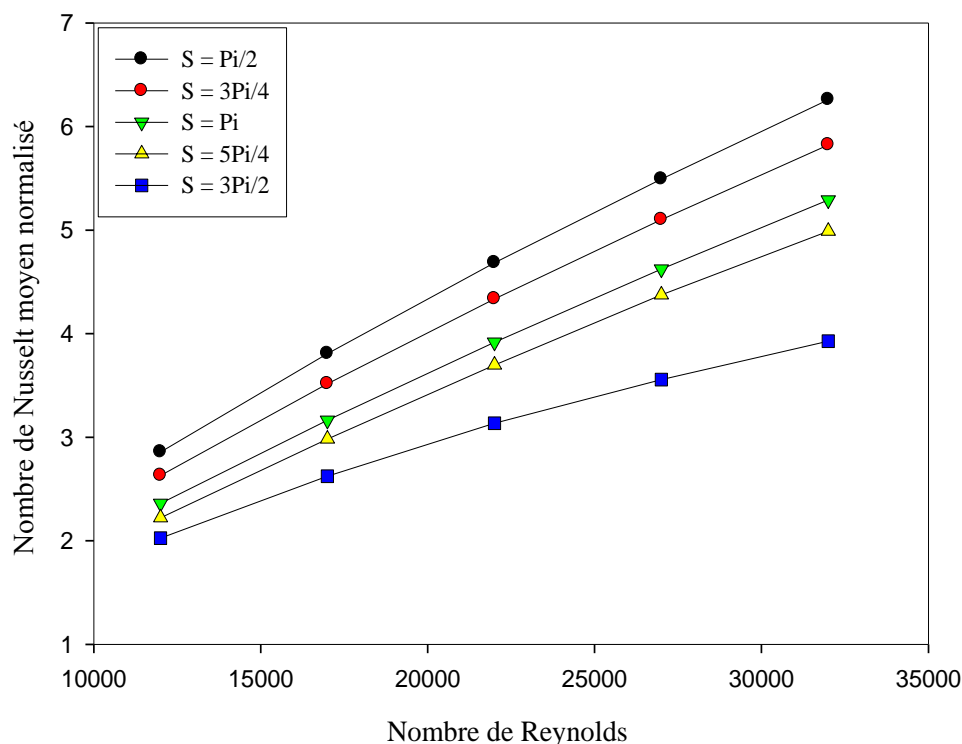


(b)  $Re = 22,000$



(c)  $Re = 32,000$

**Figure IV.29:** Effet du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt local normalisé pour divers espacements entre les obstacles.



**Figure IV.30:** Evolution du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes distances de séparation entre les obstacles.

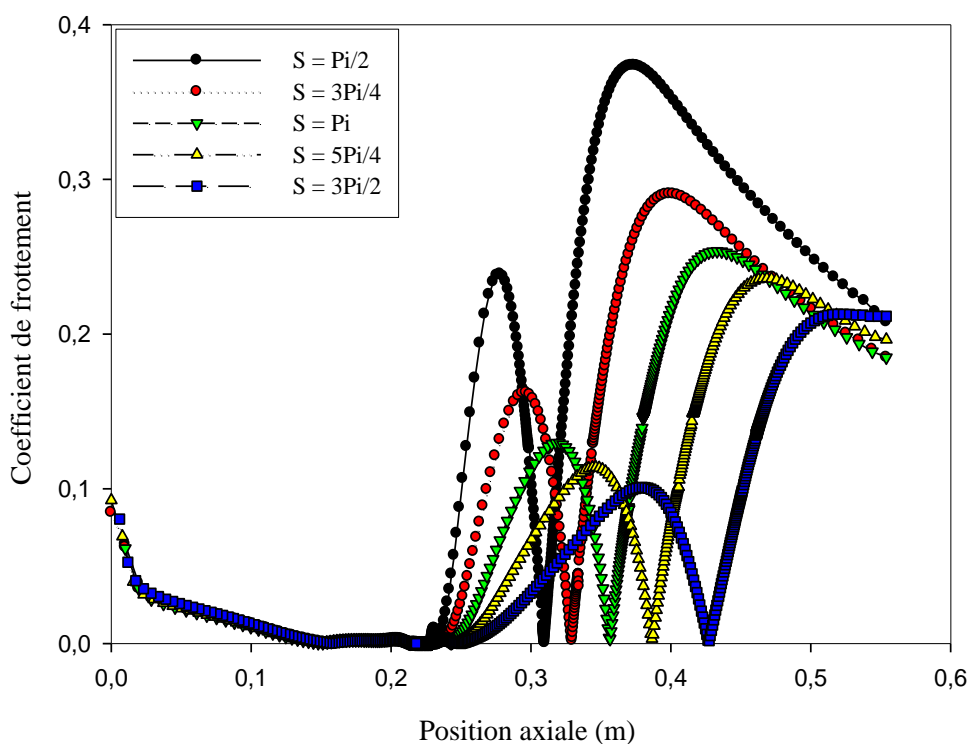
La valeur maximale du rapport  $Nu/Nu_0$  correspond à l'espacement  $S = \pi/2$ , alors que la valeur minimale est trouvée pour  $S = 3\pi/2$ . Ceci veut dire que l'écoulement de recirculation produit par les obstacles, avec des distances ( $S$ ) plus grandes, n'est pas assez puissant pour donner une intensité de mélange ou de perturbation importante de l'écoulement entre la surface chaude du canal et le centre de l'écoulement. Ce cas devrait être écarté. A titre d'exemple, pour  $Re = 32,000$ , le nombre de Nusselt moyen ( $Nu$ ) affiche une augmentation de 625 % pour  $S = \pi/2$ , 582 % pour  $S = 3\pi/4$ , 529 % pour  $S = \pi$ , 498 % pour  $S = 5\pi/4$ , et 392 % pour  $S = 3\pi/2$ , par rapport à un canal lisse sans chicane. En outre, l'utilisation d'obstacles, avec une distance de séparation  $S = \pi/2$ , permet d'avoir un taux de transfert thermique ( $Nu/Nu_0$ ) plus grand que celui obtenu avec  $S = 3\pi/4$ ,  $\pi$ ,  $5\pi/4$  et  $3\pi/2$ . Ce taux est plus grand d'environ 6.969 %, 15.470 %, 20.278 % et 37.255 %, respectivement, pour le nombre de Reynolds le plus élevé ( $Re = 32,000$ ).

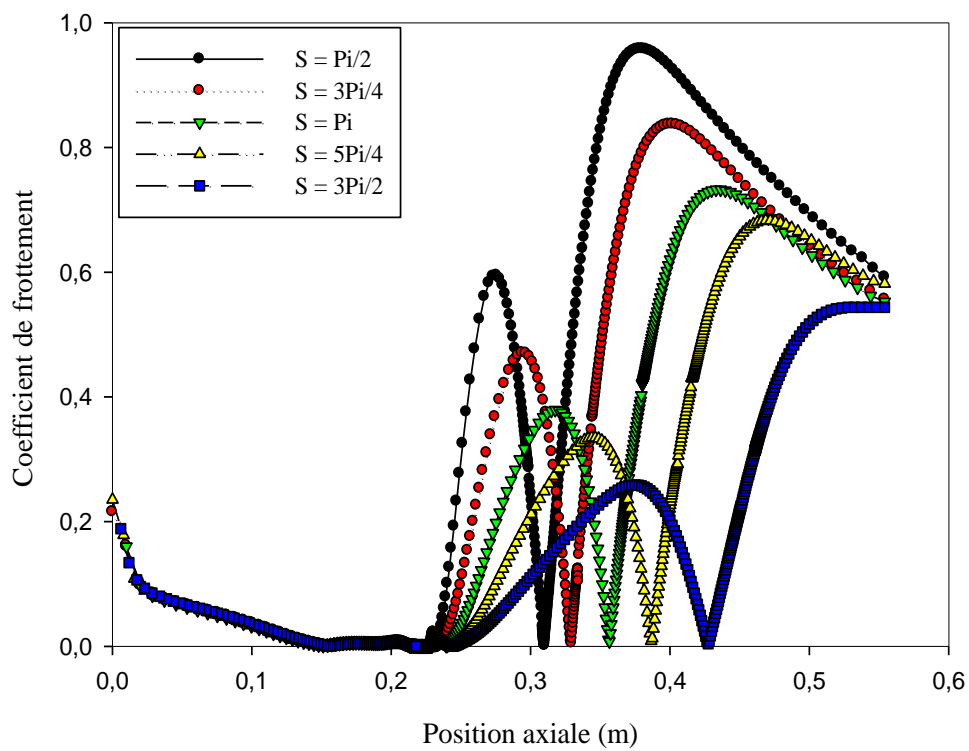
#### VI.6.5. Coefficients de frottement local et moyen

D'une manière générale, l'augmentation du transfert de chaleur n'est pas renforcée par l'accroissement du coefficient de frottement, car si c'était le cas, cela entraînerait une baisse plus importante de la pression. La distribution du coefficient de frottement local peut être déterminée en utilisant l'équation (II.4.4). La figure IV.31 montre l'évolution axiale du coefficient de frottement ( $C_f$ ) le long de la paroi supérieure chaude du canal, et ce pour des valeurs différentes du nombre de

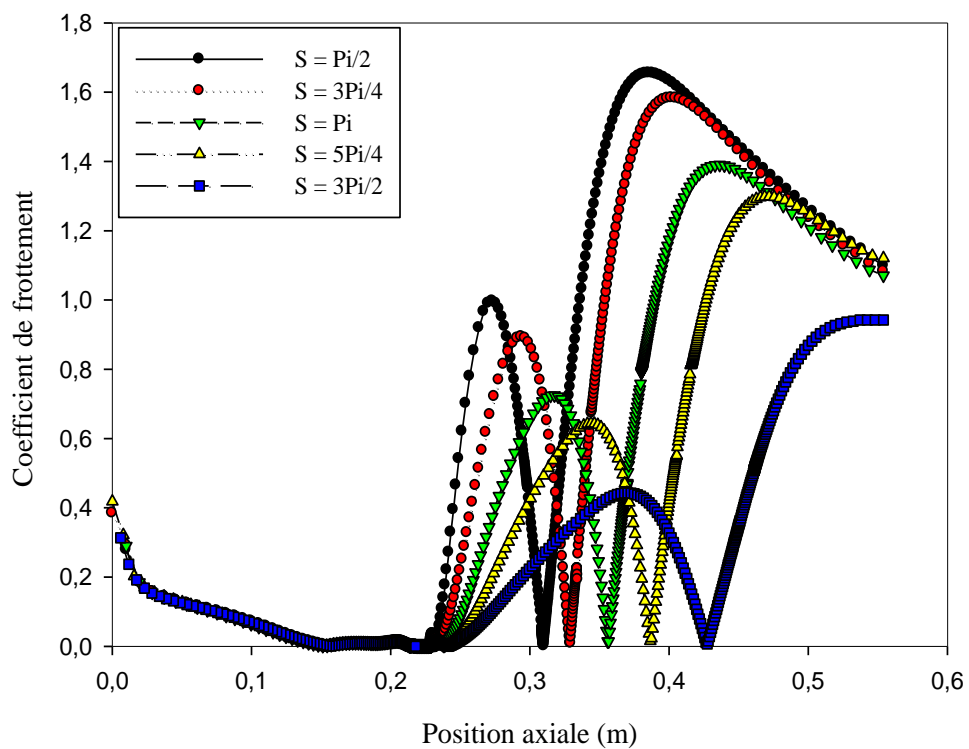


Reynolds ( $Re = 10,000, 22,000$  et  $32,000$ ), et pour cinq positions différentes de la chicane en 'V' sur la paroi inférieure du canal, c'est-à-dire pour  $S = \pi/2, 3\pi/4, \pi, 5\pi/4$  et  $3\pi/2$ , avec un angle d'attaque  $\theta$  égal à  $45^\circ$ . La figure montre bien que l'accroissement des coefficients de frottement est supérieur à celui des coefficients de transfert de chaleur engendrés par le champ de température. Cela peut vouloir dire que le champ d'écoulement se développe plus rapidement que le champ de température. En outre, toutes les distances d'espacement entre l'ailette et la chicane donnent les mêmes tendances pour le coefficient de frottement ( $C_f$ ). On peut explicitement constater que, lorsque l'air circule autour des obstacles à l'intérieur du canal, le coefficient de frottement local est plus grand avec les petits espacements qu'avec les grands espacements. On peut dire aussi que ce coefficient augmente lorsque la distance longitudinale ( $S$ ) entre les obstacles diminue; ainsi, la distance de séparation  $S = \pi/2$  fournit le coefficient de frottement le plus élevé. Ainsi il est permis de dire que la distance de séparation entre les obstacles est l'un des paramètres les plus importants à prendre en compte lors de la conception et la réalisation des échangeurs de chaleur à faisceau tubulaire et des capteurs solaires à absorbeurs planes. Le taux de transfert thermique est plus important pour les petits espacements entre les obstacles, cependant une telle configuration entraîne une mauvaise répartition du flux et une baisse de pression plus significative. Par ailleurs, lorsque la distance entre obstacles augmente, il y a une perte par friction plus faible, provoquant ainsi un écoulement longitudinal plus important, ce qui engendre un transfert thermique plus faible. Il est important d'ajouter que le nombre de Reynolds a également un impact sur le coefficient de frottement. Dans tous les cas, on peut admettre que lorsque le nombre de Reynolds augmente, les pertes d'énergie par frottement deviennent plus importantes.

(a)  $Re = 12,000$



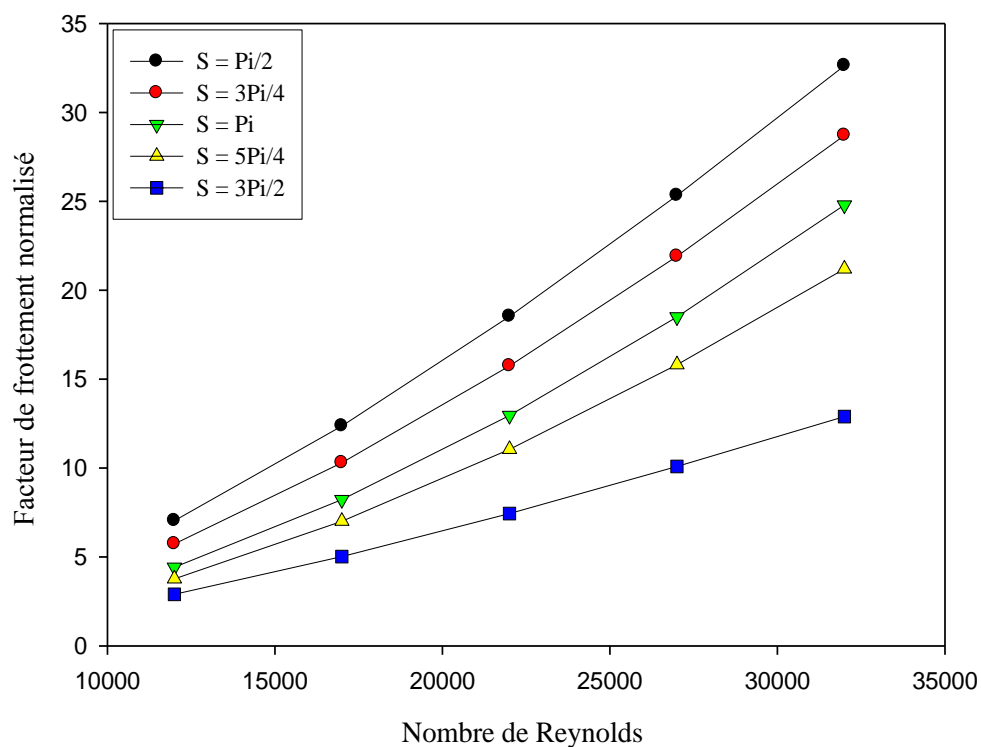
(b)  $Re = 22,000$



(c)  $Re = 32,000$

**Figure IV.31:** Évolution axiale du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds, sur la paroi supérieure chaude du canal, en considérant différentes positions de la chicane en 'V'.

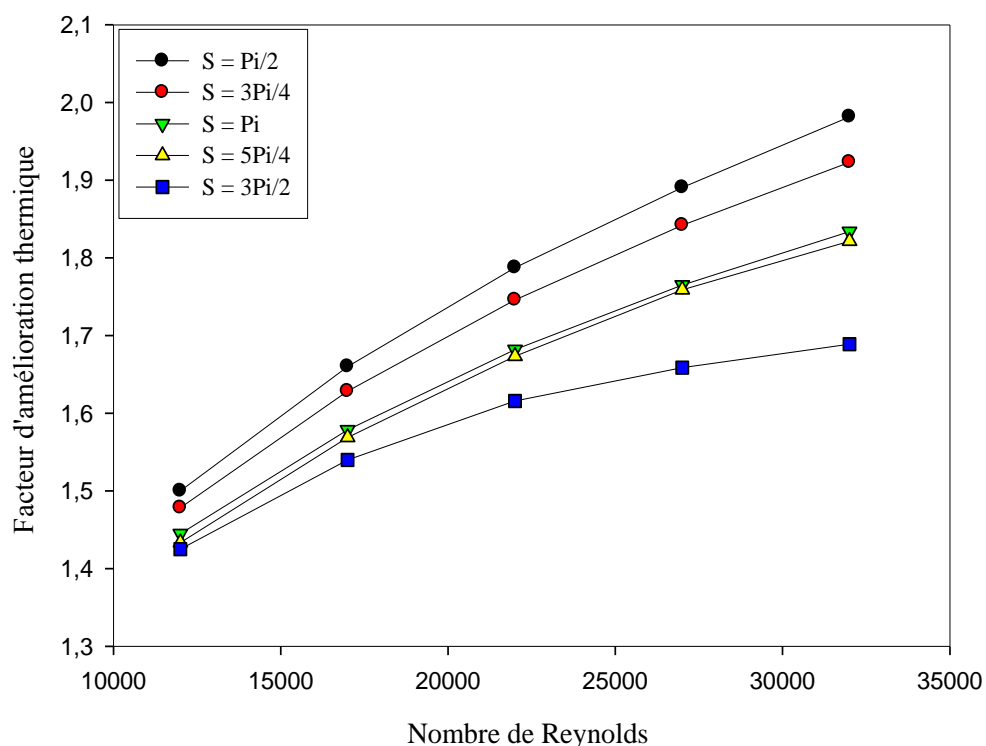
La **figure IV.32** illustre l'évolution du rapport de friction ( $f/f_0$ ) en fonction des différentes valeurs du nombre de Reynolds ( $Re$ ), et pour différentes distances de séparation ( $S$ ) entre l'ailette plane et la chicane en forme 'V'. Cette même figure permet de voir clairement que le coefficient de frottement augmente à mesure que l'espace longitudinal ( $S$ ) entre l'ailette plane et la chicane en 'V' diminue, sans tenir compte des valeurs du nombre de Reynolds. Une telle situation résulte du fait qu'une petite distance de séparation entre les obstacles s'oppose au développement de la couche limite de l'écoulement du fluide mais amplifie l'intensité de la turbulence de l'écoulement. Pour les nombres de Reynolds se trouvant dans l'intervalle entre 12,000 et 32,000, et pour les espacements  $S = \pi/2$ ,  $3\pi/4$ ,  $\pi$ ,  $5\pi/4$  et  $3\pi/2$ , les augmentations du coefficient de frottement sont d'environ 7,039 - 32,624, 5,730 - 28,705, 4,421 - 24.787, 3.770 - 21.194 et 2.901-12.897 fois, respectivement, supérieures au canal lisse qui ne contient ni ailette ni chicane. Dans tous les cas considérés, le facteur de frottement s'avère être plus important lorsque l'espacement longitudinal  $S$  est égal à  $\pi/2$ ; il est plus faible pour un espacement plus important ( $S = 3\pi/2$ ). Plus précisément, la perte par friction à l'intérieur du canal contenant des obstacles espacés de  $S = \pi/2$  sont plus grandes que celles pour lesquelles cette distance est égale à  $S = 3\pi/4$ ,  $\pi$ ,  $5\pi/4$  et  $3\pi/2$ . Cette perte est supérieure d'environ 12.011 - 18.595 %, 24.111 - 37.275 %, 35.034 - 46.440 % et 58.777 - 60.465 %, respectivement, selon les valeurs du nombre de Reynolds  $Re$ .



