

Mémoire

Présenté par

Mr. DERBAL MOUSSA

Pour l'obtention du

Diplôme de Magister en Génie Mécanique

Option

Modélisation Et Simulation Des Transferts De Masse Et De Chaleur

**Refroidissement des composants électroniques par jets
synthétiques**

Date de soutenance:/...../2012

Devant le Jury

| | | | |
|-----------|-------------------------|--------|------------------------------|
| Président | Prof. OUINAS Djamel | Prof. | Université de Mostaganem |
| Examineur | Dr. RETIEL Nouredine | M.C.A. | Université de Mostaganem |
| Examineur | Prof. NEHARI Driss | Prof. | Université d'Ain Témouchent |
| Encadreur | Dr. BENZAZZA Abdel Ylah | M.C.A. | Université de Sidi Bel Abbès |

ANNÉE UNIVERSITAIRE : 2011 /2012

Remerciements

Remerciements

En premier lieu je tiens à remercier **Dr. BENZAZZA Abdel ylah**, maître de conférences à l'université de Sidi Bel Abbès, Je tiens à vous remercier pour m'avoir encadré et d'avoir mobilisé énormément de votre temps pour l'avancement et l'aboutissement de ma thèse. Je vous remercie à titre personnel, et bien que les mots me manquent d'avoir fait le maximum pour que ce travail aille jusqu'au bout.

Ma profonde gratitude s'adresse également au **Dr. RETIEL Nouredine**, responsable de la poste-graduation « Modélisation et simulation des transferts de masse et de chaleur », pour sa bienveillance au bon déroulement des deux années de poste graduation.

Je remercie également Monsieur le **Professeur OUINAS Djamel**, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens aussi à adresser mes vifs remerciements aux membres du jury :

Prof. Ouinas Djamel, Dr. Retiel Nouredine et le Prof. NEHARI Driss d'avoir pris le temps d'examiner mon travail et de leur honorable présence.

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| Liste des tableaux | I |
| Liste des figures..... | I |
| Nomenclature..... | V |
| Résumé | VII |
| Introduction | 01 |
| But du travail | 03 |
| Plan d'étude | 03 |
| Chapitre -I- Revue bibliographique | 04 |
| Chapitre -II- Turbulence et sa modélisation | |
| II.1 Introduction | 18 |
| II.2 Phénomène de Turbulence | 18 |
| II.3 Description de la turbulence | 19 |
| II.4 Equations du mouvement instantané | 21 |
| II.5 Modélisation statistique | 21 |
| II.5.1 Equations de Navier-stokes moyennées | 22 |
| II.5.2 Modèles à viscosité turbulente | 23 |
| II.5.2.1 Modèles de turbulence à deux équations | 23 |
| II.5.2.1.1 Modèle k- ω de Wilcox | 23 |
| II.5.2.1.2Modèle k- ω (SST) | 25 |
| Chapitre -III- Méthodes numériques | |
| III.1 Introduction | 27 |
| III.2 Discrétisation stationnaire | 28 |
| III.2.1 Schémas de convection | 29 |
| III.2.2 Schémas à haute précision | 31 |

Sommaire

| | |
|---|----|
| III.2.3 Traitement du terme de diffusion | 31 |
| III.2.4 Interpolation de Rhie et Chow | 32 |
| III.3 Discrétisation temporelle | 33 |
| III.4 Résolution du système d'équation | 34 |
| III.4.1 Méthodes itératives de Jacobi et de Gauss-Seidel | 35 |
| III.5 Les stratégies de maillages | 36 |
| III.5.1 Les maillages structurés | 36 |
| III.5.2 Les maillages non structurés | 38 |
| Chapitre -IV- Résultats et discussions | |
| IV.1 Code de calcul | 40 |
| IV.2 Domaine de calcul et conditions aux limites | 41 |
| IV.2.1 Géométrie | 41 |
| IV.2.2 Maillage | 42 |
| IV.2.3 Conditions aux limites | 43 |
| IV.3 Le model numérique | 45 |
| IV3.1 Les équations gouvernantes | 45 |
| IV.3.2 Conditions initiales et méthodologie de résolution | 46 |
| IV.4 Méthode numérique | 48 |
| IV.5 Convergence | 48 |
| IV.6 La validation du model | 50 |
| IV.7 Caractéristiques thermiques du micro canal sans jet..... | 51 |
| IV.7.1 La variation du Nusselt local | 54 |
| IV.8 Jets synthétiques dans un fluide au repos | 55 |
| IV.8.1 Profils de vitesse | 55 |
| IV.8.2 Contours de vortacité | 56 |
| IV.8.3 Contours de température | 57 |
| IV.8.4 Caractéristiques thermiques | 59 |

Sommaire

| | |
|---|----|
| IV.9 Comparaison avec le modèle du jet continu | 61 |
| IV.10 Jet Synthétique en interaction avec un écoulement transversal | 63 |
| IV.10.1 Caractéristiques du champ d'écoulement | 63 |
| IV.10.2 Simulations paramétrées..... | 64 |
| IV.10.3 La variation du Nusselt local | 66 |
| IV.10.4 Le gradient de pression et le coefficient de frottement | 67 |
| IV.10.5 L'amélioration thermique en fonction du Reynolds caractérisant l'intensité du jet synthétique | 69 |
| IV.11 L'effet de la vitesse transversale sur la formation des vortex | 70 |
| IV.11 L'effet de la vitesse transversale sur la formation des vortex | 70 |
| IV.12 Comparaison avec la configuration du diaphragme flexible | 72 |
| IV.12.1 Contours de vitesse | 73 |
| Conclusion | 76 |
| Références bibliographiques | 77 |

Liste des tableaux

| | |
|--|----|
| Tableau 4.1 Caractéristiques géométriques du modèle | 42 |
| Tableau 4.2 Caractéristiques du maillage | 43 |
| Tableau 4.3 Propriétés thermodynamiques du fluide | 44 |
| Tableau 4.4 Gamme paramétrique pour la simulation numérique | 48 |

Liste des figures

| | |
|--|----|
| Fig.1 La densité des composants et la performance maximale d'exécution | 01 |
| Fig.1.1 Schéma d'un jet synthétique | 12 |
| Fig.1.2 Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane | 13 |
| Fig.1.3 Configuration du jet synthétique en phase d'éjection selon Holman et al | 15 |
| Fig.1.4 Champ de vorticité d'un JS 2D en fin de phase d'éjection et d'aspiration, $S=15.8$ [23] a) pas de jet - $1/St = 0.76$, b) cas transitoire - $1/St = 1.02$, et c) formation d'un jet - $1/St = 1.92$ | 16 |
| Fig.2.1 Spectre d'énergie | 20 |
| Fig.3.1 MVF centrée dans les cellules | 27 |
| Fig.3.2 MVF centrée dans les nœuds | 27 |
| Fig.3.3 Illustration des Volumes discrétisés | 29 |
| Fig.3.4 Cellules pouvant composée un maillage volumique. De gauche à droite : le tétraèdre (4 sommets, 4 faces triangulaires), les pentaèdres : la pyramide (5 sommets, 4 faces triangulaires + 1 face quadrilatérale) et le prisme (6 sommets, 2 faces triangulaires + 3 faces quadrilatérales), l'hexaèdre (8 sommets, 6 faces quadrilatérales) | 36 |
| Fig.3.5 Cellules du type nid d'abeille | 36 |
| Fig.3.6 Maillage structuré curviligne | 37 |
| Fig.3.7 Maillage structuré orthogonal | 38 |
| Fig.3.8 Maillages non structurés autour de cylindres | 38 |
| Fig.4.1 Schéma de principe d'un jet synthétique monté sur un micro canal | 42 |
| Fig.4.2 Maillage globale et un agrandissement près de l'orifice | 43 |

| | |
|--|----|
| Fig.4.3 Définition des conditions aux limites du domaine de résolution | 43 |
| Fig.4.4 La variation des valeurs de y^+ le long du canal | 44 |
| Fig.4.5 Le déplacement du diaphragme et la vitesse durant un cycle complet ($f = 10 \text{ KHz}$ et $A = 25\mu\text{m}$) | 46 |
| Fig.4.6 La vitesse de décharge à la sortie de l'orifice durant 4 cycles ($f = 10 \text{ KHz}$ et $A = 25\mu\text{m}$) | 47 |
| Fig.4.7 Historique de convergence de la simulation numérique | 49 |
| Fig.4.8 La distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pour $f = 10 \text{ KHz}$, $V_i = 1 \text{ m/s}$ et $A = 25\mu\text{m}$ durant un cycle complet | 50 |
| Fig.4.9 La variation du Nusselt local pour $f = 10 \text{ KHz}$, $V_i = 1 \text{ m/s}$ et $A = 25\mu\text{m}$ durant un cycle complet (Heat transfer enhancement in microchannels with cross-flow synthetic jets, T.T. Chandratilleke, D. Jagannatha, R. Narayanaswamy)..... | 50 |
| Figure.4.10 Schéma du micro canal sans jet synthétique et ses conditions aux limites | 51 |
| Fig.4.11 La variation du Nusselt local au niveau de la surface chauffée pour les différentes vitesses V_i | 54 |
| Fig. 4.12 Profils instantanés de la vitesse axiale à la sortie de l'orifice pour différentes étapes durant un seul cycle | 55 |
| Fig.4.13 Profils instantanés de la vitesse transversale à la sortie de l'orifice pour différentes étapes durant un seul cycle | 56 |
| Fig. 4.14 Contours instantanés de vorticité dans le domaine de résolution pendant un seul cycle | 57 |
| Fig.4.15 Contours instantanés de la température dans le domaine de résolution pendant un seul cycle | 58 |
| Fig.4.16 Les contours de température dans le domaine de résolution après 1, 2, 3, 4, 5 et 18 cycles | 60 |
| Fig.4.17 La distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pendant un cycle complet $f = 10 \text{ kHz}$, $A = 50 \text{ mm}$ et $V_i = 0 \text{ m/s}$ | 61 |
| Fig.4.18 Schéma de la configuration du jet continu utilisée pour la comparaison | 62 |
| Fig.4.19 La variation du Nusselt local au niveau de la surface chauffée | 62 |

| | |
|---|----|
| Fig.4.20 (a-d) Contours de vitesse pour un seul cycle $V_i = 0.5m/s, A = 50\mu m$ et $f = 10KHz$ | 63 |
| Fig.4.21 (a-d) Les contours de la vitesse au pic du déplacement du diaphragme ($t = \frac{1}{2}T$) pour $f = 10 KHz, V_i = 0.5 m/s$ et $A=25, 50, 75, 100 \mu m$ | 65 |
| Fig.4.22 (a-d) Les contours de la vitesse au pic du déplacement du diaphragme ($t = \frac{1}{2}T$) pour $f = 10 KHz, V_i = 1 m/s$ et $A=25, 50, 75, 100 \mu m$ | 65 |
| Fig.4.23 (a-d) Les contours de la vitesse au pic du déplacement du diaphragme ($t = \frac{1}{2}T$) pour $f = 10 KHz, V_i = 2 m/s$ et $A=25, 50, 75, 100 \mu m$ | 66 |
| Fig.4.24 La distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pour $f = 10 KHz, V_i = 1 m/s$ et $A = 25\mu m$ | 67 |
| Fig.4.25 L'amélioration thermique et la chute de pression pour les différentes vitesses V_i | 68 |
| Fig.4.26 Le degré de l'amélioration thermique est les valeurs moyennes du Nusselt | 69 |
| Fig.4.27 Les vecteurs de vitesse au voisinage de l'orifice au temps $t = T/2$ (expulsion maximum), $f = 10KHz, A = 50\mu m, V_i = 0.5m/s$ | 71 |
| Fig.4.28 Les vecteurs de vitesse au voisinage de l'orifice au temps $t = T/2$ (expulsion maximum), $f = 10KHz, A = 50\mu m, V_i = 2.0m/s$ | 71 |
| Fig.4.29 Schéma de principe d'un jet synthétique équipé d'une membrane | 72 |
| Fig.4.30 Contours de vitesse pour un seul cycle, $A = 50 \mu m, V_i = 0.5 m/s$ et $f = 10 KHz$ | 73 |
| Fig.4.31 La variation du Nusselt local au niveau de la surface chauffée pour un jet synthétique équipé d'une membrane flexible | 74 |

Nomenclature

Nomenclature

| | |
|------------------------------|--|
| A | : Amplitude du diaphragme, μm |
| C_p | : Capacité thermique spécifique, $J/kg \cdot K$ |
| d_c | : La largeur de la cavité, μm |
| d_0 | : La largeur de l'orifice, μm |
| D | : La longueur du canal, μm |
| f | : La fréquence d'oscillation du diaphragme, KHz |
| h | : Le coefficient du transfert de chaleur par convection, $W/m^2 K$ |
| h_c | : La hauteur de la cavité, μm |
| h_0 | : La hauteur de l'orifice, μm |
| H | : l'épaisseur du canal, μm |
| L | : La longueur de la surface chauffée, μm |
| L_0 | : La longueur de pénétration, μm |
| K_f | : La conductivité thermique de l'air, $W/m K$ |
| k_{eff} | : La conductivité thermique effective, $W/m K$ |
| Nu | : Le Nusselt local basé sur la longueur de la surface chauffée, (hL/K) |
| Re_{u_0} | : Le Nombre de Reynolds, $(U_0 d_0 / \nu)$ |
| S | : Le nombre de Stokes, $\left(\sqrt{\omega d_0^2 / \nu} \right)$ |
| t | : Le temps, s |
| T | : La période d'oscillation, $(1/f), s$ |
| T_b | : La température moyenne diffuse, K |
| T_{ref} | : La température de référence, $T_{ref} = 298.15 K$ |
| T_w | : La température du mur chauffé, K |
| U_0 | : La vitesse caractéristique, m/s |
| u_0 | : La vitesse à travers l'orifice, m/s |

Nomenclature

| | |
|--------------------|---|
| V_i | : La vitesse à l'entrée gauche du canal, m/s |
| Opérateur ∇ | : Gradient |
| S_h | : Terme source de l'équation de transport discrétisée |
| u, v | : Composantes de la vitesse, m/s |
| x, y | : Coordonnées cartésiennes dimensionnelles, m |
| i, j | : Coordonnées logiques des points |

Symboles grecques:

| | |
|-----------|--|
| ρ | : La Masse volumique de l'air, Kg/m^3 |
| μ | : La viscosité dynamique de l'air, kg/ms |
| ω | : La vitesse angulaire, rad/s |
| ν | : La viscosité cinématique de l'air, m^2/s |
| φ | : Le déphasage angulaire, rad |

Résumé

Ce mémoire porte sur la simulation numérique du refroidissement d'une plaque chauffée placée dans un micro canal en utilisant un système hybride jet fluide écoulement transversale. La technique proposée emploie dans ce but un mécanisme spécial qui injecte dans le micro canal un jet de fluide à haute fréquence avec un débit moyen nul appelé jet synthétique. L'écoulement du micro canal en interaction avec le jet synthétique est résolu par la méthode des volumes finis utilisant le code de calcul Fluent 6.3. La turbulence a été approchée par le modèle de turbulence URANS $k - \omega SST$. Dans ces simulations les effets des paramètres physiques du jet synthétique et de la géométrie de l'actionneur ont été étudiés. Les résultats indiquent que le jet synthétique fournit des améliorations thermiques intéressantes dans le micro canal en augmentant sa dissipation thermique par environ 4.0 fois comparées à un canal sans interaction avec un jet synthétique dans la marge paramétrique examinée. La stratégie proposée possède une capacité intrinsèque et unique d'améliorer le rendement thermique du micro canal sans augmenter la chute de pression de l'écoulement. La technique est envisagée pour avoir un potentiel d'application dans les composants électroniques miniaturisés où le refroidissement localisé est désiré au-dessus d'une certaine charge basique d'évacuation thermique.

Mots clés : jets synthétiques, Micro canal, Refroidissement des composants électroniques, transfert thermique.

Abstract

This paper examines the effectiveness of using a pulsating cross-flow fluid jet for thermal enhancement in a microchannel. The proposed technique uses a novel flow pulsing mechanism termed (synthetic jet) that injects into the microchannel a high-frequency fluid jet with a zero-net-mass flow through the jet orifice. The microchannel flow interacted by the pulsed jet is modeled as a two-dimensional finite volume simulation with unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations while using the Shear Stress-Transport (SST) $k-\omega$ turbulence model to account for fluid turbulence. For a range of conditions, the special characteristics of this periodically interrupted flow are identified while predicting the associated convective heat transfer rates. Results indicate that the pulsating jet leads to outstanding thermal performance in the microchannel increasing its heat dissipation by about 4.3 times compared to a channel without jet interaction within the tested parametric range. The degree of enhancement is first seen to grow gently and then rather rapidly beyond a certain flow condition to reach a steady value. The proposed strategy has the unique intrinsic ability to generate outstanding degree of thermal enhancement in a microchannel without increasing its flow pressure drop. The technique is envisaged to have application

potential in miniature electronic devices where localised cooling is desired over a base heatdissipation load.

Keywords: Synthetic jet, Microchannel, Electronic cooling, Pulsating jet heat transfer.