**Figure IV.32:** Facteur de frottement normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes distances de séparation entre les obstacles.

### VI.6.6. Évaluation du facteur d'amélioration thermique

Le facteur d'amélioration thermique (*TEF*) donné par l'équation (II.4.10) a été utilisé pour effectuer le tracé de la **figure IV.33**. Différentes distances de séparation d'obstacles ont été simulées, évaluées et ensuite comparées, dans la présente étude. Il convient de noter que ce facteur augmente à mesure que le nombre de Reynolds augmente aussi, tandis que l'espacement entre les obstacles diminue. La valeur optimale de ce facteur se situe autour de 1.981, 1.922, 1.833, 1.821 et 1.688, respectivement, pour les séparations  $S = Pi/2$ ,  $3Pi/4$ ,  $Pi$ ,  $5Pi/4$  et  $3Pi/2$ , et ce pour le nombre de Reynolds maximum. Par conséquent, les facteurs d'amélioration du canal contenant l'ailette plane et la chicane en 'V' se révèlent être supérieurs à l'unité pour tous les espacements; ils sont situés entre 1.425 et 1.981, et dépendent des valeurs de  $S$  et  $Re$ , ce qui suggère une meilleure performance thermo-aérodynamique par rapport à celle obtenue avec un canal lisse. En outre, les amplitudes du facteur de performance thermique sont presque identiques pour  $S = Pi$  et  $5Pi/4$ . La plus grande valeur de ce facteur est obtenue lorsque  $S = Pi/2$ , tandis que la plus petite valeur est trouvée avec  $S = 3Pi/2$ . Plus spécifiquement, les obstacles distants de  $S = Pi/2$  avec un nombre de Reynolds  $Re$  compris entre 12,000 et 32,000, donnent un facteur d'amélioration thermique plus élevé qu'avec les valeurs  $S = 3Pi/4$ ,  $Pi$ ,  $5Pi/4$  et  $3Pi/2$ , d'environ 1.449 - 2.957 %, 3.670 - 7.449 %, 4.442 - 8.083 % et 5 - 14.773 %, respectivement. Les petites distances de séparation  $S$  et les grandes valeurs  $Re$  permettent d'avoir le meilleur régime de fonctionnement dans un canal contenant des obstacles. Donc, on peut dire que la séparation  $S = Pi/2$ , avec  $Re = 32,000$ , est le meilleur espacement entre l'ailette plane et la chicane en 'V' avec un angle de  $45^\circ$  en vue d'avoir un transfert de chaleur optimal à l'intérieur du canal.

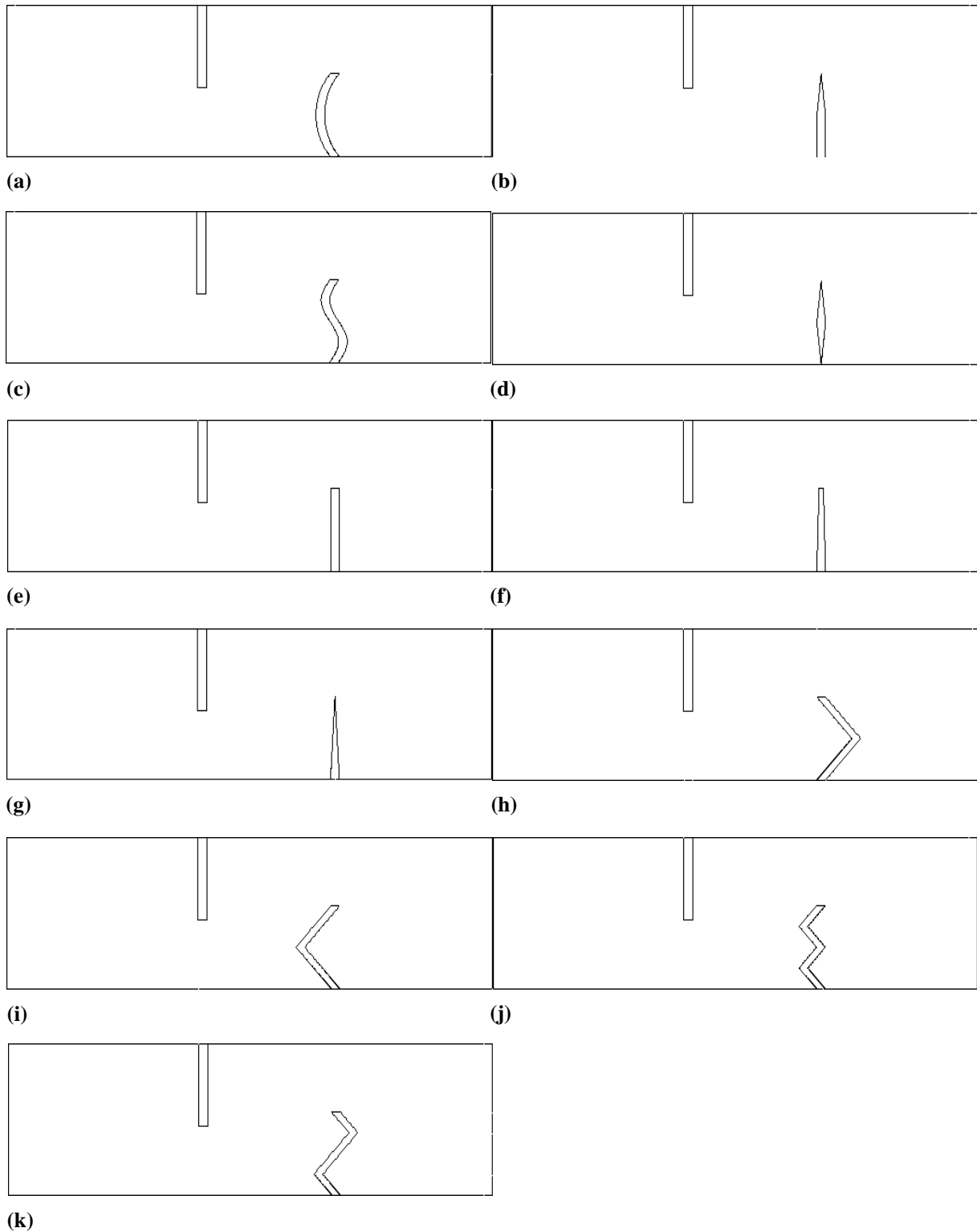


**Figure IV.33:** Facteur d'amélioration thermique pour différentes distances de séparation entre les obstacles.

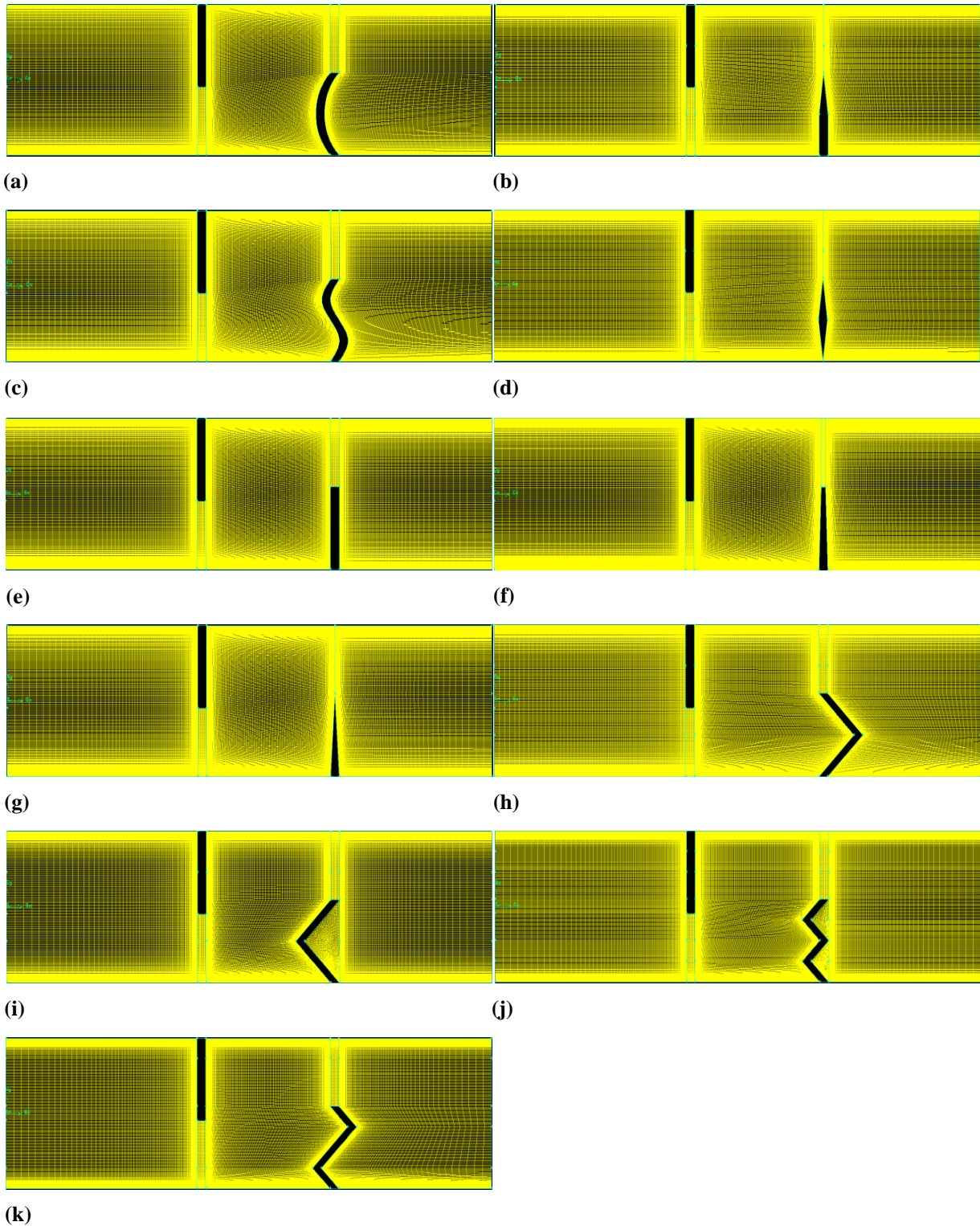
### VI.7. Effet de la variation de la forme du deuxième obstacle

Des simulations ont été effectuées dans le but d'évaluer les comportements du transfert de chaleur par convection forcée turbulente et de la perte par friction pour l'écoulement d'air à travers un canal rectangulaire contenant des ailettes simples et des chicanes améliorés. Deux obstacles ont été placés à l'intérieur du canal afin de produire des recirculations dans le but d'obtenir une meilleure mixtion et donc un transfert de chaleur plus efficace. Le premier obstacle introduit dans le canal est l'ailette plane de forme rectangulaire, qui est placée sur la paroi supérieure chaude à une distance fixe ( $L_{inl}$ ) de 0.218 m (constante), en aval de l'entrée du canal. Le second obstacle, i.e. la chicane, est placé sur la paroi inférieure adiabatique, à une distance ( $S = Pi$ ) de 0.142 m (constante), au-delà du côté aval du premier obstacle. Le deuxième obstacle peut avoir plusieurs formes, i.e. à angle de  $45^\circ$  en forme de arc, en cascade 'rectangulaire-triangulaire', ondulé, en forme de losange, rectangulaire (simple), trapézoïdale, triangulaire, à angle de  $45^\circ$  aval en forme de 'V' ('V' orientée vers l'aval : 'V' en aval), à angle de  $45^\circ$  amont en forme de 'V' ('V' orientée vers l'amont : 'V' en amont), à angle de  $45^\circ$  amont en forme de W ('W' orientée vers l'amont : double 'V'), à angle de  $45^\circ$  en forme de 'Z', et ce dans le but d'identifier la configuration optimale pour un meilleur transfert de chaleur, comme cela est indiqué sur la **figure IV.34 (a) - (k)**, respectivement.

Les mesures ont été effectuées pour un canal rectangulaire de longueur  $L = 0.554$  m, et de hauteur  $H = 0.146$  m, avec une seule hauteur d'obstacle,  $a = b = 0.08$  m. L'espacement entre les obstacles est  $S = Pi$  et le nombre de Reynolds est compris entre 12,000 et 32,000. Un système de maillage structuré similaire est appliqué, avec 95 nœuds suivant la section transversale et 295 nœuds longitudinalement. Il a été décidé de faire en sorte que la densité de maillage soit plus élevée au voisinage des parois du canal et des obstacles afin de détecter les variations des champs d'écoulement et de température dans les couches limites aérauliques et thermiques, comme le montre la **figure IV.35**.



**Figure IV.34:** Canal avec une ailette simple et diverses formes géométriques du second obstacle: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, de forme rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane de forme rectangulaire (chicane simple), (f) Chicane de forme trapézoïdale, (g) Chicane de forme triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z'.



**Figure IV.35:** Génération de maillage pour différents cas relatifs au second obstacle: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z'.

### VI.7.1. Tracés des lignes de courant

La **figure IV.36 (a) - (k)** montre l'influence de la forme de la chicane fixée à la paroi inférieure du canal sur la structure du champ d'écoulement à proximité de la paroi. Les tracés sur cette figure représentent les lignes de courant pour différentes formes géométriques du second obstacle (i.e., arc, en cascade 'rectangulaire-triangulaire', ondulé, losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, 'V' en aval, 'V' en amont, double 'V', et en forme de 'Z'), avec un nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ . Les courbes sur cette figure montrent l'existence de trois zones principales.

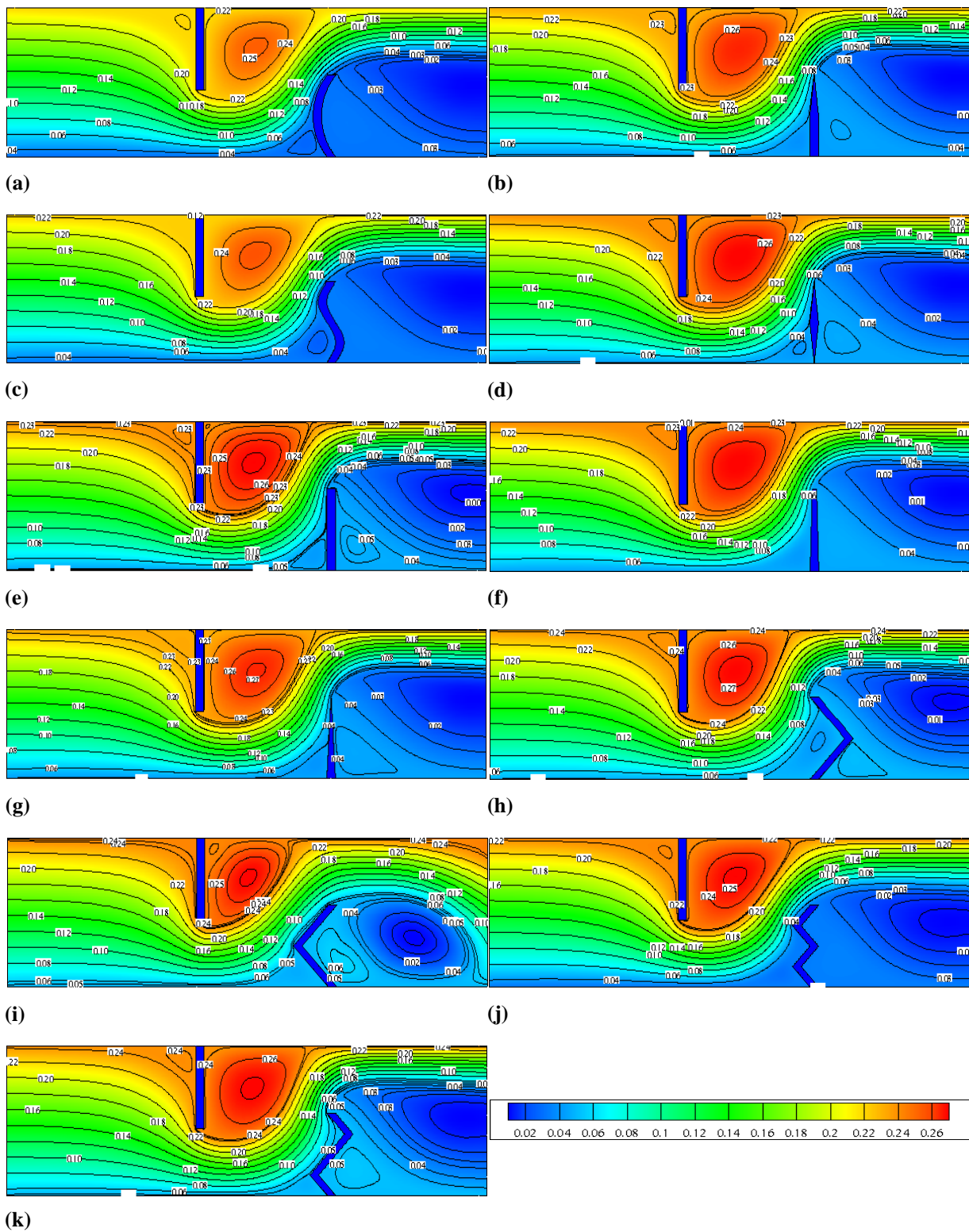
Dans la première zone, juste en amont des obstacles, le fluide est accéléré et possède une vitesse axiale. Les lignes de courant sont déviées en s'approchant des obstacles.