ملخص

تبحث هذه الدراسة فعالية استخدام تدفق تدبدي لتعزيز الخواص الحرارية لقناة متناهية الصغر. الأسلوب المقترح يستخدم النبض تدفق رواية آلية تسمى 'تدفق تدبدي الاصطناعي' أن يقم في وسائل متناهية الصغر عالية التردد مع تدفق صفر صافي الشامل من خلال فتحة القناة. وعلى غرار تدفق متناهية تفاعلت بواسطة تدفق نابض باعتباره محدود ثنائي الأبعاد محاكاة حجم مع معادلات نافبي ستوكس متقلب رينولدز متوسطات أثناء استخدام القص الإجهاد النقل. نموذج الاضطراب U-K لحساب اضطراب السوائل. لمجموعة من الشروط، ويتم تحديد الخصائص المميزة لهذا التدفق توقف دوريا بينما توقع معدلات الحمل الحراري انتقال الحرارة. النتائج تشير إلى أن طائرة النابض يؤدي إلى الحراري العالقة الأداء في زيادة تبديد متناهية من الحرارة بنحو 4.0مرة مقارنة مع القناة من دون تفاعل تدبدي ضمن نطاق حدودي في المختبر. درجة تعزيز أولا ينظر إلى النمو بلطف ثم بسرعة بدلا ما هو أبعد من حالة تدفق معينة للتوصل إلى قيمة ثابتة. و الاستراتيجية المقترحة لديه القدرة الفريدة على توليد درجة الجوهري العالقة من-تعزيز الحرارية مئة في متناهية دون زيادة انخفاض له ضغط التدفق. ويتوخى هذا الأسلوب أن يكون إمكانية التطبيق في الأجهزة الإلكترونية المصغرة.

كلمات البحث

تدفق تدبدي اصطناعي

قناة متناهية الصغر

تبريد الأجهزة الإلكترونية المصغرة

Introduction

1 - Introduction :

Les solutions de refroidissement efficaces sont critiques pour la conception des appareils électroniques pour empêcher la panne thermique et prolonger la durée de vie des composants à base de semi-conducteur. Une augmentation dramatique dans la génération interne de chaleur au niveau des dispositifs microélectroniques modernes a aggravé les conditions de refroidissement ces dernières années. Face à ceci, les méthodes de refroidissement conventionnelles deviennent rapidement insatisfaisantes pour absorber les charges thermiques intenses souvent produites par les microprocesseurs de dernière génération. L'industrie microélectronique signale des besoins urgents de développer les méthodes de refroidissement pratiques et efficaces qui surpassent les seuils courants de la performance thermique. Les dissipateurs thermiques à micro canaux sont devenus la technologie de frontière à cet égard et présentent un potentiel reconnu pour les besoins du refroidissement élevés.

Une mise à jour récente des feuilles de route internationales des technologies pour les semi-conducteurs (ITRS) en 2008 a prévu une augmentation dramatique du nombre de composants intégrés dans une simple unité, comme illustré dans la figure 1. La croissance exponentielle des applications durant de la décennie passée a motivé et a intensifié les recherches afin de découvrir des techniques novatrices pour renforcer le potentiel thermique des microcanaux vers les futures demandes.

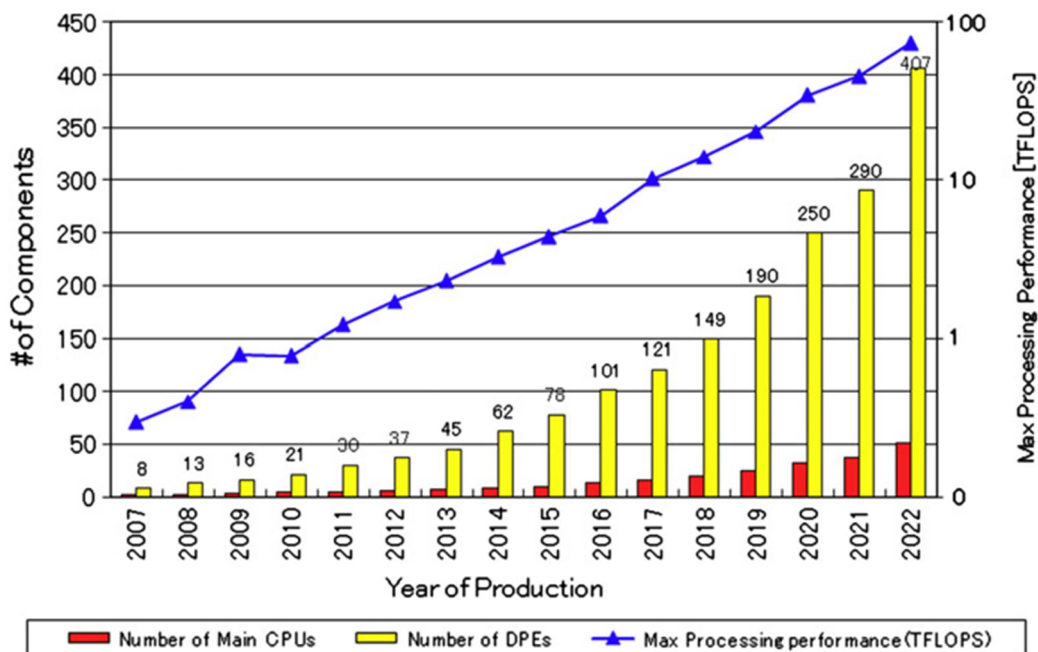


Fig.1 : La densité des composants et la performance maximale d'exécution

Les avancées des techniques de gravure des circuits intégrés et l'évolution de l'électronique de puissance permettent d'avoir des composants de plus en plus petits. Depuis 20 ans, l'ensemble de ces technologies a été développé ouvrant la voie à de nouveaux champs d'application qui vont de la physique fondamentale à la micromécanique en passant par la biologie et la chimie. Bien que récents, ces domaines comptent déjà des réalisations impressionnantes.

Cette course vers la miniaturisation entraîne de sévères contraintes de fonctionnement pour ces composants, et notamment au niveau de la température de fonctionnement. Pour fonctionner correctement, les composants de puissance doivent avoir une température de jonction inférieure à une limite de fonctionnement spécifiée par le fabricant.

L'étude du comportement thermique des composants électroniques et des assemblages de puissance tient aujourd'hui une place capitale dans la conception des fonctions électroniques soumises à un environnement sévère. Un échauffement excessif dégrade les performances du composant, réduit sa durée de vie et peut provoquer la défaillance. L'étude du comportement thermique du composant aidera donc à prévoir sa fiabilité, sa durée de vie et l'évolution de ses performances dans le temps.

En effet, de nos jours, les composants de puissance (microprocesseurs, disques durs, barrettes mémoires, convertisseur de tension, ...) peuvent dissiper plusieurs centaines de watts par centimètre carré. Ainsi, l'évacuation de la chaleur est devenue le problème majeur à résoudre pour développer les composants miniaturisés et augmenter leur fréquence d'utilisation. Il est donc primordial de concevoir des systèmes énergétiques efficaces pour le refroidissement de ces composants afin d'éviter des surchauffes locales ou globales.

Plusieurs méthodes de refroidissement ont été étudiées dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes classiques de refroidissement par convection naturelle et forcée avec des écoulements gazeux et liquides. Il est à noter que la convection naturelle est utilisée pour les systèmes de faible puissance et de densités de flux réduite. Le refroidissement des systèmes de forte puissance et à grande échelle nécessite une dissipation thermique plus élevée, raison pour laquelle la convection forcée est la plus appropriée dans la plupart des cas.

Différentes solutions ont été adoptées pour augmenter l'efficacité d'un système de refroidissement à air, parmi lesquelles on cite la technique des jets synthétiques qui consiste à monter un actionneur fluide dans un micro canal. Ce dernier peut générer un champ tourbillonnaire qui améliore la rentabilité thermique de la convection forcée en perturbant l'écoulement.

2 – But du travail :

C'est dans ce contexte que nous allons mener notre étude. L'objectif de ce travail de thèse consiste donc à étudier numériquement l'influence du jet synthétique sur le transfert de chaleur et sur l'amélioration de refroidissement d'une surface chauffée.

Les résultats numériques présentés dans ce manuscrit. Les équations de Navier Stokes sont résolues dans un domaine bidimensionnel et instationnaire en second ordre de précision pour l'espace et le temps.

3 – Plan d'étude :

Le présent manuscrit s'organise autour de quatre chapitres comme suite :

Chapitre I :

Faisant suite à cette introduction, le premier chapitre est consacré à une synthèse bibliographique concernant les problèmes d'évacuation de chaleur dus à la miniaturisation, les différentes méthodes de refroidissement adoptées en se basant sur le concept des jets synthétiques ainsi que leurs critères de formation .

Chapitre II :

Présente une introduction au phénomène de la turbulence, sa modélisation, la formulation des équations du mouvement et les différents modèles appuyés.

Chapitre III :

Présente la méthode numérique des volumes finis utilisée dans la simulation numérique, les différents schémas et algorithmes suivant l'ordre de précision, cette partie du travail nous permet de bien comprendre la façon dont laquelle les équations gouvernantes sont résolues.

Chapitre IV :

Présente le domaine d'étude, cette partie est suivie d'un rappel des équations qui régissent l'écoulement incompressible en régime turbulent. Enfin une analyse du choix du maillage, des conditions aux limites et des critères de convergence est détaillée pour un tel domaine.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la validation de l'outil numérique, la comparaison de la performance thermique entre les différentes configurations étudiées.

Cette étude numérique sera suivie d'une interprétation des résultats (champs de vitesse, de température et de vorticité, les rapports sur le bénéfice thermique). Enfin, nous proc derons à la validation du modèle numérique.

Introduction

Finalemant, la conclusion de ce manuscrit sera accompagnée d'un ensemble de perspectives à retenir pour des développements futurs.

Chapitre -I-
Revue bibliographique

Revue bibliographique :

Les solutions de refroidissement efficaces sont critiques pour la conception des appareils électroniques pour empêcher la panne thermique et prolonger la durée de vie des composants à base de semi-conducteur. Une augmentation dramatique dans la génération interne de chaleur au niveau des dispositifs microélectroniques modernes a aggravé les conditions de refroidissement ces dernières années. Face à ceci, les méthodes de refroidissement conventionnelles deviennent rapidement insatisfaisantes pour absorber les charges thermiques intenses souvent produites par les microprocesseurs de dernière génération. L'industrie microélectronique signale des besoins urgents de développer les méthodes de refroidissement pratiques et efficaces qui surpassent les seuils courants de la performance thermique. Les dissipateurs thermiques à micro canaux sont devenus la technologie de frontière à cet égard et présentent un potentiel reconnu pour les besoins du refroidissement élevés.

L'écoulement interne à l'échelle microscopique est bien interprété à travers les méthodes numériques de modélisation établies ainsi que l'expérimentation. Menant des études numériques et expérimentales sur des micros canaux de section rectangulaire jusqu'à 543 μm de taille, **Lee et al. [1]** démontrent que les équations conventionnelles de Navier-Stokes sont capables de prédire avec exactitude les caractéristiques dynamiques de l'écoulement avec seulement 5% comme différence entre les données numériques et expérimentales.

Qu and Mudawar [2] confirment eux aussi la concordance des équations de Navier-Stokes et de l'énergie afin d'aboutir à des résultats avérées en déterminant la chute de pression et le taux du transfert thermique d'un micro canal d'une section rectangulaire, L'eau désionisée a été utilisée comme liquide de refroidissement, deux niveaux de flux de chaleur $q''_{eff} = 100, 200 \text{ W/m}^2$, Le nombre de Reynolds s'étend de 139 à 1672.

Les caractéristiques thermiques tridimensionnelles du dissipateur ont été analysées numériquement en résolvant le problème conjugué du transfert de chaleur comportant la détermination simultanée du champ de température dans les régions solides et liquides. L'étude a été vérifiée expérimentalement et numériquement.

Pour la base du canal et le mur latéral, le flux moyen de la chaleur et le nombre moyen du Nusselt sont plus importants près de l'entrée et commencent à diminuer rapidement vers des valeurs presque constantes.

Une concordance très bonne a été obtenue entre les données expérimentales et les prévisions numériques pour la distribution de la température dans le canal, les nombres de Reynolds les plus élevés sont favorables à réduire la température de sortie de l'eau et les températures dans le radiateur, hélas aux dépens d'une plus grande chute de pression.

Lee and Garimella [3] ont examiné le rapport de forme d'un micro canal pour un écoulement laminaire développé thermiquement en utilisant un modèle tridimensionnel, ils développèrent des corrélations généralisées afin de prédire les valeurs du Nusselt local et moyen en termes du rapport de forme du canal utilisé, les résultats obtenus sont validés expérimentalement pour les échelles mini et microscopique, cette corrélation est universellement identifiée pour son applicabilité.

Avec $\alpha = b/a$ qui définit le rapport de forme du canal choisi. Le nombre local de Nusselt en fonction de distance, $z^* = z / (RePrD_h)$. Comme prévu, en raison de la croissance de la couche limite thermique, le nombre de Nusselt est très important au début de la région d'entrée mais s'affaiblit rapidement dans la zone complètement développée.

Pareil pour la simulation de **Fedorov et de Viskanta [4]**, Un modèle tridimensionnel est développé pour étudier l'écoulement et le transfert de chaleur dans un dissipateur thermique. Les équations de Navier-Stokes laminaires incompressibles sont utilisées comme équations gouvernantes qui sont numériquement résolues pour résoudre des problèmes conjugués. Le modèle théorique développé est validé en comparant les résultats de la résistance thermique et du coefficient de frottement aux données expérimentales disponibles pour plusieurs valeurs du Reynolds. Les distributions détaillées de flux thermique et de la température ainsi que les caractéristiques moyennes de transfert de chaleur sont rapportées et discutées, Des recommandations pratiques importantes sont également fournies concernant l'efficacité de refroidissement aussi bien qu'un échec possible dû aux contraintes thermiques induites par le gradient de température extrêmement grand à l'entrée des canaux.

Le centre primaire de la recherche dans le domaine microscopique est de prévoir et valider la performance thermique. Beaucoup moins d'attention a été dirigée pour développer des stratégies thermiques efficaces de perfectionnement pour les canaux à l'échelle microscopique.

Steinke et Kandlikar [5] ont cité que l'utilisation des ailettes internes dans les microcanaux est une option passive très prometteuse de perfectionnement bien que la chute de pression accrue soit un souci de conception. **Narayanaswamy et al [6]** ont entrepris une étude numérique pour étudier les caractéristiques du transfert de chaleur dans un micro canal carré avec quatre ailettes internes, une simulation numérique tridimensionnelle a été exécutée avec un rapport variable pour les tailles des ailettes en présence d'un écoulement laminaire hydro dynamiquement développé. Les conditions aux limites sont appliquées sur les murs externes du canal. Les résultats du nombre local moyen de Nusselt et sa distribution sur la longueur de canal ont été obtenues en fonction du rapport de taille cité auparavant. L'analyse était effectuée pour différentes tailles des ailettes et paramètres d'écoulements. Des observations intéressantes qui fournissent plus la perspicacité physique sur cette technique passive de perfectionnement, et l'existence d'une taille optimale des ailettes sont mises en évidence dans la présente étude.

La zone de la vitesse maximale est toujours au centre du canal. Quand les ailettes internes sont ajoutées, cette zone est vite décalée. Dans le cas de quatre ailettes avec une augmentation de leurs tailles, la zone commence à se détacher progressivement à quatre zones séparées, L'existence d'une taille optimale d'ailettes est également visible.

On se basant sur cette étude, on peut conclure que des ailettes internes introduites dans un microcanal ont le potentiel d'augmenter la performance thermique. Pour un microcanal donné, il y a une taille optimale qui procure les meilleures caractéristiques de transfert de chaleur et de chute de pression.

Tandis que les techniques passives de perfectionnement ont une application potentielle, les méthodes actives peuvent s'avérer thermiquement plus efficaces et appropriées pour les besoins de refroidissement dans le futur proche, particulièrement si l'amélioration thermique est possible sans encourir une pénalité par la chute de pression accrue. Comme discuté dans les sections au-dessous, l'écoulement dans les micros canaux interrompu par un jet synthétique est envisagé d'être une option de cette nature.

Les jets synthétiques ont été principalement étudiés dans le cadre des actionneurs de jet empiétés sur les surfaces submergées dans un fluide au repos sans aucune interaction avec un écoulement transversal.

De telles études indiquent des caractéristiques thermiques exceptionnelles pour le refroidissement localisé avec les jets synthétiques. Par exemple, **Campbell et autres [7]** ont démontré que les micros jets d'air synthétiques étaient des arrangements de refroidissement efficaces pour les processeurs d'ordinateur portable, tandis que **Mahalingam et autres [8.9]** illustraient l'efficacité des actionneurs synthétiques pour le refroidissement de l'électronique de puissance élevée en développant un dissipateur thermique actif intégré basé sur ce mécanisme où un jet synthétique 2-D est utilisé afin de générer le jet primaire entraînant l'écoulement secondaire dans le canal. La description de l'écoulement pour le modèle est basée sur les équations du mouvement et de la masse. Un réseau de résistance est employé pour prévoir la performance thermique. Les résultats de modélisation sont comparés aux données d'anciens essais.

L'effet de l'espacement du canal sur le débit induit, le coefficient de transfert de chaleur, la résistance thermique et la puissance globale absorbée sont précisés. Toutes les quantités primaires requises à décrire la performance du jet synthétique dans un environnement de refroidissement sont obtenues avec +/-15% d'erreur avec les résultats expérimentaux. Le nombre de Nusselt pour un écoulement conduit par un jet est en moyenne environ 2.5 fois comparé avec un jet turbulent régulier.