Dans la deuxième région, qui se trouve entre le sommet de chaque obstacle et les parois du canal, l'écoulement est accéléré car la section transversale est réduite.

Dans la troisième région, en aval des obstacles, il y a apparition des lignes de courant puisque l'écoulement devient plus important, pour finalement quitter la partie formée par les obstacles et les parois. Le phénomène le plus remarquable se produisant dans cette partie est l'apparition d'un écoulement de recirculation dont la taille est proportionnelle au nombre de Reynolds, comme on peut le voir sur les **figures 10, 17, 26 et 27**.

Ainsi, pour conclure, on peut dire que ces obstacles donnent à l'écoulement un plus long trajet et une plus grande résistance aux vortex, compte tenu de l'orientation de l'écoulement qui change. Le modèle d'écoulement dans le canal avec des chicanes de formes diverses paraît inchangé sauf dans les régions autour des coins des obstacles.





**Figure IV.36:** Lignes de courant pour différentes formes de chicanes: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z',  $Re = 12,000$ .

### VI.7.2. Tracés de contours des champs de vitesse axiale

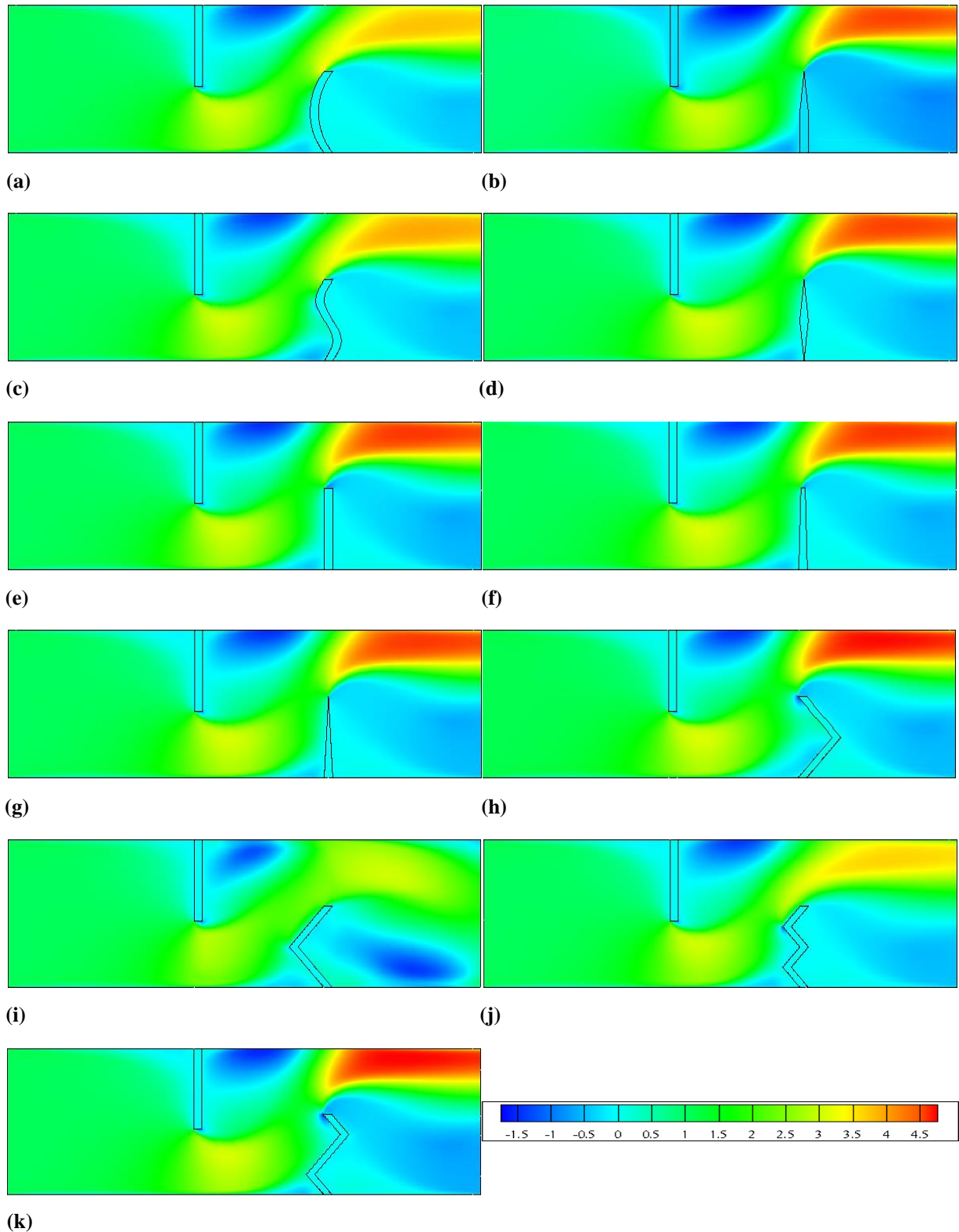
Les tracés de contours du champ de vitesse axiale sont illustrés sur la **figure IV.37 (a) - (k)** pour différents cas relatifs au second obstacle, avec un nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ . L'accélération de l'écoulement commence juste après la chicane, pour finalement atteindre des valeurs de l'ordre de 336.984 - 484.374 % de la vitesse d'entrée ( $U_{in}$ ), selon la forme géométrique de la chicane.

Par comparaison avec une chicane simple, la vitesse axiale dans les cas de chicanes en arc, en cascade, ondulées, en forme de losange, de trapèze, triangulaires, en forme de 'V' en amont et en forme de 'W', diminue de 20.253 %, 1.479 %, 16.279 %, 1.733 %, 0.486 %, 0.507 %, 25.221 % et 22.769 %, respectivement, pour un nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ . Cependant, la vitesse axiale augmente de 6.186 % et de 7.484 % lorsque la chicane a une forme en 'V' (en aval), et en 'Z', respectivement, pour le même nombre de Reynolds.

En outre, la vitesse axiale maximale est obtenue dans le cas d'une chicane en forme de 'Z', tandis que la vitesse minimale est trouvée pour une chicane en forme de 'V' orientée en amont.

L'utilisation d'une chicane de forme en 'Z' donne une vitesse axiale plus élevée qu'avec les autres formes (en arc, en cascade, ondulée, losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, en 'V' aval, en 'V' amont et en double 'V'); cette vitesse est supérieure d'environ 25.808 %, 8.285 %, 22.102 %, 8.562 %, 6.963 %, 7.407 %, 7.426 %, 1.210 %, 30.428 % et 28.130 %, respectivement.

Cependant, l'utilisation de la chicane en 'V' en amont donne une vitesse axiale inférieure à celle obtenue dans les cas de la chicane en arc, cascade, ondulé, losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, en 'V' en aval, en 'W' et en 'Z'; elle est inférieure d'environ 6.641 %, 31.828 %, 11.968 %, 31.429 %, 33.727 %, 33.090 %, 33.063 %, 41.997 %, 3.303 % et 43.737 %, respectivement.



**Figure IV.37:** Tracés de contours des champs de vitesse axiale pour diverses formes géométriques des chicanes: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z',  $Re = 12,000$ .

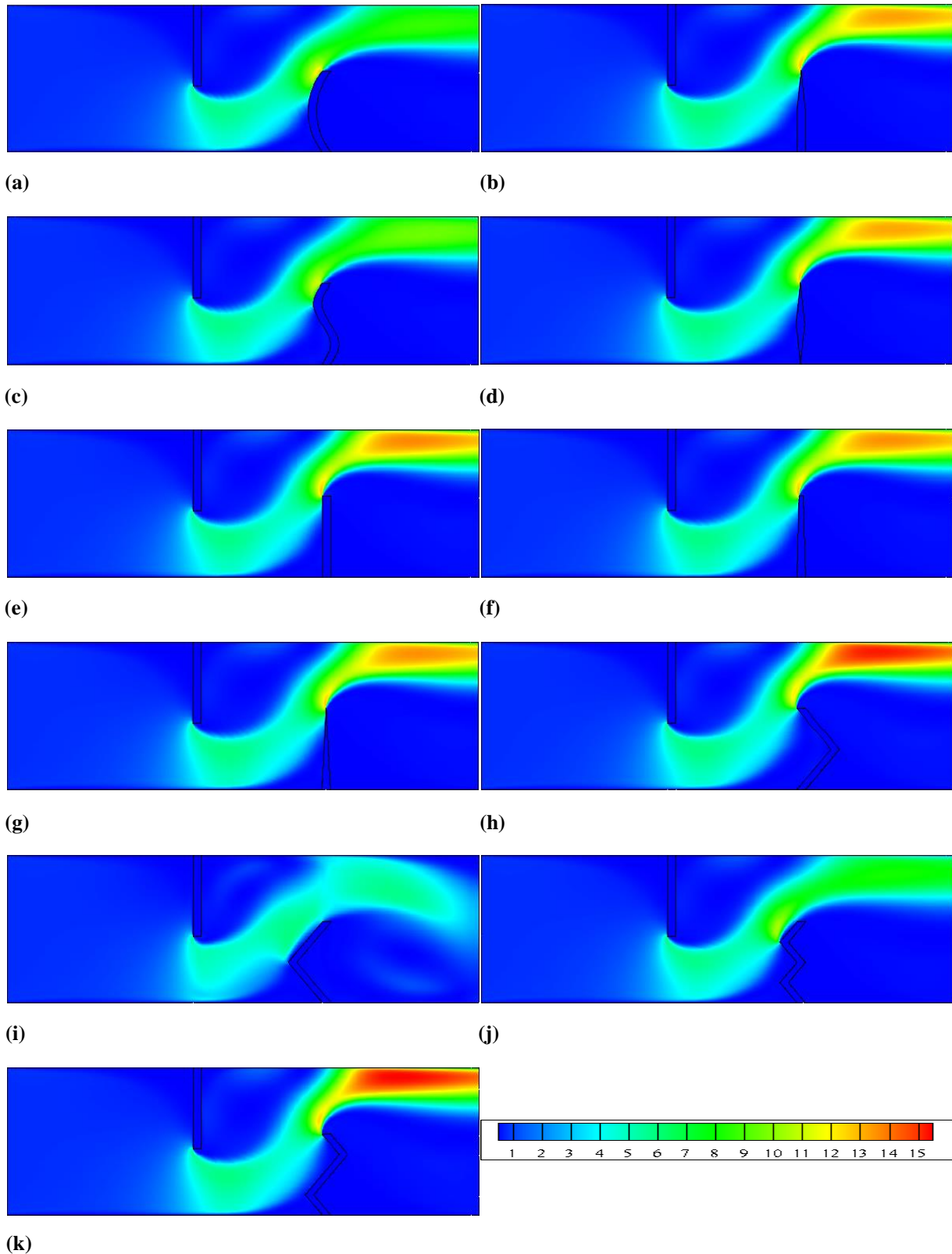
### VI.7.3. Tracés de contours des champs de pression dynamique

La **figure IV.38 (a) - (k)** montre les tracés des contours du champ de pression dynamique pour différents cas relatifs au deuxième obstacle, lorsque  $Re = 12,000$ . Comme il fallait s'y attendre, les variations du champ de pression dynamique les plus élevées se produisent dans les régions proches des obstacles. Les valeurs de la pression dynamique vont de la valeur la plus faible (8.852 Pa) dans le cas d'une chicane en 'V' en amont à la plus grande valeur (15.832 Pa) dans le cas d'une chicane en forme de 'Z'.

En outre, la valeur de la pression dynamique dans le cas d'une chicane simple est égale à 13.704 Pa. Cette valeur varie selon la forme géométrique de la chicane. En effet, une diminution de la pression dynamique a été enregistrée pour les cas d'une chicane en forme d'arc, en cascade, ondulée, en forme de losange, trapézoïdale, triangulaire, en 'V' en amont et en 'W' de 6.286 %, 2.846 %, 17.737 %, 3.430 %, 0.948 %, 1.021 %, 35.401 % et 22.992 %, alors qu'une augmentation du coefficient de pression dynamique a été notée dans le cas des chicanes en forme de 'V' en aval et en forme de 'Z' de 12.786 % et 15.56 %, respectivement.

Comme il fallait s'y attendre, la chicane en forme de 'Z' donne la plus grande valeur de la pression dynamique par rapport aux autres chicanes; cette valeur est supérieure de 18.910 %, 15.883 %, 28.794 %, 16.392 %, 13.443 %, 14.266 %, 14.301 %, 2.406 %, 44.090 %, et 33.305 % par rapport à celles des chicanes en forme d'arc, en cascade, ondulées, en forme de losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, en 'V' en aval, en 'V' en amont et en 'W', respectivement, et ce pour le même petit nombre de Reynolds.

Enfin, la plus petite pression dynamique est observée dans le cas de la chicane en 'V' en amont. Les chicanes en forme d'arc, en cascade, ondulées, en forme de losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, en 'V' en aval, en 'W' et en 'Z' ont donné des valeurs du coefficient de pression dynamique supérieures d'environ 45.037%, 50.449%, 27.358%, 49.540%, 54.814%, 53.341%, 53.279 %, 74.556%, 19.289% et 78.859%, respectivement, par rapport à celle donnée par la chicane en 'V' en amont.



**Figure IV.38:** Tracés de contours des champs de pression dynamique pour différents types de chicanes: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z', avec  $Re = 12,000$ .

#### VI.7.4. Tracés de contours des champs de viscosité turbulente

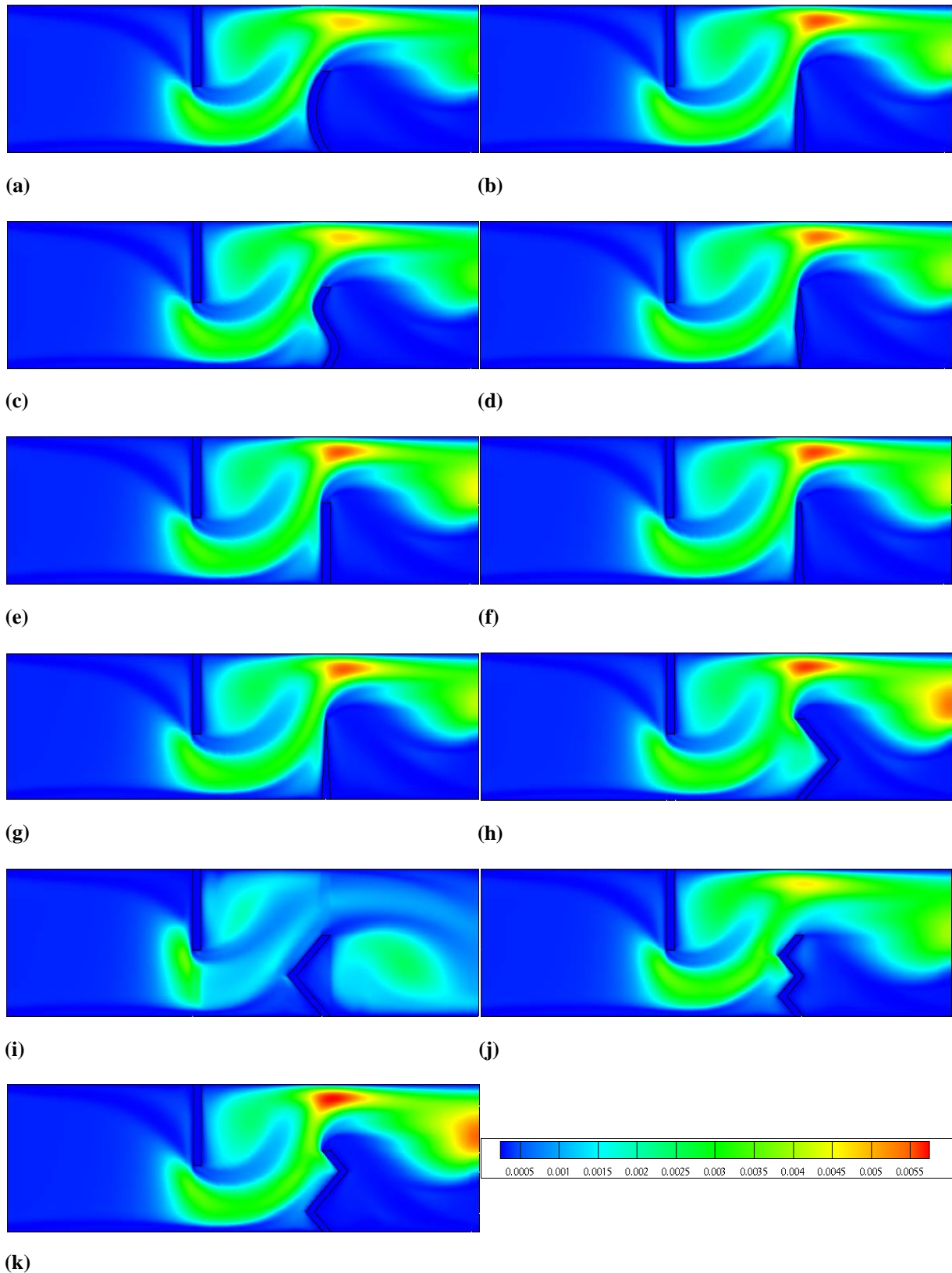
Les tracés de contours des champs de viscosité turbulente obtenus sous un régime d'écoulement turbulent pour toutes les configurations relatives au deuxième obstacle, avec un seul nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ , sont représentés à la **figure IV.39**. Les tendances de la distribution de la viscosité turbulente sont similaires pour tous les cas étudiés.

Sur cette même figure, on peut voir que la viscosité turbulente pour les cas de chicanes en forme d'arc, ondulées, en forme de losange, en 'V' en amont et en 'W' semblent diminuer d'environ 12.724 %, 12.924 %, 2.690 %, 23.338 % et 16.446 % par rapport à celle du cas de la chicane simple. Cependant, pour les autres cas, l'augmentation de la viscosité turbulente par rapport à celle de la chicane simple était d'environ 0.786 % pour la forme en cascade, 2.207 % pour la forme trapézoïdale, 0.894 % pour la forme triangulaire, 3.869 % pour la forme en 'V' en aval, et 10.194 % pour la forme en 'Z'; ceci donne une valeur moyenne de 3.590 %.

De plus, en examinant les différentes chicanes, celle en forme de 'Z' donne une viscosité turbulente supérieure d'environ 20.798 %, 8.537 %, 20.980 %, 11.692 %, 9.251 %, 7.248 %, 8.439 %, 5.740 %, 30.419 % et 24.176 % par rapport à celle donnée par les chicanes en forme d'arc, en cascade, ondulées, en forme de losange, rectangulaires, trapézoïdales, triangulaires, en 'V' en aval, en 'V' en amont, et en 'W', avec le même nombre de Reynolds.

Comme il fallait s'y attendre, la plus faible viscosité turbulente est observée pour le cas de la chicane en 'V' en amont. L'analyse des résultats indique que pour le cas d'une chicane en 'V' en amont, la viscosité turbulente s'avère être plus faible que pour celles en forme d'arc, en cascade, ondulées, en forme de losange, rectangulaires, trapézoïdales, triangulaires, en 'V' en aval, en 'W' et en 'Z'; cette viscosité est plus petite d'environ 13.827 %; 31.449 %; 13.566 %; 26.914 %; 30.423 %; 33.301 %; 31.589 %; 35.469 %; 8.973 % et 43.718 %; respectivement.



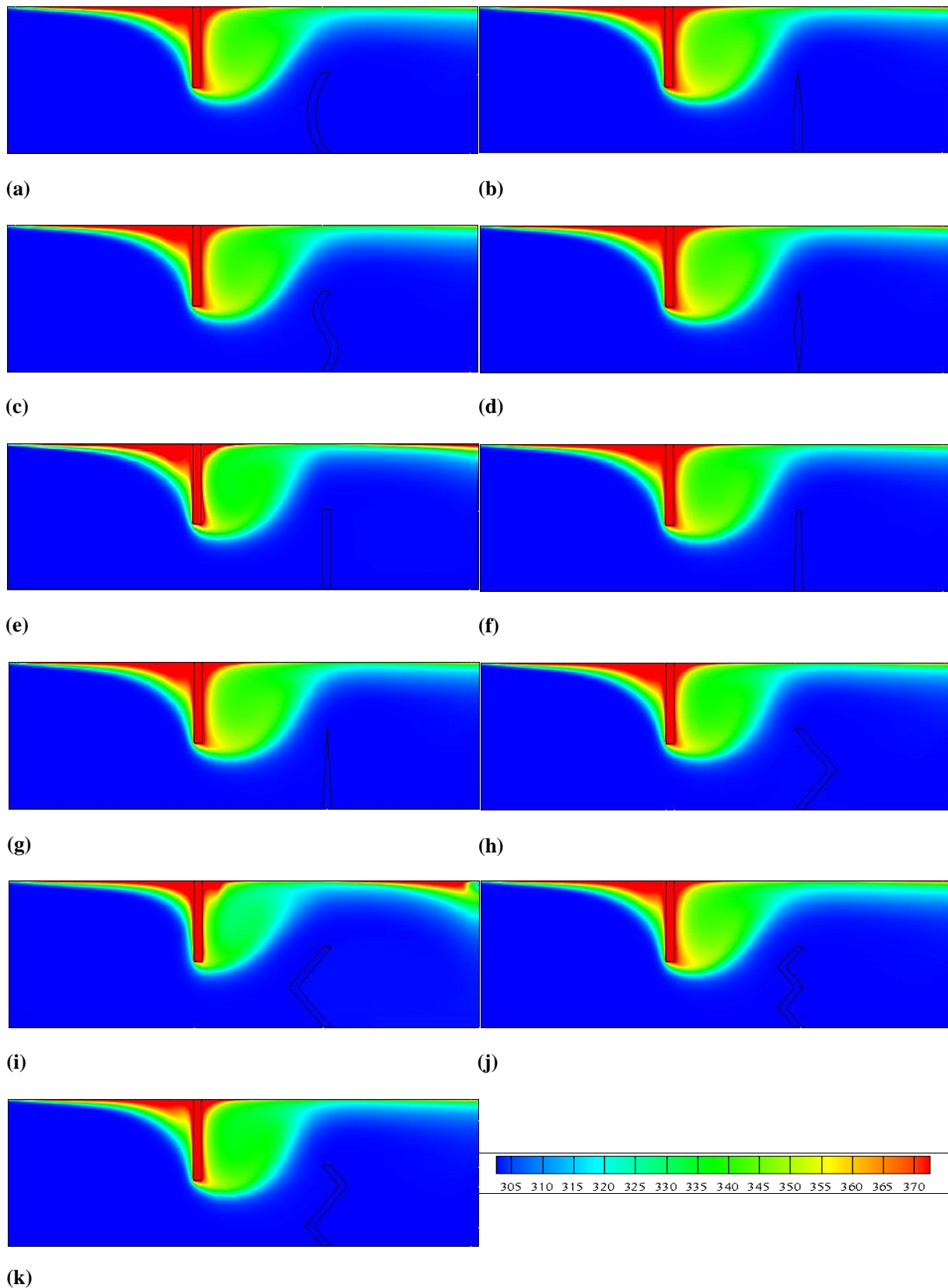


**Figure IV.39:** Tracés de contours des champs de viscosité turbulente pour différents cas relatifs au second obstacle : (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z', pour  $Re = 12,000$ .

#### *VI.7.5. Tracés de contours des champs de température*

La **figure IV.40** montre les tracés de contours de la température dans toute la région étudiée, et ce pour les différentes formes de chicanes considérées. La distribution de température dans l'ensemble du domaine étudié, en considérant les différentes configurations relatives au second obstacle illustré sur cette figure, indique que la température du fluide dans la zone de recirculation en aval de l'ailette plane rectangulaire est beaucoup plus élevée que celle obtenue dans la même région en l'absence d'ailettes. Ceci veut dire que l'écoulement vortex a une influence significative sur le champ de température, car il peut causer un meilleur mélange du fluide entre la paroi et les régions centrales de l'écoulement, ce qui engendre un gradient de température significatif sur la paroi chaude.

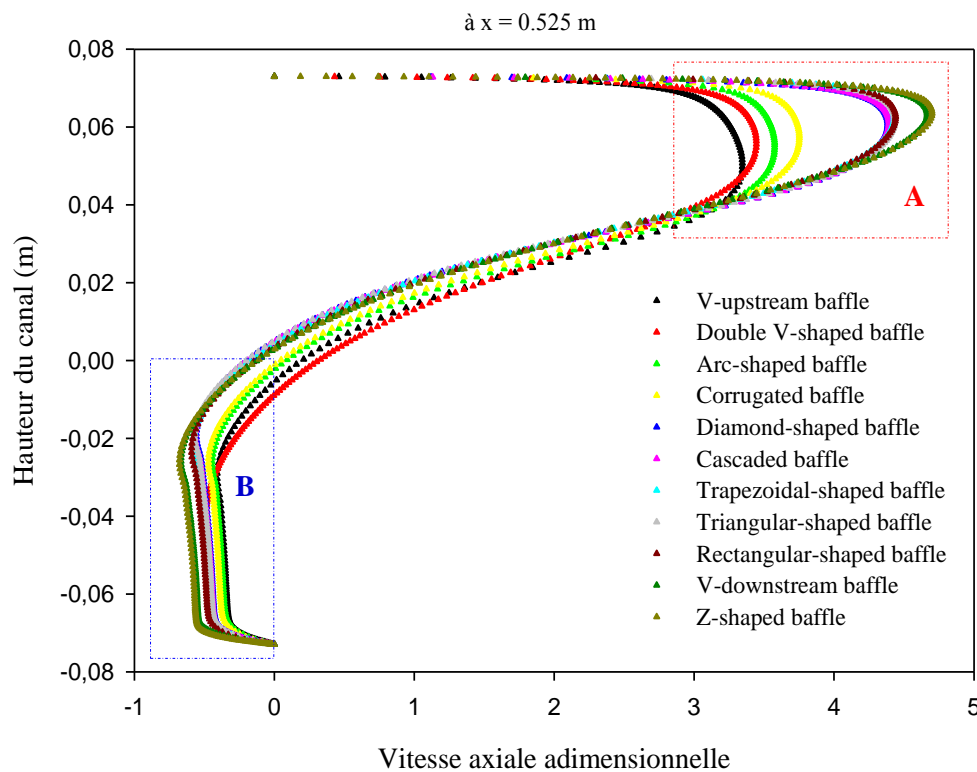




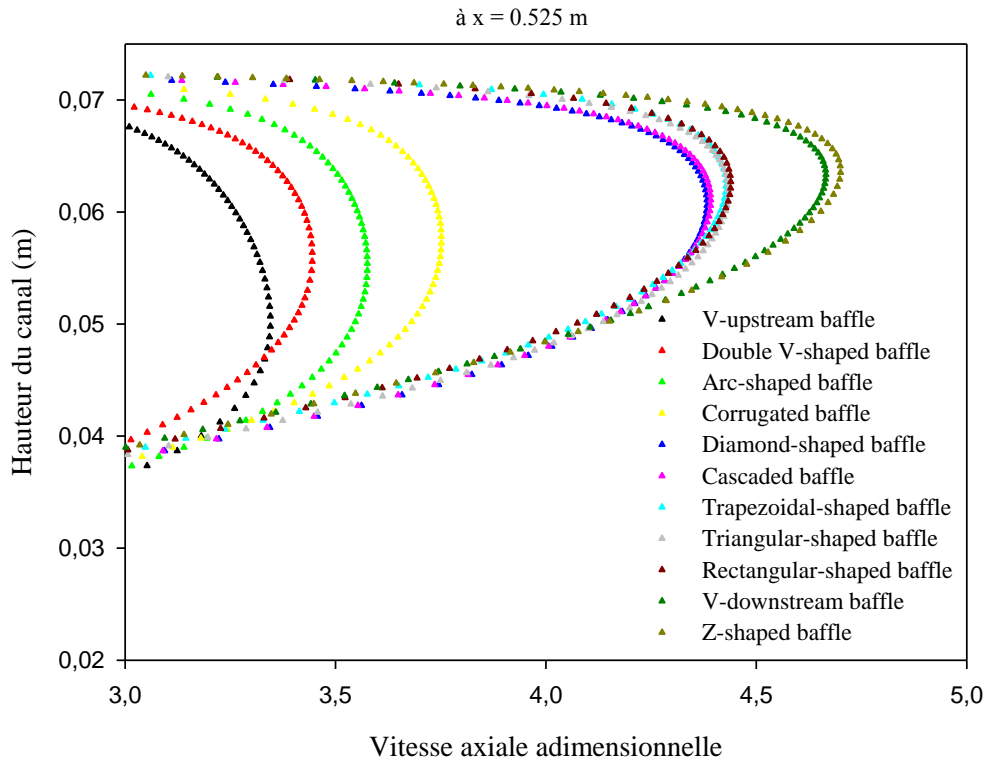
**Figure IV.40:** Tracés de contours des champs de température pour différents cas du second obstacle: (a) Chicane en forme d'arc, (b) Chicane en cascade, rectangulaire et triangulaire, (c) Chicane ondulée, (d) Chicane en losange, (e) Chicane simple, (f) Chicane trapézoïdale, (g) Chicane triangulaire, (h) Chicane en 'V' orientée vers l'aval, (i) Chicane en 'V' orientée vers l'amont, (j) Chicane en forme de 'W', et (k) Chicane en forme de 'Z', avec  $Re = 12,000$ .

### VI.7.6. Profils de la vitesse axiale adimensionnelle

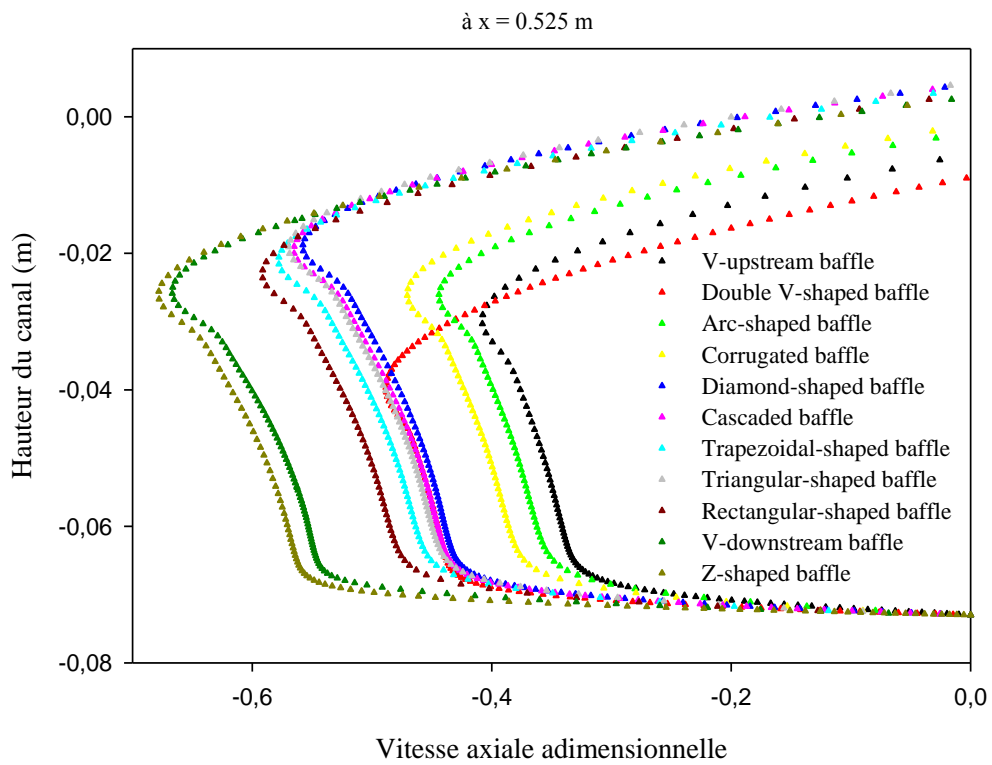
En aval du deuxième obstacle, à la position axiale égale à 0.525 m de l'entrée du canal, à 0.142 m après l'ailette fixée sur la surface supérieure chaude du canal et à 0.029 m avant la sortie du canal, et d'après les résultats présentés sur la **figure IV.41**, la valeur de la vitesse pour diverses chicanes, i.e. en forme de 'V' en amont, en 'W', en arc, ondulée, en losange, en cascade, trapézoïdale, triangulaire, rectangulaire, en 'V' en aval et en 'Z', atteint approximativement les valeurs 3.511 m/s, 3.615 m/s, 3.753 m/s, 3.937 m/s, 4.600 m/s, 4.609 m/s, 4.647 m/s, 4.654 m/s, 4.659 m/s, 4.896 m/s et 4.933 m/s; ces valeurs sont environ 3.345, 3.444, 3.575, 3.750, 4.382, 4.391, 4.427, 4.433, 4.438, 4.664 et 4.699 fois plus grandes, respectivement, que la vitesse à l'entrée du canal (voir **détails** en **A**). Ces valeurs ne peuvent être atteintes qu'en raison de la très forte recirculation orientée vers l'arrière du second obstacle (voir **détails** en **B**). En outre, il est important de noter que l'écoulement en présence de l'obstacle en forme de 'Z' s'accélère de plus en plus en allant de la gauche vers la droite (voir **détails** en **A**), avec augmentation de la taille de la zone de recirculation (voir **détails** en **B**).



**Figure IV.41:** Profils de vitesse axiale adimensionnelle, près de la sortie du canal à la position  $x = 0.525$  m, pour différentes formes géométriques du deuxième obstacle, avec  $Re = 12,000$ .



**Detail: A**



**Detail: B**

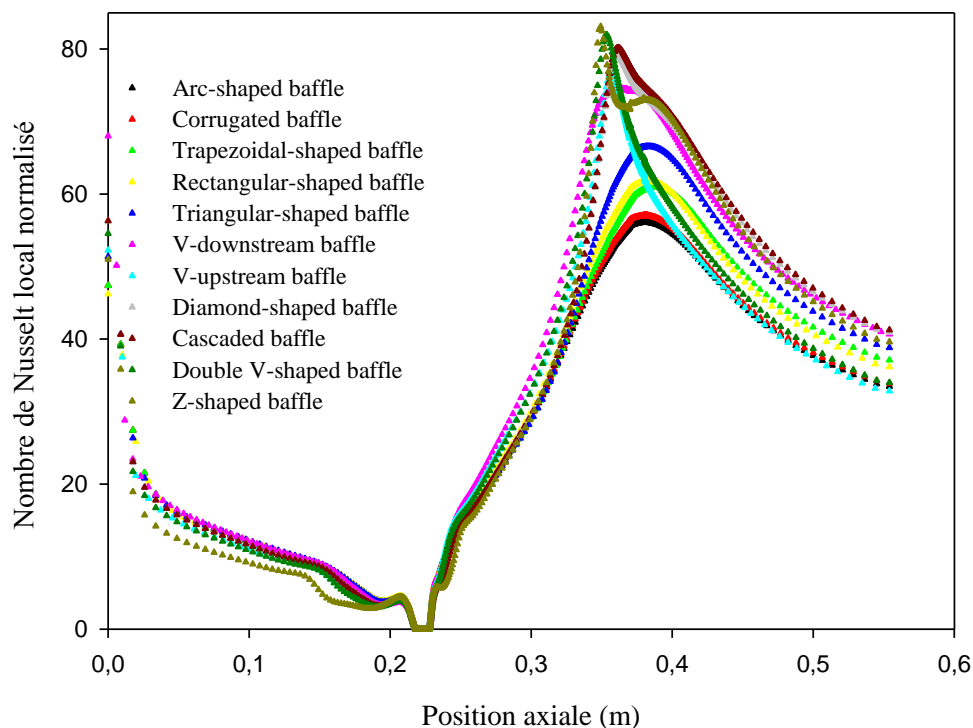
### VI.7.7. Nombres de Nusselt local et moyen normalisés

La **figure IV.42** présente le nombre de Nusselt local normalisé ( $Nu_x/Nu_0$ ) le long de la paroi supérieure chaude du canal pour les différents modèles relatifs au deuxième obstacle, à savoir la forme en arc, en cascade, ondulé, en losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, rectangulaire, en 'V' en aval, en 'V' en amont, en forme de 'W' et en forme de 'Z', avec le nombre  $Re = 12,000$ . Les tendances de  $Nu_x/Nu_0$  sont similaires pour tous les cas relatifs au deuxième obstacle. Dans tous les cas, et comme il fallait s'y attendre, les rapports  $Nu_x/Nu_0$  prennent la plus valeur maximale dans la région opposée au deuxième obstacle et la valeur minimale dans la région autour du premier obstacle.