Gillespie et autres [10] fournissent les résultats d'une recherche expérimentale sur un jet synthétique rectangulaire empiété sur une plaque chauffée exposée à l'air ambiant où les caractéristiques du jet et des parcelles et les graphes du nombre du Nusselt sont disponibles.

Pavlova et Amitay [11] ont entrepris des études expérimentales sur des jets synthétiques empiétés pour le refroidissement d'une surface à flux constant et ont comparé son exécution à un jet n'ayant aucune fluctuations de vitesse connu comme jet régulier ou continu. L'effet de la fréquence et du nombre de Reynolds sur la formation du jet synthétique pour plusieurs rapports (H/d) a été examiné. Les jets avec une fréquence d'oscillation ($f = 1200$ hertz) se sont avérés plus efficaces dans l'extraction de la chaleur que ceux avec une basse fréquence ($f = 420$ hertz) pour un (H/d) minime, alors que les jets de basse fréquence sont plus énergiques à un rapport plus important. De plus, les jets synthétiques sont environ trois fois plus efficaces dans le refroidissement que les jets continus sur la même valeur du Reynolds.

Destinés aux applications du control d'écoulement, les études aérospatiales ont examiné les jets synthétiques en interaction avec un écoulement transversal. Cependant, l'impact de ces interactions sur des caractéristiques thermiques a été rarement étudié pour des applications du transfert de chaleur.

Jabbal et Zhong [12] ont expérimentalement examiné le cas d'un jet synthétique empiété sur une surface chauffée, ils ont tracé l'empreinte thermique du fluide éjecté par thermographie à cristaux liquides. Cependant, la recherche n'a pas évalué l'impact de ce mécanisme sur l'amélioration thermique.

Utturkar et autres [13] ont expérimentalement étudié le comportement du jet en parallèle avec un écoulement dans une conduite. Le jet synthétique a été placé sur la surface d'un mur chauffé et aligné avec l'écoulement. Dans un canal carré de 100 millimètres avec un jet synthétique de 30 millimètres, ils ont obtenu un perfectionnement de 5.5 fois pour une vitesse de 1 m/s.

Leur simulation numérique restreinte s'est raisonnablement bien assortie avec leur seule condition d'essai.

Go and Mongia [14] ont expérimentalement étudié l'effet d'introduire un jet synthétique dans un écoulement à une vitesse réduite dans une conduite. L'interaction de ces deux écoulements a été étudiée par l'utilisation de la vélocimétrie par image de particules (PIV) et les mesures sur la surface chauffée. Ils ont constaté que le jet tend à retarder ou bloquer l'écoulement transversal tandis qu'augmentation dans la performance thermique de 25% a été constaté.

Les études numériques sur l'amélioration thermique des jets synthétique avec l'interaction d'un écoulement transversal sont également très limitées en littérature éditée. Une telle recherche est présentée par **Timchenko et autres [15]** qui ont étudié l'utilisation d'un jet synthétique induit par un diaphragme en oscillation pour augmenter le transfert de chaleur dans un micro canal de 200 millimètres. On considérant le jet agissant sur l'écoulement transversal dans le canal avec le diaphragme assumé pour exécuter un mouvement parabolique. Ils ont observé une amélioration de 64 pour cent

du refroidissement au niveau de la surface pour les conditions utilisées mais leur analyse cependant n'a pas inclus un modèle approprié de turbulence dans la simulation.

Dans une étude récente, **Erbas et Baysal [16]** ont conduit une analyse numérique d'un actionneur synthétique dans un canal bidimensionnel pour évaluer son efficacité thermique sur une surface chauffée, ils ont varié le nombre de jets, le placement et la mise en phase de la membrane, concluant que le taux du transfert de chaleur augmenterait avec le nombre de jets utilisés, l'espacement approprié du jet et la géométrie de l'orifice. Cependant, la recherche n'a pas examiné l'influence de l'écoulement transversal sur la performance thermique.

Pour un Reynolds compris entre 1100 et 4900, **Alan McGuinn et al [17]** ont examiné le rapport $H/D = 6$ pour une longueur de Stroke $L_0/D = 17$, les résultats obtenus indiquent une forte correspondance entre les mesures de la distribution du taux de transfert thermique, la vitesse locale et l'intensité de la turbulence. Une valeur très importante du Reynolds intensifie le dégagement de chaleur. La tendance observée dans les profils du Nusselt pour les différents rapports H/D est expliquée par comparaison avec les mesures de la vitesse, trois régimes différents sont discernés pour l'écoulement, des valeurs modérées et larges caractérisant l'espacement jet – surface. La transition entre ces deux rapports dépend de la longueur de Stroke.

Pour une géométrie canonique, **Luis A. Silva, Alfonso Ortega [18]** ont investi les propriétés thermiques d'un jet pulsé, les équations de Navier-Stokes ainsi que l'équation de l'énergie sont résolues dans le régime instationnaire, un volume fini bidimensionnel a été élaboré afin de capturer la dépendance temporelle complexe du champ d'écoulement. L'effet du nombre du Reynolds Re et le rapport jet – surface ont été examinés en variant la fréquence.

Les résultats sont comparés avec la même configuration d'un jet stationnaire en régime laminaire, pour les valeurs du Reynolds inférieures à 600, les deux types de jet sont comparables dans l'efficacité de refroidissement et ont une dépendance similaire pour le rapport jet – surface. En plus, ce dernier rapport a été optimisé pour le jet oscillatoire.

D. Li, V. Timchenko, J.A. Reizes, E. Leonardi [19] ont étudié l'amélioration thermique pour un système de micro puce avec des fréquences d'oscillation de 280, 560, 1120 Hz mais avec le maintien du même Reynolds du jet. Le modèle se compose d'un jet synthétique monté sur un micro canal de 200 μm de hauteur et de 4.05 mm de longueur (modèle bidimensionnel), les résultats indiquent que pour la même valeur du Reynolds, la température de la puce chauffée diminue avec la fréquence, même au moment où l'ingestion est maximale, le fluide froid entre dans la cavité et ensuite il est éjecté et « frappe » le mur chaud causant de ce fait le mouvement tourbillonnaire et augmentant de manière significative le taux du transfert de chaleur par le fait que la température diminue de sa valeur pour l'écoulement stationnaire, le flux de chaleur moyen varie cycliquement puisque l'écoulement périodique induit par l'actionneur produit ces

fluctuations dans le flux thermique, leur fréquence est identique à la fréquence des oscillations du diaphragme.

Ann Lee et al [21] ont conçu un algorithme pour le maillage dynamique afin de simuler la formation du jet synthétique. Les équations gouvernantes sont transformées au système des coordonnées curvilignes dans lequel les vitesses évaluées sont alors introduites dans le calcul de l'écoulement dans le domaine de la cavité permettant de ce fait aux équations de conservation de la masse et du mouvement à être résolues dans le régime stationnaire. La solution numérique produite en utilisant cette approche dynamique est comparée à un résultat expérimental mesurant les champs instantanés de vitesse obtenus par des mesures de (PIV) à proximité de l'orifice du jet de 241 μm de diamètre. Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques sur les profils de vitesse à la sortie d'orifice et le long de la ligne centrale du jet aussi bien que la location du noyau des vortex indiquent qu'il y a une bonne concordance démontrant de que l'algorithme pour la génération du maillage dynamique développé est valide.

Afin d'améliorer la performance thermique d'une carte électronique imprimée (PWB), **Yong Wang et al [22]** proposent une approche numérique pour résoudre les phénomènes dynamiques d'un jet synthétique et le problème de transfert de chaleur. Fluent, un logiciel CFD, est utilisé pour effectuer les simulations tridimensionnelles instationnaires à double précision. La simulation aux grandes échelles est choisie comme modèle de turbulence. Les résultats de simulation sont compatibles aux données expérimentales. Un modèle numérique prédictif est développé pour de futures conceptions des jets synthétiques, pour accomplir les simulations numériques, quelques simplifications nécessaires sont appliquées :

- La condition à la limite pour la vibration du diaphragme est simulée comme profil de vitesse sinusoïdale.
- Les propriétés physiques de l'air sont indépendantes de la température.
- Le modèle de turbulence de LES est employé au lieu d'une simulation numérique directe. L'addition de la complexité permet aux simulations d'être accomplies dans un temps de calcul raisonnable.

Le modèle CFD montre une exactitude satisfaisante comparée aux résultats expérimentaux sur les profils de vitesse, la distribution de la température et les coefficients de transfert de chaleur. Par conséquent, cette recherche fournit une approche numérique valide et pratique de CFD pour résoudre les problèmes liés à la conception des jets synthétiques.

Jets synthétiques :

1 Principe de fonctionnement :

Les jets synthétiques font partie des actionneurs fluidiques, au même titre que les jets pulsés. Dans les deux cas, il s'agit de générer des jets de fluide présentant une composante oscillatoire. L'oscillation du diaphragme (membrane) a pour effet la variation du volume de la cavité, donc une alternance périodique de soufflage et d'aspiration du fluide à travers l'orifice et la formation des séries d'anneaux tourbillonnaires dans le milieu ambiant, figure 1.1. Contrairement aux jets traditionnels, Le jet moyen qui en résulte a la particularité de ne pas apporter de fluide supplémentaire, c'est-à-dire que son débit moyen est nul bien qu'il y'aura une nette quantité de mouvement transférée au système . Le volume et la géométrie de la cavité ont un effet très important sur la dynamique du jet synthétique. Par contre la forme et la dimension de l'orifice ont une influence majeure sur les caractéristiques du jet.

Puisque de tels actionneurs n'exigent pas un fluide additionnel et en plus de leurs capacité d'influencer le fluide environnant sur une grande variété d'échelles, ils se présentent particulièrement adéquats pour de nombreuses applications. Parmi les applications où le concept du jet synthétique peut s'avérer avantageux est le contrôle thermique des composants électroniques. La configuration communément utilisée est que le jet soit monté suivant la normale de la surface désirée. Cela permet une éjection directe du fluide sur cette dernière.

La membrane peut être mise en mouvement piézo-électriquement, par un piston, ou encore par des moyens acoustiques, thermiques, électrostatiques. Le mouvement de la membrane est périodique avec des fréquences comprises entre quelques dizaines de hertz et plusieurs kilohertz. Les dispositifs pilotés de manière piézo-électrique, électrostatique, thermique ou acoustique peuvent être assez petits pour être logés à l'intérieur du corps contrôlé et avoir une action très localisée, mais les membranes ont dans ce cas des amplitudes maximales limitées, en particulier lorsqu'elles sont activées à des fréquences éloignées de leur fréquence de résonance.

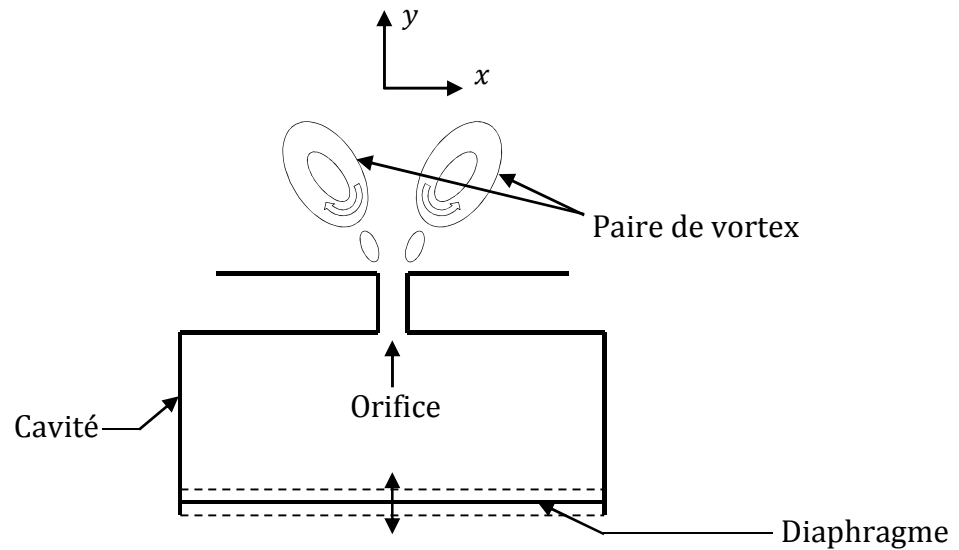


Fig.1.1 : Schéma d'un jet synthétique

2 Les différents Actionneurs de jet synthétiques :

Dans la littérature scientifique, on trouve des exemples abondants de solutions techniques permettant de générer un écoulement de type jet synthétique. Dans la plupart des cas, les solutions reposent sur la variation du volume d'une cavité par l'intermédiaire de systèmes mécaniques, de systèmes acoustiques, de systèmes électromécaniques ou encore de systèmes thermique. La variation du volume est périodique avec des fréquences comprises entre quelques dizaines d'Hertz et plusieurs kilos Hertz. Les dispositifs pilotés de manière piézoélectrique, électrostatique, thermique ou acoustique peuvent être de dimension assez petite pour être logés à l'intérieur du corps contrôlé et avoir une action très localisée, mais les membranes qui génèrent la variation du volume ont dans ce cas des amplitudes maximales limitées, en particulier lorsqu'elles sont activées à des fréquences loin de leur fréquence de résonance. Cependant, l'utilisation de pistons (système moteur électrique/piston ou piston/ressort) peut offrir des amplitudes plus grandes et une vitesse de sortie très élevée (plus de 80 m/s) pour une fréquence de quelques centaines de Hz. Leur poids et leur encombrement (centimétrique) sont cependant des facteurs limitant pour des actions localisées. L'actionneur type est alors comparable à un haut-parleur ou un diaphragme piézoélectrique vibrant à une fréquence fixée par l'utilisateur. Il faut cependant relativiser ce dernier concept, la technologie actuelle ne permettant pas d'obtenir des vitesses d'excitation suffisantes au contrôle de décollement en condition de vol, par ce moyen.

Le développement connu dans le domaine des micro-technologies a donné naissance à de nouveaux actionneurs miniaturisés. La multiplication des domaines d'application de ces systèmes développés en MEMS porte cette technologie sur le devant de la scène scientifique.

3 Paramètres du jet synthétique :

Le jet synthétique est un écoulement à débit moyen nul généré par la variation périodique du volume (V) d'une cavité. À travers une fente de largeur d_0 et de surface S , la cavité échange du fluide avec le milieu extérieur. La cavité est de hauteur h_c et de largeur d_c . Durant la phase d'aspiration, la membrane commence à se déplacer vers le bas et le fluide entre dans la cavité à travers la fente. Durant la phase de soufflage, la membrane se met à monter et l'air quitte alors la cavité. De cette façon, le volume déplacé, au cours d'une demi période $T/2$, par le système mécanique est noté ΔV . La membrane est animée d'un mouvement alternatif et régulier à une fréquence (f). Ainsi, le volume ΔV dépend de f .

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \quad (1.1)$$

ω est la pulsation d'excitation de la membrane.

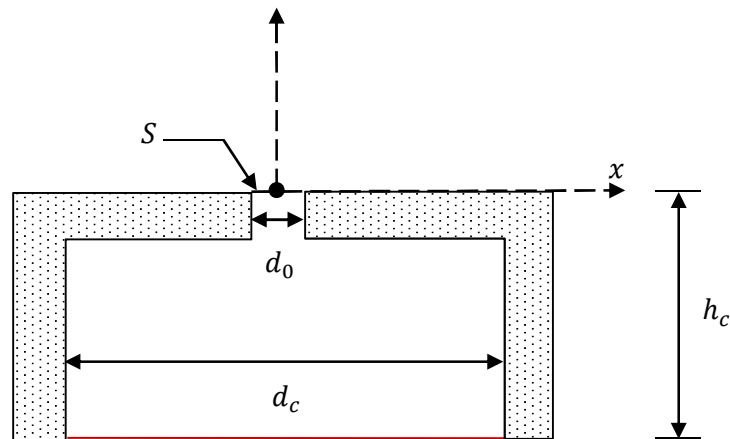


Fig.1.2 : Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane

3.1 La longueur de pénétration :

Un des paramètres important pour la formation d'anneaux de vorticité ou de paires de tourbillons est la longueur de pénétration L_0/d_0 définie par :

$$\frac{L_0}{d_0} = \int_0^{\tau} u_0(t) dt / d_0 \quad (1.2)$$

Avec :

L_0 : Distance parcourue par une particule fluide à la sortie de l'orifice pendant la phase d'éjection.

$u_0(t)$: vitesse instantanée du jet au centre de l'orifice.

$\tau = T/2$: Demi-période de déplacement du diaphragme.

d_0 : Dimension caractéristique de l'orifice (largeur ou diamètre).

Cette longueur est égale à la distance parcourue par le fluide pendant la phase de soufflage. **Smith et Glezer [23]** ont défini le temps $T/2$ comme temps de décharge. La longueur de décharge permet de souligner le rôle de la paire de vortex contrarotatifs dans l'évolution du jet synthétique.

3.2 Echelle de vitesse :

Smith et Glezer ont choisi une échelle de vitesse pour le jet synthétique. En effet, la vitesse moyenne du jet synthétique durant la phase de soufflage U_0 est définie par :

$$U_0 = fL_0 = f \int_0^{T/2} u_0(t) dt \quad (1.3)$$

$u_0(t)$: Est la vitesse au centre de la fente.