Le rapport  $Nu_x/Nu_0$  maximal est obtenu pour une chicane en forme de 'Z', alors qu'il est le plus bas pour une chicane en forme d'arc. La valeur maximale du rapport  $Nu_x/Nu_0$ , obtenue en utilisant les obstacles est égale à environ 56.302 - 83.273 fois celle obtenue dans un canal sans obstacles; ceci dépend des différentes formes géométriques du deuxième obstacle. Ceci montre l'intérêt d'installer des obstacles dans le canal lisse afin d'avoir un transfert de chaleur amélioré.

La valeur maximale du rapport  $Nu_x/Nu_0$  est égale à 61.92 dans le cas où le deuxième obstacle est simple. Cette valeur peut augmenter ou diminuer, suivant la géométrie du deuxième obstacle. Cette valeur peut diminuer et atteindre les valeurs 56.302, 57.205 et 61.086 dans le cas de chicanes en forme d'arc, ondulées et de forme trapézoïdale, respectivement. Ces diminutions sont d'environ 1.355 %, 7.622 % et 9.081 %, respectivement. Par contre, les valeurs de  $Nu_x/Nu_0$  augmentent de 66.684 %, 74.669 %, 76.991 %, 79.197 %, 80.328 %, 82.109 % et 83.273 % dans le cas des chicanes triangulaires, en 'V' en aval, en 'V' en amont, en forme de losange, en cascade, en forme de 'W' et en forme de 'Z', respectivement. Cependant, ces valeurs de  $Nu_x/Nu_0$  peuvent être plus grandes de 7.684 %, 20.579 %, 24.328 %, 27.889 %, 29.716 %, 32.593 % et 34.472 % par rapport à celles obtenues avec une chicane simple.

En outre, en comparant les différentes formes géométriques du deuxième obstacle, on trouve que la chicane en forme de 'Z' donne la valeur la plus élevée du rapport  $Nu_x/Nu_0$ . Elle est supérieure d'environ 32.388 %, 31.303 %, 26.643 %, 25.635 %, 19.920 %, 10.331 %, 7.543 %, 4.895 %, 3.536 %, et 1.397 % par rapport aux valeurs des chicanes en forme d'arc, ondulées, trapézoïdales, simples, triangulaires, en 'V' en aval, en 'V' en amont, en forme de losange, en cascade, en forme de 'W', avec le même nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ .

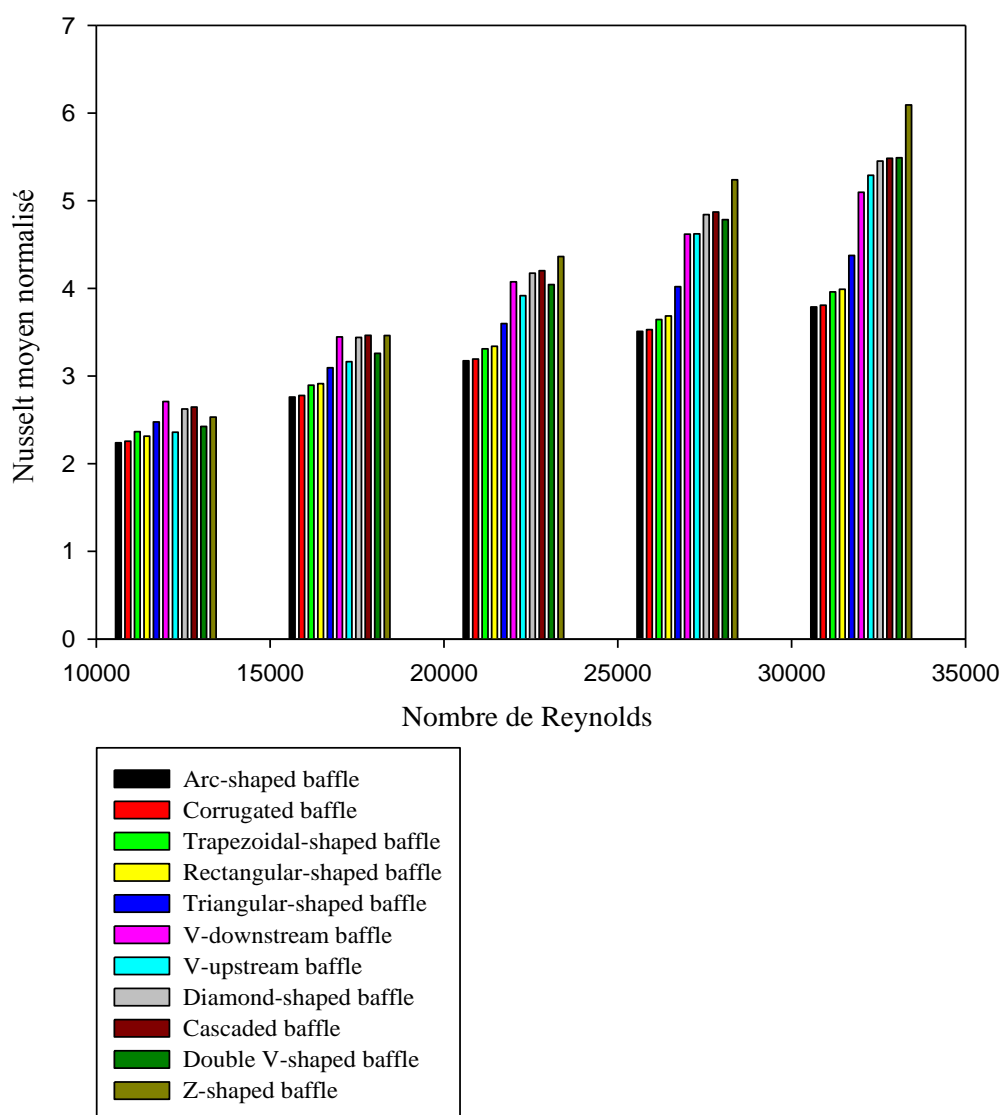


**Figure IV.42:** Variation axiale du nombre de Nusselt local normalisé le long de la paroi supérieure chaude du canal, pour différentes formes du deuxième obstacle, avec  $Re = 12\,000$ .

La **figure IV.43** illustre la variation du rapport  $Nu/Nu_0$  moyen en fonction du nombre de Reynolds pour différentes configurations d'obstacles. Il est important de noter que la valeur de  $Nu/Nu_0$  a tendance à augmenter lorsque le nombre de Reynolds croît, et ce pour tous les cas relatifs au second obstacle. Concernant l'intervalle de  $Re$  considéré, i.e. entre 12,000 et 32,000, on peut dire que les augmentations de la valeur de  $Nu/Nu_0$  pour les cas du second obstacle ayant la forme en arc, ondulée, trapézoïdale, rectangulaire, triangulaire, en 'V' en aval, en 'V' en amont, en losange, en cascade, en 'W' et en 'Z' sont entre 223.910 et 378.745 %, entre 225.702 et 380.754 %, entre 236.591 et 396.033 %, entre 231.360 et 398.936 %, entre 247.630 et 437.609 %, entre 270.983 et 509.684 %, entre 235.987 et 529.044 %, entre 262.554 et 545.248 %, entre 264.608 et 548.344 %, entre 242.501 et 548.964 %, et entre 253.253 et 609.295 %, respectivement, par rapport à celles obtenues avec un canal lisse.

Par comparaison avec une chicane simple, la valeur de  $Nu/Nu_0$  augmente dans le cas des chicanes en forme d'arc, ondulées et trapézoïdales, respectivement, de 5.060 %, 4.559 % et 0.729 %, pour la valeur maximale du nombre de Reynolds  $Re = 32,000$ . Cependant, la valeur de  $Nu/Nu_0$  diminue de 9.693 %, 27.758 %, 32.611 %, 36.674 %, 37.449 %, 37.604 % et 52.729 % lorsque la forme de la chicane est, respectivement, triangulaire, en 'V' en aval, en 'V' en amont, en forme de losange, en cascade, en 'W' et en 'Z', pour le même nombre de Reynolds maximal.

Comme il fallait s’y attendre, une chicane en forme de 'Z' est beaucoup plus performante que les autres chicanes vis-à-vis de l’amélioration du transfert de chaleur. En prenant  $Re = 32,000$ , la réduction de la valeur du rapport  $Nu/Nu_0$  par rapport à celle de la chicane en 'Z'; cette diminution est d'environ 37.838 % pour la chicane en arc, 37.510 % pour la chicane ondulée, 35.002 % pour la chicane trapézoïdale, 34.524 pour la chicane rectangulaire, 28.178 pour la chicane triangulaire, 16.349 % pour la chicane en 'V' en aval, 13.172 % pour la chicane en 'V' en amont, 10.512 % pour la chicane losange, 10,004 % pour la chicane en cascade et 9.903 % pour la chicane en 'W'. On peut cependant noter que pour tous les nombres de Reynolds utilisés, le cas du second obstacle ayant la forme d'un arc donne la plus petite valeur de  $Nu/Nu_0$ .



**Figure IV.43:** Variation du nombre de Nusselt moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes configurations du deuxième obstacle.

### VI.7.8. Coefficients de frottements local et moyen normalisés

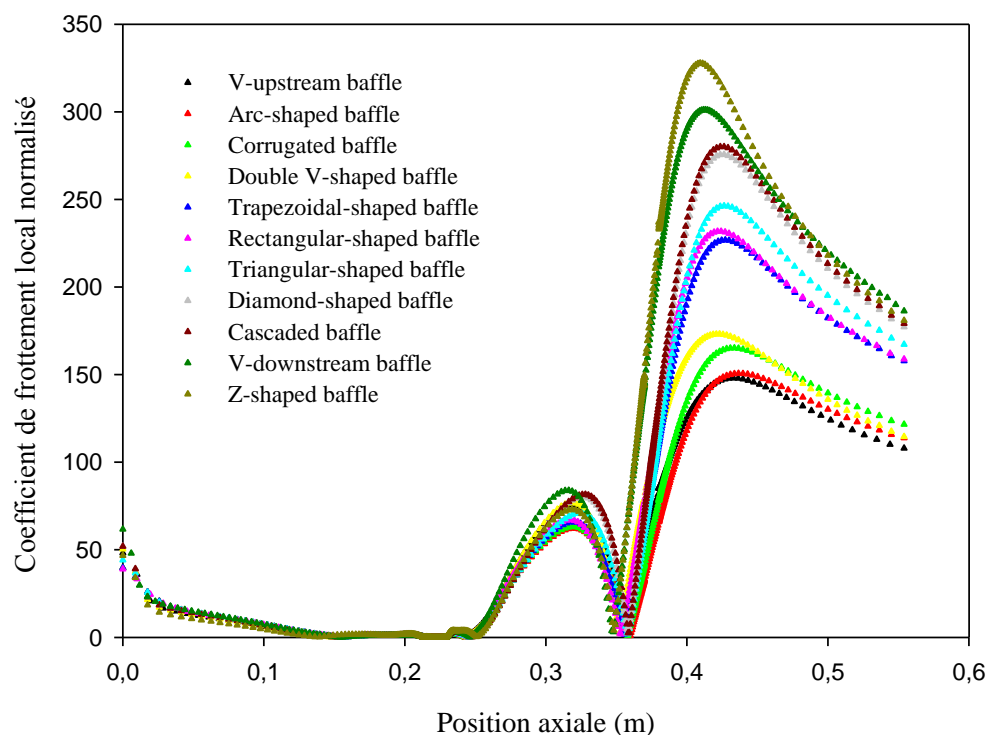
La **figure IV.44** illustre les distributions du coefficient de frottement local normalisé ( $Cf/f_0$ ) sur la paroi supérieure chaude du canal pour les diverses formes géométriques du second obstacle, à savoir en forme d'arc, en cascade, ondulées, forme de losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, en 'V' en aval, en 'V' en amont, en forme de 'W' et de 'Z', pour le nombre de Reynolds  $Re = 12,000$ . Toutes ces formes de chicanes donnent la même tendance du coefficient de frottement ( $Cf$ ).

La plus petite valeur du coefficient de frottement se trouve dans la partie en amont de l'ailette rectangulaire, par contre la valeur la plus élevée est derrière la chicane, pour tous les cas considérés. Il faut noter que du côté où commence l'expérience, le coefficient de friction diminue de manière considérable à cause de l'ailette qui est placée dans la région supérieure du canal. Dans ce cas, l'air peut circuler dans la direction de la paroi inférieure et, par conséquent, le contact entre l'air et la paroi supérieure chaude du canal devient négligeable. Cependant, les coefficients de frottement augmentent de nouveau aux endroits qui correspondent aux zones de vortex, comme cela peut être constaté sur la figure. Cette même figure montre que les valeurs du rapport  $Cf/f_0$  sont les plus élevées en présence de la chicane, en particulier derrière cette même chicane, et ceci à cause des vitesses élevées détectées dans cette région, comme cela est illustré sur les **figures IV.37** et **IV.41**.

Le coefficient de frottement maximal ( $Cf$ ) est approximativement 147.949; 150.587; 165.106; 173.075; 226.784; 246.236; 275.532; 279.998; 301.082 et 327.681 fois plus élevé, respectivement, que dans le cas du canal lisse, et ceci pour les cas de la chicane de forme en 'V' (amont), en arc, ondulée, en 'W', trapézoïdale, triangulaire, en losange, en cascade, en 'V' (aval) et en 'Z'; ce coefficient est égal à environ 231.744 fois celui obtenu dans le cas d'une chicane simple.

Par comparaison avec cette chicane simple, le rapport maximal  $Cf/f_0$  diminue, dans les cas des chicanes en 'V' en amont, de forme en arc, ondulée, en 'W' et trapézoïdale de 36.158 %, 35.020 %, 28.755 %, 25.316 % et 2.140 %, respectivement, pour  $Re = 12,000$ . D'autre part, la valeur maximale du rapport  $Cf/f_0$  croît de 6.253 %, 15.892 %, 20.822 %, 29.920 % et 41.397 % dans le cas où la chicane est de forme triangulaire, losange, en cascade, en forme de 'V' en aval et en forme de 'Z', pour le même nombre de Reynolds.

Par ailleurs, la perte par friction la plus élevée a été enregistrée dans le cas d'une chicane en forme de 'Z'; par contre les valeurs les plus faibles sont obtenues dans le cas d'une chicane en forme de 'V' pointée en amont. Ceci indique qu'il est plus avantageux d'utiliser la chicane en 'V' amont.



**Figure IV.44:** Variation axiale du coefficient de frottement local normalisé le long de la paroi supérieure chaude du canal, pour différentes formes du second obstacle, avec  $Re = 12,000$ .

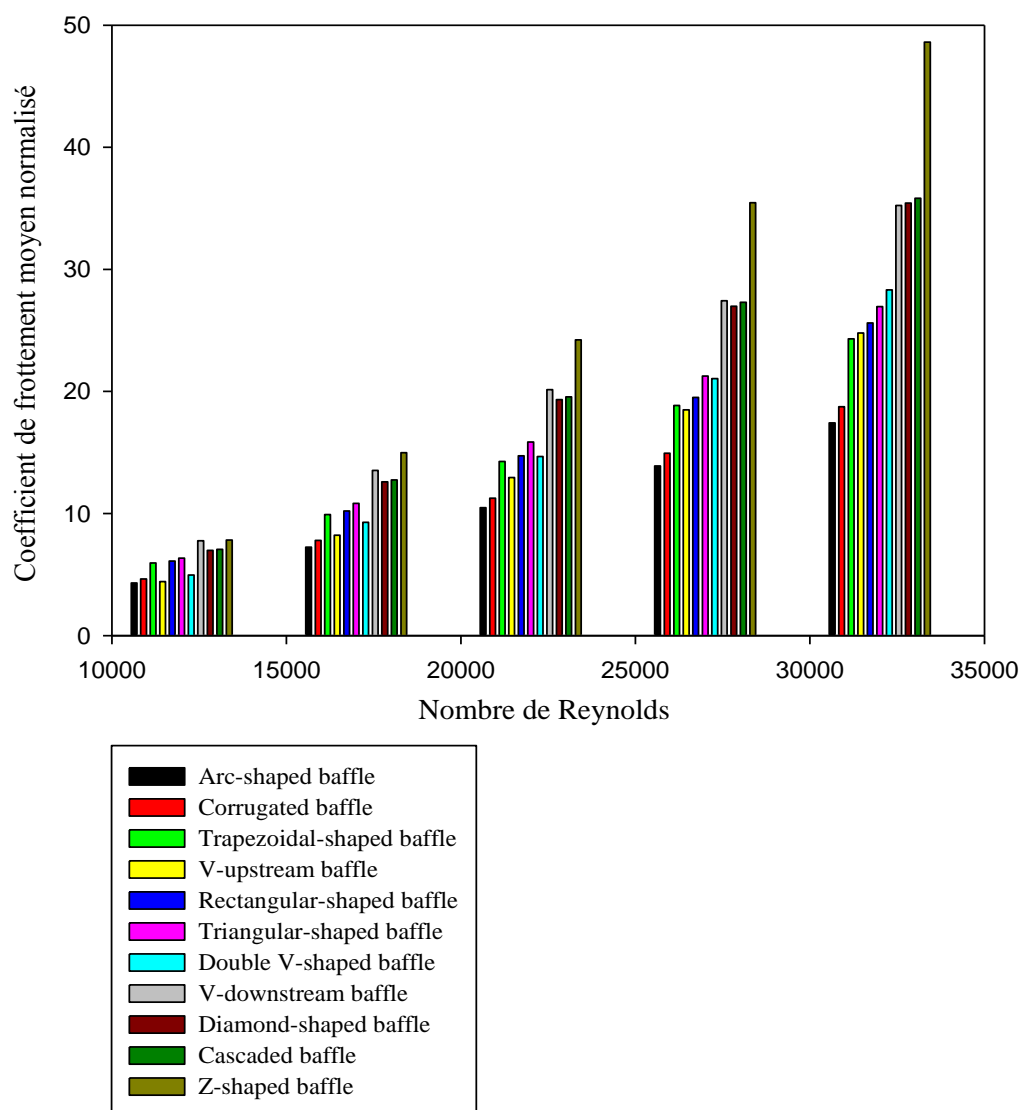
La **figure IV.45** illustre l'évolution du rapport de friction ( $f/f_0$ ) en fonction des différentes valeurs du nombre de Reynolds ( $Re$ ), pour différents modèles du deuxième obstacle. Généralement, le rapport ( $f/f_0$ ) tend à être plus grand avec l'augmentation du nombre de Reynolds, et ceci dans tous les cas considérés. Pour les nombres de Reynolds appartenant à l'intervalle entre 12,000 et 32,000, les augmentations de  $f$  pour les chicane en forme d'arc, ondulées, trapézoïdales, en 'V' en amont, rectangulaire, triangulaire, en 'W', en 'V' en aval, en losange, en cascade et en 'Z', sont environ 4.313 - 17.428, 4.640 - 18.745, 5.946 - 24.305, 4.421 - 24.787, 6.103 - 25.606, 6.342 - 26.949, 4.962 - 28.316, 7.772 - 35.227, 6.977 - 35.424, 7.069 - 35.822, et 7.819 - 48.609 fois plus grandes, respectivement, par rapport à celle obtenues avec le canal lisse.

En comparant les résultats présentés sur cette même figure, on constate que le changement de la forme géométrique de la chicane a un impact sur la perte par friction. En comparaison avec la chicane simple, le rapport  $f/f_0$ , en présence de chicanes triangulaires, en forme de 'W', en 'V' en aval, en forme de losange, en cascade et en forme de 'Z', est beaucoup plus grand. Ce rapport est supérieur de 5.245 %, 10.585 %, 37.573 %, 38.340 %, 39.895 %, et 89.833 %, respectivement, pour le nombre de Reynolds le plus élevé, i.e.  $Re = 32,000$ . Cependant, l'utilisation de chicanes en forme d'arc, ondulées, trapézoïdales et en 'V' en amont engendre une chute significative du rapport  $f/f_0$ , pour toutes les valeurs



du nombre de Reynolds, comparativement à celui obtenu avec une chicane simple. La différence du rapport  $f/f_0$  entre les chicanes simples et les autres chicanes est d'environ 31.938 % pour celles en forme d'arc, 26.794 % pour celles ondulées, 5.081 % pour les chicanes trapézoïdales et 3.199 % pour celles en 'V' en amont, pour la même valeur maximale du nombre de Reynolds.

Par ailleurs, l'utilisation de la chicane en forme de Z entraine une perte par friction plus élevée que dans les cas d'une chicane en forme d'arc, ondulée, trapézoïdale, en 'V' en amont, rectangulaire, triangulaire, en forme de 'W', en 'V' en aval, en losange et en cascade, de 64.146 %, 61.436 %, 49.999 %, 49.007 %, 47.322 %, 44.558 %, 41.745 %, 27.529 %, 27.125 %, et 26.306 %, respectivement.



**Figure IV.45:** Variation du coefficient de frottement moyen normalisé en fonction du nombre de Reynolds, pour diverses configurations du deuxième obstacle.

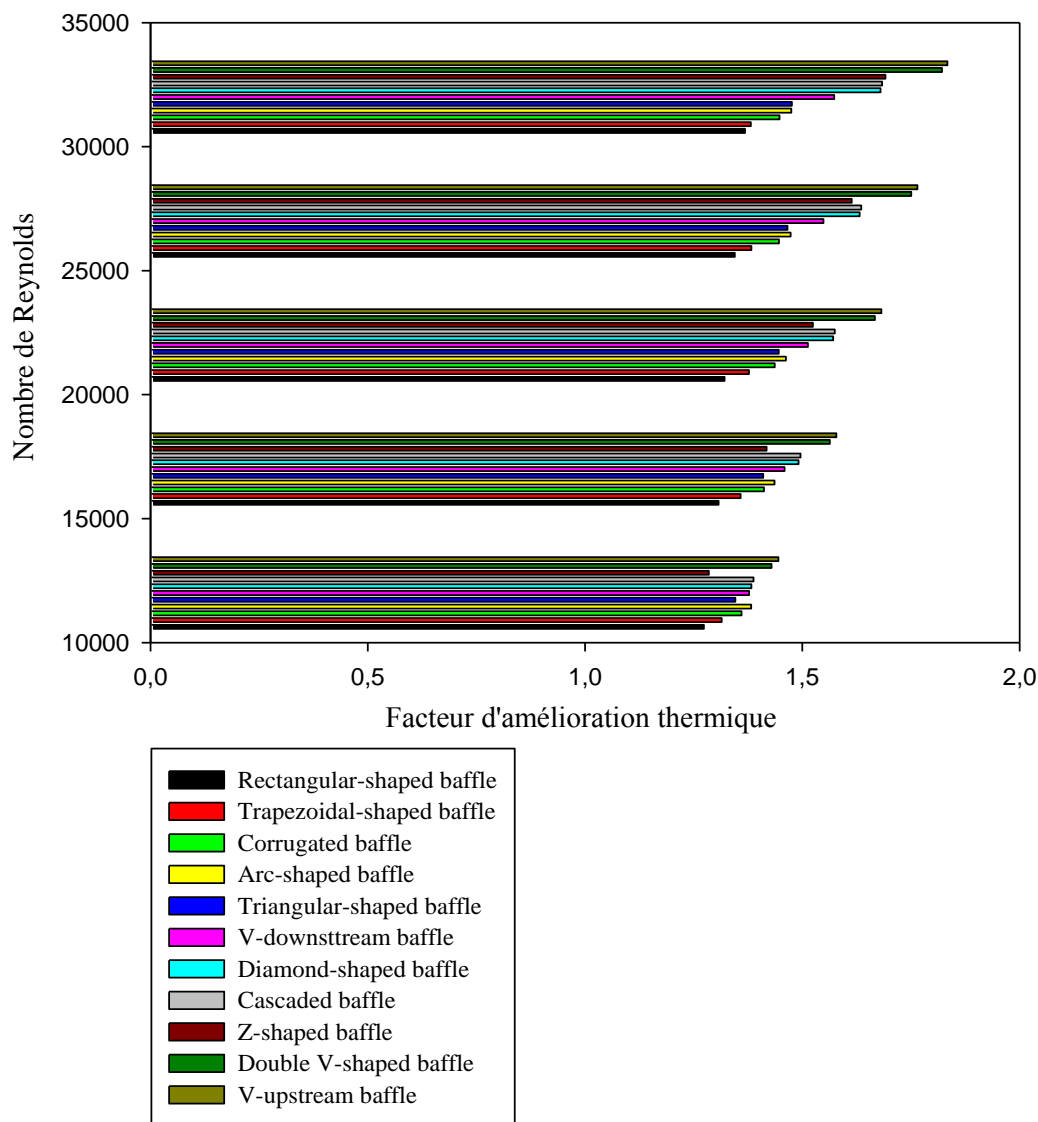


Figure IV.46: Facteur d'amélioration thermique (TEF) pour différents modèles du second obstacle.

### VI.7.9. Évaluation du facteur d'amélioration thermique

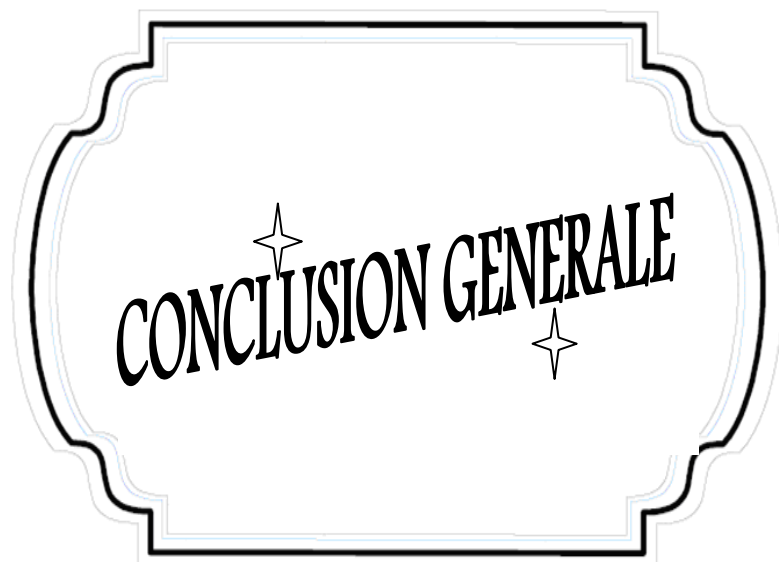
La figure IV.46 présente les variations du facteur d'amélioration thermique en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes configurations du deuxième obstacle. En général, le facteur d'amélioration thermique a tendance à augmenter lorsque le nombre de Reynolds croît. Dans tous les cas, ces facteurs d'amélioration sont tous supérieurs à l'unité, pour tous les nombres de Reynolds; ils varient entre 1.273 et 1.834, selon les formes géométriques du second obstacle et suivant les valeurs de  $Re$ . Le facteur d'amélioration thermique optimal correspond au nombre de Reynolds maximal, i.e.  $Re = 32,000$ . Il est égal à environ 1.368, 1.381, 1.447, 1.474, 1.475, 1.573, 1.680, 1.683, 1.691, 1.821, and 1.833 en utilisant des chicanes de forme simple, trapézoïdale, ondulée, en arc, triangulaire, en 'V'-aval, en forme de losange, en cascade, en forme de 'Z', en 'W' et en forme de 'V'-amont, respectivement.

Parmi toutes les chicanes utilisées, le meilleur facteur d'amélioration est obtenu avec une chicane en 'V' (amont). Il est approximativement égal à 1.833 pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds; par contre, ce facteur est légèrement inférieur dans le cas d'une chicane en forme de 'W' (1.821).

Il est important de noter que le modèle de chicane en 'V'-amont, pour un nombre de Reynolds  $Re = 32,000$ , donne un facteur d'amélioration plus élevé que celui d'une chicane de forme simple, trapézoïdale, ondulée, en forme d'arc, triangulaire, en 'V'-aval, en forme de losange, en cascade, en formes de 'Z' et 'W' d'environ 25.398 %, 24.656 %, 21.074 %, 19.585 %, 19.531 %, 14.209 %, 8.391 %, 8.211 %, 7.780 %, et 0.692 %, respectivement.

Il convient cependant de noter que pour toutes les valeurs de  $Re$  considérées, la chicane simple est celle qui fournit la plus faible valeur du facteur d'amélioration thermique. La chicane de forme géométrique simple donne un facteur d'amélioration inférieur à celui obtenu avec les formes trapézoïdale, ondulée, en arc, triangulaire, en 'V'-aval, en losange, en cascade, en 'Z', en 'W' et en 'V'-amont; cette diminution est d'environ 0.994 %, 5.795 %, 7.791 %, 7.864 %, 14.997 %, 22.796 %, 23.037 %, 23.614 %, 33.116 %, et 34.044 %, respectivement.

Par conséquent, le modèle de la chicane en 'V'-amont peut être choisi comme le meilleur modèle géométrique pour une bonne amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur du canal.



L'étude des canaux solaires à air est devenue aujourd'hui inévitable car ils jouent un rôle prépondérant dans diverses applications et installations thermiques. Deux obstacles transversaux, solides, de formes différentes, ont été utilisés conjointement dans la présente étude. Ces obstacles sont fixés sur les parois supérieure et inférieure du canal, avec une répartition périodique en quinconce, afin de développer des tourbillons qui vont contribuer à avoir un meilleur brassage et par conséquent à améliorer le transfert de la chaleur.

Le premier obstacle à introduire dans le canal est l'obstacle plat de forme rectangulaire (ailette simple); il est fixé à la paroi supérieure chaude, tandis que l'angle d'attaque, la hauteur, la position et la forme du second obstacle (déflecteur) sont modifiés afin d'identifier la configuration optimale pour le meilleur transfert de chaleur possible. Ceci est un problème crucial dans le domaine des collecteurs d'air solaires pour lesquels la distribution du transfert de chaleur de l'écoulement du fluide doit être caractérisée. En outre, l'existence et l'extension d'éventuelles zones de recirculation doivent être identifiées. L'air, dont le nombre de Prandtl ( $Pr$ ) est égal à 0,71, est le fluide de travail utilisé dans cette étude, et les nombres de Reynolds considérés vont de 12 000 à 32 000.

La compréhension du phénomène physique étudié nécessite la présentation d'un modèle du système mathématique avec les conditions aux limites simplificatrices associées en décrivant les équations régissant de l'écoulement turbulent du fluide. Les propriétés thermo-physiques qui ont été utilisées pour cette étude sont considérées constantes lors de l'écoulement du fluide incompressible, stationnaire et bidimensionnel.

Des simulations numériques ont été testées en variant le nombre d'éléments de calcul. Une stabilité et une convergence du modèle ont été atteintes pour tous les maillages. Un maillage structuré avec des éléments de type quadra latéral a été utilisé car il a été jugé plus adéquat pour la géométrie proposée.

Le système d'équations différentielles obtenu avec les conditions aux limites associées est résolu numériquement par la méthode des volumes finis et le couplage vitesse-pression est traité à l'aide de l'algorithme SIMPLE. Compte tenu des caractéristiques de l'écoulement, le schéma Quick a été appliqué aux interpolations, et un système de deuxième ordre a été utilisé pour les termes de pression.

L'indépendance du maillage a été étudiée en effectuant des simulations dans le domaine de calcul en utilisant différents maillages structurés avec un nombre de nœuds variant entre 35 et 145 transversalement et entre 95 et 370 longitudinalement. La cellule de la maille contenant  $245 \times 95$  nœuds le long des directions  $X$  et  $Y$ , a donné un écart d'environ 0.150 %; 0.350 %; 0.392 % et 0.223

% par rapport aux valeurs  $u_{max}/U_{in}$ ,  $Nu/Nu_0$ ,  $f/f_0$ , et  $TEF$ , respectivement, par comparaison avec les valeurs données par la cellule de la maille contenant  $370 \times 145$  nœuds.

Les résultats ont été comparés à ceux obtenus par l'expérience dans la littérature. Cette comparaison montre qu'il y a un accord qualitatif ainsi qu'une très bonne concordance entre les deux résultats.

Les résultats numériques sur les caractéristiques de transfert de chaleur et de frottement à l'intérieur d'un canal rectangulaire lisse sans obstacle ont été validés à l'aide du nombre de Nusselt ( $Nu$ ) et du facteur de frottement ( $f$ ). Les valeurs de  $Nu$  et  $f$  obtenues dans le cas du présent canal lisse ont été comparées avec celles obtenues à partir des corrélations de Dittus-Boelter et de Petukhov et ce sous des conditions de travail identiques. Les résultats obtenus s'avèrent être en bon accord, pour les deux corrélations, avec une valeur légèrement plus élevée du nombre de Nusselt (+ 3.500 %) et une valeur plus faible du facteur de frottement (- 1.5 %).

En particulier, les lignes de courant, les champs de vitesses moyenne, axiale et transversale, les champs de pression dynamique, l'énergie cinétique turbulente, l'intensité turbulente, la viscosité turbulente et la température turbulente, les profils de vitesse axiale adimensionnelle, les nombres de Nusselt local et moyen normalisés, les coefficients de frottement locaux et moyens normalisés, et les facteurs d'amélioration thermique ont été obtenus dans les conditions de température constante le long de la paroi supérieure du canal.

L'effet de l'angle d'attaque ( $\theta$ ), de la hauteur ( $c$ ) et de la position ( $S$ ) de la chicane en 'V' a été étudié dans la première partie.

La géométrie de la chicane en forme de 'V' a été variée entre  $\theta = 45^\circ$  et  $\theta = 60^\circ$ . Les chicanes en 'V' dont l'angle est  $45^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$  entraînent des améliorations de  $TEF$  d'environ 34.044 %, 31.817 %, 29.828 % et 28.262 %, respectivement, par rapport au transfert thermique d'une chicane simple avec un angle d'attaque égal à  $90^\circ$  dans le cas du nombre de Reynolds maximal. Ainsi, on note une augmentation moyenne de 30.987%. Par conséquent, la chicane en 'V' fixée sur la paroi inférieure, orientée vers l'extrémité amont du canal avec un angle d'attaque de  $45^\circ$ , peut être choisie comme la meilleure configuration capable d'améliorer le  $TEF$  à l'intérieur du canal.

Par suite, lorsqu'on introduit une nouvelle forme géométrique de chicane en forme de 'V' sur la paroi inférieure adiabatique, et pour une hauteur  $c = 3b/4$ , les performances thermo-aérodynamiques ( $TEF$ ) peuvent être améliorées avec une perte par friction minimale à l'intérieur du canal.

L'effet de la chicane en 'V' diminue en éloignant sa position S par rapport à l'ailette rectangulaire. Plus spécifiquement, les obstacles distants de  $S = \pi/2$  avec un nombre de Reynolds  $Re$  compris entre 12,000 et 32,000, donnent un facteur d'amélioration thermique plus élevé qu'avec les valeurs  $S = 3\pi/4, \pi, 5\pi/4$  et  $3\pi/2$ , d'environ 1.449 - 2.957 %, 3.670 - 7.449 %, 4.442 - 8.083 % et 5 - 14.773 %, respectivement. Les petites distances de séparation S et les grandes valeurs  $Re$  permettent d'avoir le meilleur régime de fonctionnement dans un canal contenant des obstacles. Donc, on peut dire que la séparation  $S = \pi/2$ , avec  $Re = 32,000$ , est le meilleur espacement entre l'ailette plane et la chicane en 'V' avec un angle de  $45^\circ$  en vue d'avoir un transfert de chaleur optimal à l'intérieur du canal.

Dans la deuxième partie, des simulations ont été effectuées dans le but d'évaluer les comportements du transfert de chaleur par convection forcée turbulente et de la perte par friction pour l'écoulement d'air à travers un canal rectangulaire contenant des ailettes simples et des chicanes améliorés. Le deuxième obstacle (chicane) a plusieurs formes, i.e. arc, en cascade 'rectangulaire-triangulaire', ondulé, losange, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire, 'V' en aval, 'V' en amont, double 'V', et en forme de 'Z', et ce dans le but d'identifier la configuration optimale pour un meilleur transfert de chaleur. Parmi toutes les chicanes utilisées, le meilleur facteur d'amélioration est obtenu avec une chicane en 'V' (amont). Il est approximativement égal à 1.833 pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds; ce facteur est légèrement inférieur dans le cas d'une chicane en forme de 'W' (1.821). Il est important de noter que le modèle de chicane en 'V'-amont, pour un nombre de Reynolds  $Re = 32,000$ , a donné un facteur d'amélioration plus élevé que celui d'une chicane de forme simple, trapézoïdale, ondulée, en forme d'arc, triangulaire, en 'V'-aval, en forme de losange, en cascade, en formes de 'Z' et 'W' d'environ 25.398 %, 24.656 %, 21.074 %, 19.585 %, 19.531 %, 14.209 %, 8.391 %, 8.211 %, 7.780 %, et 0.692 %, respectivement. Il convient cependant de noter que pour toutes les valeurs de  $Re$  considérées, la chicane simple est celle qui fournit la plus faible valeur du facteur d'amélioration thermique. La chicane de forme géométrique simple donne un facteur d'amélioration inférieur à celui obtenu avec les formes trapézoïdale, ondulée, en arc, triangulaire, en 'V'-aval, en losange, en cascade, en 'Z', en 'W' et en 'V'-amont; cette diminution est d'environ 0.994 %, 5.795 %, 7.791 %, 7.864 %, 14.997 %, 22.796 %, 23.037 %, 23.614 %, 33.116 %, et 34.044 %, respectivement.