3.3 Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de vitesse :

Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse du jet et la largeur de la fente.

$$Re_{u_0} = \frac{u_0 d_0}{\nu} \quad (1.4)$$

Avec ν est la viscosité cinématique du fluide.

3 Nombre de Strouhal :

Le nombre de Strouhal compare la fréquence d'excitation au temps de la convection du fluide à partir de l'orifice. Il est défini par :

$$St = \frac{f d_0}{U_0} = \frac{d_0}{L_0} \quad (1.5)$$

S Est le nombre de Stokes, donné par : $S = \sqrt{\omega d_0^2 / \nu}$ (1.6)

Le nombre de Stokes compare l'épaisseur de la couche limite instationnaire dans l'orifice $\delta_v = \sqrt{\nu/f}$ à la dimension de l'orifice d_0 . Une valeur du nombre de Stokes supérieure à 10 permet d'éviter que les effets visqueux n'influencent trop sur l'écoulement dans l'orifice.

Les grands nombres de Strouhal, indiquent que l'actionneur fait plusieurs cycles avant qu'un élément fluide traverse la région de la fente.

4 Critères de formation d'un jet synthétique :

Les critères de formation du jet synthétique bidimensionnel et axisymétrique ont été établis par **Holman et al. [24]**. Ils ont montré par une analyse dimensionnelle, que la formation d'un jet synthétique est contrôlée par le nombre de Strouhal St défini à partir de la vitesse moyenne du jet au centre de l'orifice pendant la phase d'éjection U_0 , la fréquence f d'actionnement de la membrane et la largeur de la fente d_0 .

Ceci met en évidence l'existence d'un seuil sur la longueur adimensionnelle L_0/d_0 en deçà de laquelle le jet ne peut pas se former. Celle-ci est en effet inversement proportionnelle au nombre de Strouhal précédemment défini, et peut aussi s'exprimer en fonction des nombres de Reynolds et de Stokes :

$$\frac{1}{St} = \frac{U_0}{f \cdot d_0} = \frac{U_0 d_0 / \nu}{f d_0^2 / \nu} = \frac{Re_{U_0}}{S^2} \quad (1.7)$$

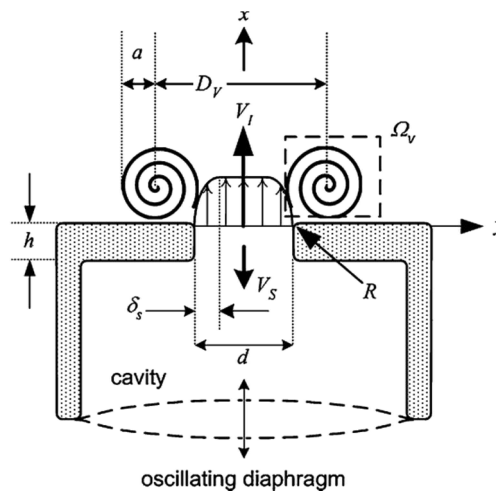


Fig.1.3 : Configuration du jet synthétique en phase d'éjection selon **Holman et al. [24]**

Ainsi, les vortex générés à la sortie de l'orifice lors de la phase d'éjection sont capables de se détacher pour former un jet synthétique si le critère suivant est respecté :

$$\frac{1}{St} = \frac{Re_{U_0}}{S^2} > k \quad (1.8)$$

Où K est une constante qui dépend de facteurs géométriques tels que la forme de l'orifice, son rayon de courbure R , et sa profondeur h .

Ce phénomène est mis en évidence sur la figure 1.4 qui montre les 3 cas possibles de fonctionnement d'un actionneur Jet Synthétique :

a- pas de formation de jet : les vortex créés en phase d'éjection sont aspirés dans la cavité en phase d'aspiration

c- formation d'un jet synthétique bien défini : les vortex se détachent avant la phase d'aspiration et s'éloignent de l'orifice

b- configuration transitoire

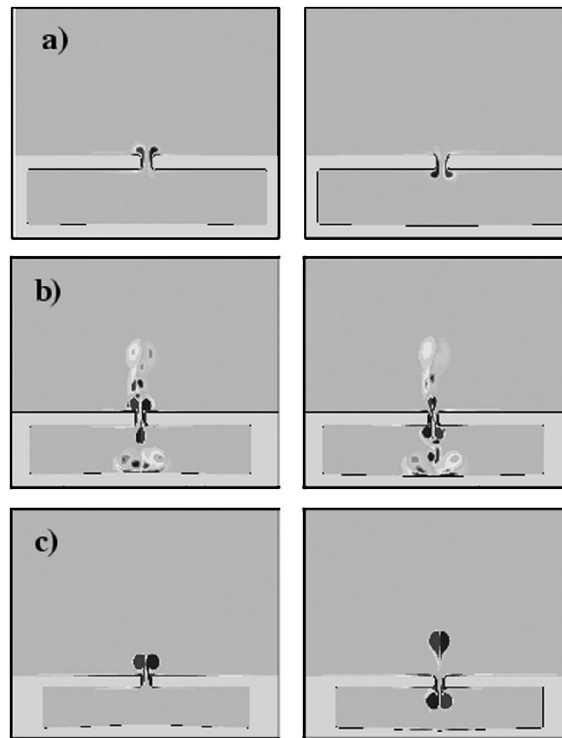


Fig.1.4 : Champ de vorticité d'un jet synthétique 2D en fin de phase d'éjection et d'aspiration, $S=15.8$ [24] a) pas de jet - $1/St = 0.76$, b) cas transitoire - $1/St = 1.02$, et c) formation d'un jet - $1/St = 1.92$

K est de l'ordre de l'unité pour un jet synthétique bidimensionnel et approximativement égale à 0.16 pour un jet synthétique axisymétrique. Ces valeurs, établies à partir de simulations numériques et d'expériences réalisées par plusieurs équipes de recherches, n'ont cependant pas encore un caractère universel, des études paramétriques complémentaires étant nécessaires comme le soulignent les auteurs de ce travail.

5 Conclusion :

Cette étude bibliographique a permis de mettre en évidence qu'une grande partie des études publiées sur les jets synthétiques sont de nature expérimentale. Les applications visées étant dans le domaine du refroidissement des composants électroniques, la plupart des expériences ont consisté à contrôler l'échange thermique.

Le contrôle thermique par jet synthétique a suscité un fort engouement comme le témoigne le nombre important d'articles cités. Ces publications ont surtout pour intérêt d'avoir démontré l'efficacité des jets synthétiques à favoriser le transfert thermique. Mais la compréhension physique de l'effet des paramètres du contrôle a beaucoup moins progressé. La raison est que le nombre de paramètres est très important et ils sont souvent interdépendants. Parmi ceux-ci, on peut citer : la fréquence, l'amplitude, la forme de l'orifice, l'effet du nombre de Reynolds, du nombre de Mach, de la courbure, de l'angle d'attaque, de la position de l'actionneur, etc.

De même, la compréhension physique de l'effet local du jet synthétique sur la couche limite est peu abordée. Concernant les simulations numériques, la plupart des études ont eu pour objet la formation d'un jet synthétique dans un milieu au repos. Ces simulations instationnaires ont généralement été exécutées en deux dimensions et ont eu recours à une modélisation statistique de la turbulence (URANS). L'effet de la résolution du maillage et de la modélisation de la turbulence a été également très peu étudié. Une des limitations des simulations URANS est qu'elles ne sont capables de simuler des écoulements instationnaires qu'à basse fréquence. Or, les jets synthétiques donnent lieu à des phénomènes relativement de haute fréquence comme par exemple les instabilités de la couche de mélange. Avec l'augmentation continue de la puissance de calcul des supercalculateurs, le recours à des simulations précises telles que la simulation des grandes échelles (LES) ou la simulation numérique directe (DNS) est aujourd'hui possible.

Chapitre -II-
TURBULENCE et sa MODÉLISATION

CHAPITRE II

TURBULENCE et sa MODÉLISATION

II.1 Introduction

Tous les écoulements rencontrés en pratique deviennent instables à partir d'un certain nombre de Reynolds ($Re = U L / \nu$) où U et L sont une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement moyen et ν la viscosité cinématique. Aux faibles nombres de Reynolds, l'écoulement est laminaire tandis qu'à des nombres de Reynolds élevés, les écoulements deviennent turbulents. Un état chaotique se développe où la vitesse et la pression fluctuent continuellement dans une partie du domaine de l'écoulement.