Par conséquent, le modèle de la chicane en 'V'-amont peut être choisi comme le meilleur modèle géométrique pour une bonne amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur du canal.





- [1] Sripattanapipat S, Promvongse P. Numerical analysis of laminar heat transfer in a channel with diamond-shaped baffles. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 36 (2009) 32-38.
- [2] Nasiruddin, Kamran Siddiqui MH. Heat transfer augmentation in a heat exchanger tube using a baffle, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007) 318-328.
- [3] Patankar SV, Liu CH, Sparrow EM. Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area, *ASME Journal of Heat Transfer* 99 (1977) 180-186.
- [4] Berner C, Durst F, McEligot DM. Flow around baffles, *ASME Journal of Heat Transfer* 106 (1984) 743-749.
- [5] Webb BW, Ramadhyani S. Conjugate heat transfer in a channel with staggered ribs, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 28 (1985) 1679-1687.
- [6] Kelkar KM, Patankar SV. Numerical prediction of flow and heat transfer in a parallel plate channel with staggered fins, *ASME Journal of Heat Transfer* 109 (1987) 25-30.
- [7] Habib MA, Attya AE, McEligot DM. Calculation of turbulent flow and heat transfer in channels with streamwise-periodic flow, *ASME Journal of Turbomachinery* 110 (1988) 405-411.
- [8] Habib MA, Mobarak AM, Sallak MA, Abdel Hadi EA, Affify RI. Experimental investigation of heat transfer and flow over baffles of different heights, *ASME Journal of Heat Transfer* 116 (1994) 363-368.
- [9] Hong YJ, Hsieh SS. An experimental investigation of heat transfer characteristics for turbulent flow over staggered ribs in a square duct, *Experimental Thermal and Fluid Science* 4 (1991) 714-722.
- [10] Cheng CH, Huang WH. Numerical prediction for laminar forced convection in parallel-plate channels with transverse fin arrays, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 34 (11) (1991) 2739-2749.
- [11] Lopez JR, Anand NK, Fletcher LS. Heat transfer in a three-dimensional channel with baffles, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology* 30 (2) (1996) 189-205.
- [12] Guo Z, Anand NK. Three-dimensional heat transfer in a channel with a baffle in the entrance region, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology* 31 (1) (1997) 21-35.
- [13] Yuan ZX, Tao WQ, Wang QW. Numerical prediction for laminar forced convection heat transfer in parallel-plate channels with streamwise-periodic rod disturbances, *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 28 (1998) 1371-1387.
- [14] Li H, Kottke V. Effect of baffle spacing on pressure drop and local heat transfer in staggered tube arrangement, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41 (10) (1998) 1303-1311.
- [15] Demartini LC, Vielmo HA, Möller SV. Numeric and experimental analysis of the turbulent flow through a channel with baffle plates, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* 26 (2) (2004) 153-159.

- [16] Bazdidi-Tehrani F, Naderi-Abadi M. Numerical analysis of laminar heat transfer in entrance region of a horizontal channel with transverse fins, *International Communication in Heat and Mass Transfer* 31 (2) (2004) 211-220.
- [17] Mousavi SS, Hooman K. Heat and fluid flow in entrance region of a channel with staggered baffles, *Energy Conversion and Management* 47 (15) (2006) 2011-2019.
- [18] Tandiroglu A. Effect of flow geometry parameters on transient heat transfer for turbulent flow in a circular tube with baffle inserts, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006) 1559-1567.
- [19] Qasim SM, Khudheyer SM. Simulation of turbulent flow and heat transfer through a duct with baffle plates, *Journal of Engineering and Development* 12 (3) (2008) 142-157.
- [20] Mohammadi Pirouz M, Farhadi M, Sedighi K, Nemati H, Fattahi E. Lattice Boltzmann simulation of conjugate heat transfer in a rectangular channel with wall-mounted obstacles, *Scientia Iranica B* (2011) 18 (2), 213-221.
- [21] Saim R, Benzenine H, Öztop HF, Al-Salem K. Turbulent flow and heat transfer enhancement of forced convection over heated baffles in a channel: Effect of pitch of baffles, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* 23 (4) (2013) 613-633.
- [22] Mokhtari M, Barzegar Gerdroodbary M, Yeganeh R, Fallah K. Numerical study of mixed convection heat transfer of various fin arrangements in a horizontal channel, *Engineering Science and Technology* 20 (2017) 1106-1114.
- [23] Anotoniou J, Bergeles G. Development of the reattached flow behind surface-mounted two-dimensional prisms, *ASME Journal of Fluids Engineering* 110 (1988) 127-133.
- [24] Möller SV, Endres LAM, Escobar G. Wall pressure field in a tube bank after a baffle plate, In: *Transactions of the 15<sup>th</sup> international conference on structural mechanics in reactor technology. SMiRT-15 in Seoul, Korea; 1999. Vol. 7, pp. 262-275.*
- [25] Hwang RR, Chow YC, Peng YF. Numerical study of turbulent flow over two-dimensional surface-mounted ribs in a channel, *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 31 (1999) 767-785.
- [26] Tsay YL, Chang TS, Cheng JC. Heat transfer enhancement of backward-facing step flow in a channel by using baffle installed on the channel wall, *Acta Mechanica* 174 (2005) 63-76.
- [27] Gajusingh ST, Shaikh N, Siddiqui K. Influence of a rectangular baffle on the downstream flow structure, *Experimental Thermal and Fluid Science* 34 (2010) 590-602.
- [28] Dutta P, Hossain A. Internal cooling augmentation in rectangular channel using two inclined baffles, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26 (2005) 223-232.
- [29] Park JS, Han JC, Huang Y, Ou S, Boyle RJ. Heat transfer performance comparisons of five different rectangular channels with parallel angled ribs, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 35 (11) (1992) 2891-2903.

- [30] Sohankar A, Davidson L. Effect of inclined vortex generators on heat transfer enhancement in a three-dimensional channel, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology* 39 (2001) 433-448.
- [31] Yilmaz M. The effect of inlet flow baffles on heat transfer, *International Communication in Heat and Mass Transfer* 30 (8) (2003) 1169-1178.
- [32] Wong TT, Leung CW, Li ZY, Tao WQ. Turbulent convection of air-cooled rectangular duct with surface-mounted cross-ribs, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 4629-4638.
- [33] Promvong P, Sripattanapipat S, Tamna S, Kwankaomeng S, Thianpong C. Numerical investigation of laminar heat transfer in a square channel with 45° inclined baffles. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37 (2010) 170-177.
- [34] Promvong P, Sripattanapipat S, Kwankaomeng S. Laminar periodic flow and heat transfer in square channel with 45° inline baffles on two opposite walls, *International Journal of Thermal Sciences* 49 (2010) 963-975.
- [35] Saim R, Bouchenafa R, Benzenine H, Öztop HF, Al-Salem K. A computational work on turbulent flow and heat transfer in a channel fitted with inclined baffles, *Heat and Mass Transfer* 49 (6) (2013) 761-774.
- [36] Yongsiri K, Eiamsa-ard P, Wongcharee K, Eiamsa-ard S. Augmented heat transfer in a turbulent channel flow with inclined detached-ribs, *Case Studies in Thermal Engineering* 3 (2014) 1-10.
- [37] Mellal M, Benzeguir R, Sahel D, Ameer H. Hydro-thermal shell-side performance evaluation of a shell and tube heat exchanger under different baffle arrangement and orientation, *International Journal of Thermal Sciences* 121 (2017) 138-149.
- [38] Menasria F, Zedairia M, Moumami A. Numerical study of thermohydraulic performance of solar air heater duct equipped with novel continuous rectangular baffles with high aspect ratio, *Energy* (2017), doi: 10.1016/j.energy.2017.05.002.
- [39] Liu H, Wang J. Numerical investigation on synthetical performances of fluid flow and heat transfer of semiattached rib-channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 (2011) 575-583.
- [40] Tanasawa I, Nishio S, Tanano K, Tado M. Enhancement of forced convection heat transfer in a rectangular channel using turbulence promoters. In: *Proceedings of the ASMEUSME Thermal engineering joint conference*; 1983. pp. 395-402.
- [41] Hwang JJ, Liou TM. Heat transfer in a rectangular channel with perforated turbulence promoters using holographic interferometry measurement, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 38 (17) (1995) 3197-3207.
- [42] Sara ON, Pekdemir T, Yapici S, Yilmaz M. Heat-transfer enhancement in a channel flow with perforated rectangular blocks, *International journal of Heat and Fluid Flow* 22 (2001) 509-518.

- [43] Karwa R, Maheshwari BK, Karwa N. Experimental study of heat transfer enhancement in an asymmetrically heated rectangular duct with perforated baffles, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 32 (2005) 275-284.
- [44] Karwa R, Maheshwari BK. Heat transfer and friction in an asymmetrically heated rectangular duct with half and fully perforated baffles at different pitches, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 36 (2009) 264-268.
- [45] Nuntadusit C, Wae-hayee M, Bunyajitradulya A, Eiamsa-ard S. Thermal visualization on surface with transverse perforated ribs, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 634-639.
- [46] Sahel D, Ameer H, Benzeguir R, Kamla Y. Enhancement of heat transfer in a rectangular channel with perforated baffles, *Applied Thermal Engineering* 101 (2016) 156-164.
- [47] Dutta S, Dutta P, Jones RE, Khan JA. Experimental study of heat transfer coefficient enhancement with inclined solid and perforated baffles. In: *International mechanical engineering congress and exposition*, ASME paper N° 97-WA/HT-4, 1997, Dallas, Texas.
- [48] Dutta P, Dutta S. Effects of baffle size, perforation and orientation on internal heat transfer enhancement, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 4 (1998) 3005-3013.
- [49] Khan JA, Hinton J, Baxter SC. Enhancement of heat transfer with inclined baffles and ribs combined, *Enhanced Heat Transfer* 9 (3-4) (2002) 137-151.
- [50] Se Kyung O, Ary BKP, Ahn SW. Heat transfer and frictional characteristics in rectangular channel with inclined perforated baffles, *World Academy of Science, Engineering and Technology* 3 (1) (2009) 13-18.
- [51] Ary BKP, Lee MS, Ahn SW, Lee DH. The effect of the inclined perforated baffle on heat transfer and flow patterns in the channel, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 1578-1583.
- [52] Huang PC, Vafai K. Analysis of forced enhancement in a channel using porous blocks, *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 8 (3) (1994) 563-573.
- [53] Fu WS, Huang HC, Liou WY. Thermal enhancement in laminar channel flow with a porous block, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (10) (1996) 2165-2175.
- [54] Hwang JJ. Turbulent heat transfer and fluid flow in a porous-baffled channel, *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 11 (3) (1997) 429-436.
- [55] Kiwan S, Al-Nimr MA. Using porous fins for heat transfer enhancement, *ASME Journal of Heat Transfer* 123 (4) (2000) 790-795.
- [56] Ko KH, Anand NK. Use of porous baffles to enhance heat transfer in a rectangular channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 4191-4199.
- [57] Yang YT, Hwang CZ. Calculation of turbulent flow and heat transfer in a porous-baffled channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 771-780.

- [58] Da Silva Miranda BM, Anand NK. Convective heat transfer in a channel with porous baffles, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology* 46 (5) (2004) 425-452.
- [59] Santos NB, de Lemos MJS. Flow and heat transfer in a parallel-plate channel with porous and solid baffles, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology* 49 (5) (2006) 471-494.
- [60] Kahalerras H, Targui N. Numerical analysis of heat transfer enhancement in a double pipe heat exchanger with porous fins, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* 18 (5) (2008) 593-617.
- [61] Hamdan M, Al-Nimr MA. The use of porous fins for heat transfer augmentation in parallel-plate channels, *Transport in Porous Media* 84 (2) (2010) 409-420.
- [62] Li HY, Leong KC, Jin LW, Chai JC. Analysis of fluid flow and heat transfer in a channel with staggered porous blocks, *International Journal of Thermal Sciences* 49 (2010) 950-962.
- [63] Guerroudj N, Kahalerras H. Mixed convection in a channel provided with heated porous blocks of various shapes, *Energy Conversion and Management* 51 (2010) 505-517.
- [64] Targui N, Kahalerras H. Analysis of a double pipe heat exchanger performance by use of porous baffles and pulsating flow, *Energy Conversion and Management* 76 (2013) 43-54.
- [65] Kumar A, Kim MH. Convective heat transfer enhancement in solar air channels, *Applied Thermal Engineering* 89 (2015) 239-261.
- [66] Kamali R, Binesh AR. The importance of rib shape effects on the local heat transfer and flow friction characteristics of square ducts with ribbed internal surfaces, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 35 (2008) 1032-1040.
- [67] Promvong P, Thianpong C. Thermal performance assessment of turbulent channel flows over different shaped ribs, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 35 (2008) 1327-1334.
- [68] Zhao H, Liu Z, Zhang C, Guan N, Zhao H. Pressure drop and friction factor of a rectangular channel with staggered mini pin fins of different shapes, *Experimental Thermal and Fluid Science* 71 (2016) 57-69.
- [69] Wang F, Zhang J, Wang S. Investigation on flow and heat transfer characteristics in rectangular channel with drop-shaped pin fins, *Propulsion and Power Research* 1(1) (2012) 64-70.
- [70] Saini SK, Saini RP. Development of correlations for Nusselt number and friction factor for solar air heater with roughened duct having arc-shaped wire as artificial roughness, *Solar Energy* 82 (2008) 1118-1130.
- [71] Benzenine H, Saim R, Abboudi S, Imine O. Numerical analysis of a turbulent flow in a channel provided with transversal waved baffles, *Thermal science* 17 (3) (2013) 801-812.
- [72] Benzenine H, Saim R, Abboudi S, Imine O. Numerical study on turbulent flow forced-convection heat transfer for air in a channel with waved fins, *Mechanics* 19 (2) (2013) 150-158.

- [73] Skullong S, Kwankaomeng S, Thianpong C, Promvong P. Thermal performance of turbulent flow in a solar air heater channel with rib-groove turbulators, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 50 (2014) 34-43.
- [74] Ben Slama R. Contribution to the study and the development of pumps and solar air collectors, Thesis of speciality in energetics, University of Valenciennes, France, 1987.
- [75] Abene A, Dubois V, Le Ray M, Ouagued A. Study of a solar air flat plate collector: use of obstacles and application for the drying of grape, *Journal of Food Engineering* 65 (2004) 15-22.
- [76] Bekele A, Mishra M, Dutta S. Effects of delta-shaped obstacles on the thermal performance of solar air heater, *Advances in Mechanical Engineering* 3 (2011) 103502.
- [77] Handoyo EA, Ichisani D, Prabowo, Sutardi. Numerical studies on the effect of delta-shaped obstacles' spacing on the heat transfer and pressure drop in v-corrugated channel of solar air heater, *Solar Energy* 131 (2016) 47-60.
- [78] Torii K, Kwak KM, Nishino K. Heat transfer enhancement accompanying pressure-loss reduction with winglet-type vortex generators for fin-tube heat exchangers, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002) 3795-3801.
- [79] Zhou G, Ye Q. Experimental investigations of thermal and flow characteristics of curved trapezoidal winglet type vortex generators, *Applied Thermal Engineering* 37 (2012) 241-248.
- [80] Du BC, He YL, Wang K, Zhu HH. Convective heat transfer of molten salt in the shell-and-tube heat exchanger with segmental baffles, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 113 (2017) 456-465.
- [81] Stehlik P, Nemcansky J, Kral D, Swanson LW. Comparison of correction factors for shell-and-tube heat exchangers with segmental or helical baffles, *Heat Transfer Engineering* 15 (1994) 55-65.
- [82] Lei YG, He YL, Li R, Gao YF. Effects of baffle inclination angle on flow and heat transfer of a heat exchanger with helical baffles, *Chemical Engineering and Processing* 47 (2008) 2336-2345.
- [83] Wen J, Yang H, Wang S, Xue Y, Tong X. Experimental investigation on performance comparison for shell-and-tube heat exchangers with different baffles, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 84 (2015) 990-997.
- [84] Dong C, Zhou XF, Dong R, Zheng YQ, Chen YP, Hu GL, Xu YS, Zhang ZG, Guo WW. An analysis of performance on trisection helical baffles heat exchangers with diverse inclination angles and baffle structures, *Chemical Engineering Research and Design* (2017) <http://dx.doi.org/10.1016/j.cherd.2017.03.027>.
- [85] Bopche SB, Tandale MS. Experimental investigations on heat transfer and frictional characteristics of a turbulator roughened solar air heater duct, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 2834-2848.
- [86] Promvong P, Tamna S, Pimsarn M, Thianpong C. Thermal characterization in a circular tube fitted with inclined horseshoe baffles, *Applied Thermal Engineering* 75 (2015) 1147-1155.



- [87] Skullong S, Thianpong C, Jayranaiwachira N, Promvong P. Experimental and numerical heat transfer investigation in turbulent square-duct flow through oblique horseshoe baffles, *Chemical Engineering and Processing* 99 (2016) 58-71.
- [88] Fawaz HE, Badawy MTS, Abd Rabbo MF, Elfeky A. Numerical investigation of fully developed periodic turbulent flow in a square channel fitted with 45° in-line V-baffle turbulators pointing upstream, *Alexandria Engineering Journal* (2017) <http://dx.doi.org/10.1016/j.aej.2017.02.020>
- [89] Singh S, Chander S, Saini JS. Heat transfer and friction factor correlations of solar air heater ducts artificially roughened with discrete V-down ribs, *Energy* 36 (2011) 5053-5064.
- [90] Boonloi A, Jedsadaratanachai W. Numerical investigation on turbulent forced convection and heat transfer characteristic in a square channel with discrete combined v-baffle and v-orifice, *Case Studies in Thermal Engineering* 8 (2016) 226-235.
- [91] Patil AK, Saini JS, Kumar K. Nusselt number and friction factor correlations for solar air heater duct with broken V-down ribs combined with staggered rib roughness, *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 4 (2012) 033122.
- [92] Tamna S, Skullong S, Thianpong C, Promvong P. Heat transfer behaviors in a solar air heater channel with multiple V-baffle vortex generators, *Solar Energy* 110 (2014) 720-735.
- [93] Kumar R, Kumar A, Chauhan R, Sethi M. Heat transfer enhancement in solar air channel with broken multiple V-type baffles, *Case Studies in Thermal Engineering* 8 (2016) 187-197.
- [94] Chamoli S, Thakur NS. Correlations for solar air heater duct with V-shaped perforated baffles as roughness elements on absorber plate, *International Journal of Sustainable Energy* (2013) <http://dx.doi.org/10.1080/14786451.2013.857318>.
- [95] Chamoli S. A Taguchi approach for optimization of flow and geometrical parameters in a rectangular channel roughened with V down perforated baffles, *Case Studies in Thermal Engineering* 5 (2015) 59-69.
- [96] Jedsadaratanachai W, Boonloi A. Effects of blockage ratio and pitch ratio on thermal performance in a square channel with 30° double V-baffles, *Case Studies in Thermal Engineering* 4 (2014) 118-128.
- [97] Maurer M, Jens VW, Gritsch M. An experimental and numerical study of heat transfer and pressure losses of V and W shaped ribs at high Reynolds number, *Proc ASME Turbo Expo* 4 (2007) 219-228.
- [98] Kumar A, Bhagoria JL, Sarviya RM. Heat transfer and friction correlations for artificially roughened solar air heater duct with discrete W-shaped ribs, *Energy Conversion and Management* 50 (2009) 2106-2117.
- [99] Sriromreun P, Promvong P. Augmented heat transfer in rectangular duct with angled Z-shaped ribs. In: *International conference on energy and sustainable development*, 2-4 June, Thailand, 2010.

- [100] Sriromreun P, Thianpong C, Promvong P. Experimental and numerical study on heat transfer enhancement in a channel with Z-shaped baffles, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 945-952.
- [101] Thianpong C, Yongsiri K, Nanan K, Eiamsa-ard S. Thermal performance evaluation of heat exchangers fitted with twisted-ring turbulators, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 861-868.
- [102] Eiamsa-ard S, Wongcharee K, Eiamsa-ard P, Thianpong C. Heat transfer enhancement in a tube using delta-winglet twisted tape inserts, *Applied Thermal Engineering* 30 (2010) 310-318.
- [103] Promvong P. Thermal performance in square-duct heat exchanger with quadruple V-finned twisted tapes, *Applied Thermal Engineering* 91 (2015) 298-307.
- [104] Nanan K, Thianpong C, Pimsarn M, Chuwattanakul V, Eiamsaard S. Flow and thermal mechanisms in a heat exchanger tube inserted with twisted cross-baffle turbulators, *Applied Thermal Engineering* (2016) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.153>.
- [105] Reynolds O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, vol. 186, 1895.
- [106] Boussinesq J. Theorie de l'ecoulement tourbillant, *Mem. Presentes par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr.* 23 (1877) 46-50.
- [107] Celik IB. Introductory turbulence modeling, West Virginia University Mechanical & Aerospace Engineering Dept. P.O. Box 6106 Morgantown, WV 26506-6106, 1999.
- [108] Prandtl L. Uber die ausgebildete turbulenz, *ZAMM* 5 (1925) 136-139.
- [109] Prandtl L. Uber ein neues Formelsystem fur die ausgebildete turbulenz, *Nacr. Akad. Wiss. Gottingen, Math-Phys. Kl.*, pp. 6-19, 1945.
- [110] Kolmogorov AN. Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, *Izvestia Academy of Sciences, USSR; Physics* 6 (1,2) (1942) 56-58.
- [111] Rotta JC. Statistische theorie nichthomogener turbulenz, *Zeitschrift fur Physik* 129 (1951) 547-572.
- [112] Van Driest ER. On turbulent flow near a wall, *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 23, p. 1007, 1956.
- [113] Cebeci T, Smith AMO. Analysis of turbulent boundary layers, Ser. In *Appl. Math. & Mech.*, vol. XV, Academic Press., 1974.
- [114] Baldwin BS, Lomax H. Thin-Layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows, *AIAA Paper 78-257*, Huntsville, AL., 1978.
- [115] Bradshaw P, Ferriss DH, Atwell NP. Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equations, *Journal of Fluid Mechanics* 23 (3) (1967) 593-616.
- [116] Daly BJ, Harlow FH. Transport equations in turbulence, *Physics of Fluids* 13 (1970) 2634-2649.
- [117] Launder BE, Spalding DB, *Mathematical models of turbulence*, Academic Press, London, 1972.



- [118] Saffman PG. A model for inhomogeneous turbulent flow, Proc. Roy. Soc. London. A317 (1970) 417-433.
- [119] Donaldson CDuP, Rosenbaum H. Calculation of the turbulent shear flows through closure of the Reynolds equations by invariant modeling, ARAP Report N° 127, Aeronautical Research Associates of Princeton, Princeton, NJ., 1968.
- [120] Launder BE, Reece GJ, Rodi W. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, Journal of Fluid Mechanics 68 (3) (1975) 537-566.
- [121] Lumley JL. Computational modeling of turbulent flows, Adv. Appl. Math. 18 (1978) 123-176.
- [122] Speziale CG. Modeling the pressure-gradient-velocity correlation for turbulence, Physics of Fluids 28 (1985) 69-71.
- [123] Speziale CG. Second-order closure models for rotating turbulent flows, Q. Appl. Math. 45 (1987a) 721-733.
- [124] Reynolds WC. Fundamentals of turbulence for turbulence modeling and simulation, In Lecture Notes for von Karman Institute, AGARD Lecture Series N° 86, pp. 1-66, New York: NATO, 1987.
- [125] FLUENT 6.3 User's Guide. FLUENT Documentation, FLUENT Inc, 2006.
- [126] Hinze JO. Turbulence, McGraw-Hill, Inc, 1975.
- [127] Yangwei L, Hao Y, Yingjie L, Lipeng L, Qiushi L. Numerical study of corner separation in a linear compressor cascade using various turbulence models, Chinese Journal of Aeronautics 29 (3) (2016) 639-652.
- [128] Spalart PR, Allmaras SR. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, Reno: AIAA; 1992. Report N° AIAA-92-0439.
- [129] Launder BE, Spalding DB. The Numerical computation of Turbulent Flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3 (1974) 269-289.
- [130] Yakhot V, Smith LM. The renormalization group, the  $\epsilon$ -expansion and derivation of turbulence models, Journal of Computational Science 7(1) (1992) 35-61.
- [131] Popoola O, Cao Y. The influence of turbulence models on the accuracy of CFD analysis of a reciprocating mechanism driven heat loop, Case Studies in Thermal Engineering 8 (2016) 277-290.
- [132] Shih TH, Liou WW, Shabbir A. A new k- $\epsilon$  eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-model development and validation, Computers and Fluids 24 (3) (1995) 227-38.
- [133] Wilcox DC. Turbulence modeling for CFD, San Diego: DCW Industries; p. 124-136, 2006.
- [134] Menter FR, Kuntz M, Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model turbulence, Heat and Mass Transfer 4 (4) (2003) 625-632.
- [135] Durbin PA. Near-wall turbulence closure modeling without damping functions, Theoretical and Computational Fluid Dynamics 3 (1991) 1-13.
- [136] Durbin PA., Separated flow computations with the k- $\epsilon$ - $v^2$  model, AIAAJ 33 (4) (1995) 659-64.
- [137] Behnia M, Parneix S, Shabany Y, Numerical study of turbulent, International Journal of Heat and Fluid Flow 20 (1999) 1-9.

- [138] So RMC, Lai YG, Zhang HS, Hwang BC. Second-order near-wall turbulence closures: A review, *AIAA J* 29 (1991) 1819-1835.
- [139] Hanjalić K. Second-moment turbulence closure for CFD: Needs and prospects, *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 12 (1999) 67-97.
- [140] Patankar SV. *Numerical heat transfer and fluid flow*, McGraw-Hill, New York, 1980.
- [141] Anderson JD. Governing equations of fluid dynamics, chapter 2, *computational fluid dynamics*, 3<sup>rd</sup> edition, Springer Heidelberg, Berlin Germany, 2009.
- [142] Webb RL, Kim NH. *Principles of Enhanced Heat Transfer*, 2nd ed., Taylor & Francis, New York, 2005.
- [143] Bilen K, Akyol U, Yapici S, Heat transfer and friction correlations and thermal performance analysis for a finned surface, *Energy Conversion and Management* 42 (2001) 1071-1083.
- [144] Dittus FW, Boelter LMK. Heat transfer in automobile radiators of tubular type, *Univ. California, Berkeley, Publ. Eng.* 1 (13) (1930) 755-758.
- [145] Petukhov BS. Heat transfer in turbulent pipe flow with variable physical properties, In: Harnett JP, editor. *Advances in heat transfer*, New York: Academic Press 6 (1970) 504-564.
- [146] Thomas LH. Elliptic problems in linear differential equations over a network. *Watson Sci. Comput. Lab Report*, Columbia University, New York, 1949.
- [147] Leonard BP, Mokhtari S. Ultra-sharp nonoscillatory convection schemes for high-speed steady multidimensional flow, *NASA TM 1-2568*, NASA Lewis Research Center, 1990.
- [148] Versteeg HK, Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics - The finite volume method*, Longman Scientific and Technical, England, 1995.
- [149] Versteeg HK, Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics - The finite volume method*, Prentice Hall, New Jersey, 2007.
- [150] Courant R, Friedrichs KO, Lewy H. 1928. Über die partiellen Differenzgleichungen der Mathematischen Physik. *Math Ann* 100 : 32-74 (English translation, with commentaries by Lax, P.B., Widlund, O.B., Parter, S.V., in *IBM J. Res. Develop.* 11, 1967).
- [151] Crank J, Nicolson P. A practical method for numerical integration of solution of partial differential equations of heat-conduction type. *Cambridge Philosophical Society* 43 (1947) 50-67.
- [152] Clough RW. The finite element method in plane stress analysis. *Proceedings of second ASCE conference on electronic computation*, Pittsburg, Pennsylvania 8 (1960) 345-378.
- [153] Bredberg J. Turbulence modelling for internal cooling of gas-turbine blades, Thesis for the degree of doctor of philosophy, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University Of Technology, Göteborg, Sweden, 2002.
- [154] Piomelli U, Large-eddy and direct simulation of turbulent flows, 9e conférence annuelle de la Société canadienne de CFD, Department of Mechanical Engineering, University of Maryland, College Park, Maryland, USA, 2001.

- [155] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations I. the basic experiment. *Monthly Weather Review* 91(3) (1963) 99-164.
- [156] Y. Zhiyin, Large-eddy simulation: Past, present and the future, *Chinese Journal of Aeronautics*, 28(1) (2015) 11-24.
- [157] Ferziger JH, Peric M. *Computational methods for fluid dynamics*, 3rd edn. Springer, Berlin, 2002.
- [158] Blazek J. *Computational fluid dynamics: principles and applications*. Elsevier, Amsterdam, 2005.
- [159] Patankar SV. *Heat and mass transfer in turbulent boundary layers*, Ph.D. Thesis, Imperial College, London University, UK, 1967.
- [160] Gosman AD, Pun WM, Runchal AK, Spalding DB, Wolfshtein M. *Heat and mass transfer in recirculating flows*. Academic Press, London, 1969.
- [161] Runchal AK. *Transport processes in steady two-dimensional separated flows*. Ph.D. Thesis, Imperial College of Science and Technology, London, UK, 1969.
- [162] Runchal AK, Wolfshtein M. Numerical integration procedure for the steady-state Navier-Stokes equations, *Journal of Mechanical Engineering Sciences II* 5: 445-453, 1969.
- [163] Rhie CM, Chow WL. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation. *AIAAJ* 21 (1983) 1525-1532.
- [164] Moukalled F, Mangani L, Darwish M. The finite volume method in computational fluid dynamics, *Fluid Mechanics and Its Applications*, vol. 113 (2016) doi 10.1007/978-3-319-16874-6, 2016.
- [165] Saim R. *Etude numérique de la convection forcée d'un écoulement d'air à l'intérieur d'un capteur solaire avec un flux de chaleur uniforme sur la surface externe de l'absorbeur dans les cas: avec ou sans ailettes et chicanes transversales*, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Tlemcen, 2008.
- [166] Leonard BP. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. 19 (1979) 59-98.
- [167] Patankar SV, Spalding DB. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (1972) 1787.

## RESUME

Ce travail de thèse est une contribution à la performance d'une nouvelle conception d'obstacles dont le but est d'améliorer le taux de transfert thermique à l'intérieur d'un canal d'air solaire. Une combinaison de deux obstacles transversaux, de type solide, de formes différentes est utilisée dans le présent travail. Ils sont fixés aux parois supérieure et inférieure du canal, d'une manière échelonnée périodiquement afin de développer des cellules de recirculation pour améliorer le mélange et par conséquent le transfert de chaleur. Le premier obstacle à introduire dans le canal est l'obstacle plat de forme rectangulaire (aillette simple); il est fixé à la paroi supérieure chaude, alors que l'angle d'attaque, la hauteur, la position et la forme du second obstacle (chicane) sont modifiés afin d'identifier la configuration optimale pour un transfert de chaleur amélioré. Ceci constitue une étape importante dans la conception des capteurs solaires à air, pour lesquels les caractéristiques de l'écoulement du fluide utilisé, la distribution des échanges thermiques, ainsi que l'existence et l'extension de possibles zones de recirculation doivent être identifiées. Les équations turbulentes sont résolues à l'aide de la méthode des volumes finis. L'algorithme de discrétisation SIMPLE et le modèle de turbulence (k- $\epsilon$ ) ont également été utilisés pour décrire la structure turbulente. En particulier, les lignes de courant, les champs de vitesse moyenne, axiale et transversale, les champs de pression dynamique, l'énergie cinétique turbulente, l'intensité turbulente, la viscosité turbulente et température, les profils de vitesse axiale adimensionnelle, les nombres de Nusselt local et moyen normalisés, coefficients de frottement normaux locaux et moyens, et les facteurs d'amélioration thermique sont obtenus à dans les conditions de température constante le long de la paroi supérieure du canal. Les résultats de cette thèse sont d'une importance particulière pour une conception optimale des capteurs solaires.

**Mots clés:** capteur d'énergie solaire, canal d'air solaire, chicane, transfert de chaleur, dynamique des fluides, convection forcée, écoulement turbulent, CFD.

## ABSTRACT

This is a numerical investigation of the performance of a new obstacle design aiming to enhance the heat transfer phenomenon in a solar air channel. A combination of two transverse, solid-type obstacles of different shapes is used in this contribution; they are fixed to the top and bottom walls of the channel, in a periodically staggered manner in order to develop vortices to improve the mixing and consequently the heat transfer. The first obstacle to be introduced in the channel is the flat rectangular-shaped obstacle (called: simple fin); it is attached to the top hot surface, while the attack angle, height, position, and the shape of the second obstacle (called: baffle) is varied to identify the optimum configuration for enhanced heat transfer. This is an important problem in the scope of solar air collectors where the characterization of the fluid flow, heat transfer distribution, as well as the existence and the extension of possible recirculations need to be identified. The turbulent governing equations are solved by a finite volume method with the SIMPLE discretization algorithm and the k-epsilon turbulence model to describe the turbulent structure. In particular, streamlines; mean, axial, and transverse velocity fields; fields of dynamic pressure, turbulent kinetic energy, turbulent intensity, turbulent viscosity, and temperature; dimensionless axial velocity profiles; normalized local and average Nusselt numbers; normalized local and average friction coefficients; and thermal enhancement factors are obtained at constant wall temperature condition along the top channel wall. The results of this thesis are of great significance in the optimal design of the solar air collectors.

**Keywords:** solar energy collector, solar air channel, baffle, heat transfer, fluid dynamics, forced-convection, turbulent flow, CFD.

## ملخص

هذه الأطروحة هي مساهمة في أداء تصميم أجنحة عرضية ولوحات حاجزة جديدة تهدف إلى تحسين معدل النقل الحراري داخل قناة هواء شمسية. يتم استخدام مزيج من اثنين من العقبان العرضية، من النوع الصلب، من أشكال مختلفة في العمل الحالي، وهي متصلة بالجدران العلوية والسفلية للقناة بطريقة متداخلة بشكل دوري لتطوير الدوامات، لتحسين الخلط وبالتالي نقل الحرارة. العقبان الأولى من شكل مستطيل (زعنفة بسيطة) يتم إرفاقها بجدار علوي ساخن، في حين يتم تعديل زاوية الهجوم والارتفاع والموضع والشكل للعقبان الثاني (حاجز) لتحديد التكوين الأمثل لتحسين نقل الحرارة. هذه خطوة مهمة في تصميم مستقبلات الهواء الشمسية، والتي يجب تحديد خصائص تدفق السائل المستخدم فيها، وتوزيع التبادل الحراري، فضلاً عن وجود وتوسيع مناطق إعادة التدوير المحتملة. المعدلات التفاضلية المرتكزة على نموذج k-epsilon لوصف الجريان الاضطرابي والواصفة للتدفق تم حلها بالكامل وذلك باستخدام خوارزمية SIMPLE والتي تعتمد على طريقة الحجوم المتناهية، لحل المعادلات الجبرية التي تعتبر متداخلة فيما بينها، درجة الحرارة والسرعة وأيضاً التغير المحوري للضغط والسرعة. على وجه الخصوص، خطوط التيار، حقول السرعة المتوسطة، المحورية والعرضية، حقول الضغط الديناميكية، الطاقة الحركية المضطربة، الكثافة المضطربة، اللزوجة المضطربة ودرجة الحرارة، منحنيات السرعة المحورية، أعداد نيويسالت المحلية والمتوسطة، معاملات الاحتكاك المحلية والمتوسطة، وعوامل التحسين الحراري تحت شروط درجة حرارة ثابتة على طول الجدار العلوي للقناة. نتائج هذه الأطروحة ذات أهمية خاصة لتصميم أمثل لمستقبلات الطاقة الشمسية.

**كلمات افتتاحية:** مستقبل الطاقة الشمسية، قناة الهواء الشمسية، أجنحة عرضية، لوحات حاجزة، نقل الحرارة، ديناميكيات الموائع، الحمل الحراري، الجريان الاضطرابي، CFD.