En régime d'écoulement laminaire, les écoulements sont complètement décrits par les équations de continuité, de Navier-Stokes, de l'énergie et d'état du fluide. Dans certains cas de configurations géométriques simples, ces équations peuvent être résolues analytiquement. Dans des cas plus complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide de techniques de CFD (Computational Fluid Dynamics) comme la méthode des volumes finis par exemple. Cependant, la plupart sinon la totalité des écoulements dans les applications pratiques sont turbulents et de ce fait l'étude de l'écoulement turbulent n'est pas uniquement d'ordre théorique. En ingénierie, il est donc indispensable de disposer de méthodes et modèles permettant de tenir compte des effets de la turbulence.

II.2 Phénomène de Turbulence

Le nombre de Reynolds d'un écoulement donne une mesure de l'importance relative des forces d'inertie et des forces visqueuses. Il a été observé expérimentalement que pour des conditions aux limites stationnaires, l'écoulement est stationnaire au-dessous d'un nombre de Reynolds appelé Nombre de Reynolds critique (Re_{crit}). Pour des nombres de Reynolds supérieurs à (Re_{crit}), une série de phénomènes apparaissent et changent radicalement les caractéristiques de l'écoulement du fluide. Le mouvement des particules de fluides devient instationnaire même lorsque les conditions aux limites sont stationnaires. Les propriétés du fluide varient alors d'une manière chaotique et aléatoire et le régime d'écoulement est appelé régime d'écoulement turbulent.

Au final, une définition précise de la turbulence est donc difficile à donner on peut cependant faire un catalogue [25]

- L'état turbulent est caractérisé par des variations rapides irrégulières et aléatoires de la vitesse.
- Les mélanges sont importants et plus rapidement faits que par la diffusivité habituelle.
- Le nombre de Reynolds est grand.
- L'écoulement est 3D.
- L'énergie est dégradée: les écoulements turbulents dissipent l'énergie.
- Les échelles mises en jeu ne sont pas celles des échanges moléculaires (le cadre de la mécanique des milieux continus reste valable).
- les caractéristiques sont les mêmes pour tous les fluides (gaz ou liquides), la turbulence n'est pas une propriété du fluide, mais seulement un régime particulier.

II.3 Description de la turbulence

La turbulence est un phénomène tridimensionnel, irrégulier dans l'espace et le temps, rotationnel, diffusant fortement toute quantité transportée, et dissipant de façon importante l'énergie cinétique en chaleur. Les fluctuations spatiales et temporelles des différentes grandeurs sont d'autant plus irrégulières que la vitesse est élevée.

Au sein d'un écoulement turbulent, coexistent plusieurs structures de tailles et de fréquences différentes. Les grandes structures peuvent être assimilées à de gros tourbillons et sont porteuses d'énergie cinétique. Leurs dimensions peuvent atteindre l'ordre de grandeur du domaine occupé par l'écoulement. Leur énergie cinétique est généralement produite par les gradients de vitesse de l'écoulement moyen. Ces grandes structures, soumises au phénomène d'étirement tourbillonnaire, donnent naissance à des structures plus petites tout en leur transférant une partie de leur énergie, on parle de cascade d'énergie [26]. Ce phénomène cesse lorsque la taille des dernières petites structures est devenue si faible que la consommation visqueuse l'emporte et fait dissiper toute l'énergie cédée en chaleur (on rappelle que la contrainte visqueuse $\tau = \mu \text{grad}V$ est de l'ordre de $\tau \approx \mu V/l$ et prend de l'importance au fur et à mesure que l diminue).

Aux fluctuations turbulentes est associée une énergie cinétique turbulente k . Cette énergie cinétique représente la contribution de tous les tourbillons de tailles différentes. Une analyse spectrale de type Fourier a l'intérêt de spécifier la contribution

énergétique de chaque échelle, selon la taille du tourbillon. Si à chaque longueur caractéristique r d'une structure turbulente on associe un nombre d'onde $\kappa = 2\pi/r$. On définit ainsi la densité d'énergie $E(\kappa)$ qui, intégrée sur tous les nombres d'ondes doit restituer l'énergie cinétique turbulente k de l'écoulement en un point donné, soit :

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (2.1)$$

Comme les gros tourbillons portent plus d'énergie que les petits, on peut s'attendre en traçant $E(\kappa)$ en fonction de κ à une courbe décroissante. La figure 2.1 illustre cette distribution.

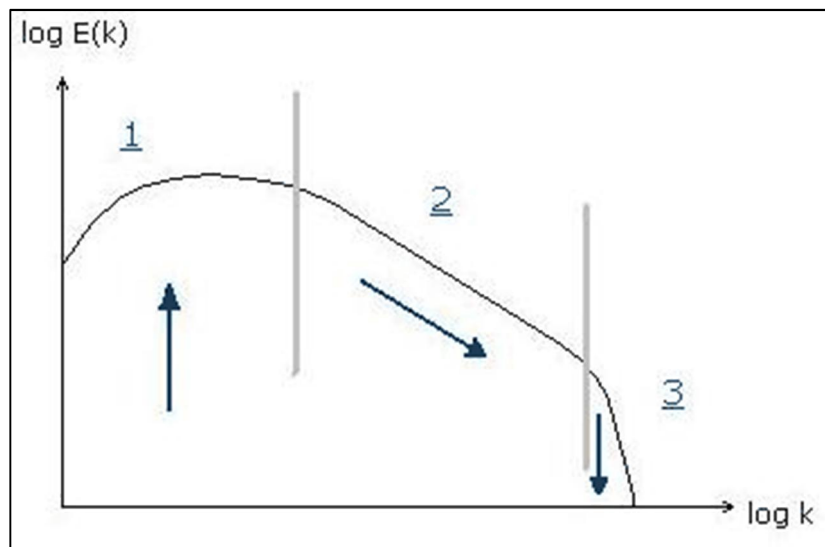


Fig.2.1 : Spectre d'énergie

1- Grosses structures : fort apport énergétique dû à la présence des gradients de vitesse dans l'écoulement. Créées par le mouvement moyen, ces grosses structures dépendent fortement de la géométrie, sont anisotropes et possèdent une longue durée de vie.

2- Zone inertielle : Transfert énergétique des grandes vers les petites structures, zone d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est élevé. La viscosité ne joue aucun rôle dans ce mécanisme qu'on appelle de ce fait inertiel ($ReL \gg 1$). Selon l'hypothèse de Kolmogorov [27] $E(\kappa)$ n'est fonction que de κ et de ε :

$$E(\kappa) = f(\kappa, \varepsilon) \quad (2.2)$$

Où ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, elle représente la vitesse de consommation de l'énergie cinétique turbulente. Des considérations dimensionnelles permettent de déterminer la valeur des exposants de chaque variable [26]. Soit :

$$E(\kappa) = C_K \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot \kappa^{-5/3} \quad (2.3)$$

On doit à Kolmogorov ce résultat et $c_K=1.5$ est la constante de Kolmogorov. Cette loi a reçu un grand nombre de confirmations expérimentales [Grant, 1958].

3- Petites structures : Zone de forte dissipation visqueuse. Ces petites structures sont indépendantes du mouvement moyen, sont isotropes et ont une courte durée de vie. On constate que les spectres ne s'étendent pas à l'infini. Il existe un nombre d'onde de coupure très nettement marqué dont l'ordre de grandeur est déterminé par l'échelle de Kolmogorov. L'échelle de longueur caractéristique de ces petites structures s'exprime par (Cousteix, 1989) [26].

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (2.4)$$

II.4 Equations du mouvement instantané

A tout instant, les champs de vitesse u , de pression et de température peuvent être calculés par la résolution des équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Pour l'écoulement conservatif incompressible d'un fluide newtonien ces équations s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu \Delta u_i + \rho g_i \quad (2.6)$$

ρ étant la masse volumique, g l'accélération de la pesanteur et μ la viscosité dynamique du fluide.

Le premier membre de l'équation (2.6) correspond à l'accélération du fluide comprenant une première partie dépendante du temps et une deuxième décrivant la convection par la vitesse u_j . Ce terme qui est non linéaire représente la principale difficulté dans la résolution de ce système.

II.5 Modélisation statistique

Devant la grande complexité de la turbulence, on a souvent recours au traitement des problèmes par des méthodes statistiques. Ainsi selon la décomposition de Reynolds (Hinze, 1975) [25] tout processus de champ $\varphi(M,t)$ est décomposé en un champ moyen et un champ fluctuant

$$\varphi(M, t) = \bar{\varphi} + \varphi' \quad (2.7)$$

Où le champ moyen $\bar{\varphi}$ est obtenu à l'aide d'une moyenne statistique effectuée sur un grand nombre de réalisations (moyenne d'ensemble). Pour les écoulements lentement variables dans le temps, on admet (propriété de périodicité) que la moyenne d'ensemble est équivalente à une moyenne temporelle :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T} \int_0^T \varphi(M, t) dt \quad (2.8)$$

effectuée sur un intervalle de temps T grand par rapport aux échelles de temps des fluctuations turbulentes et suffisamment petit devant l'échelle de temps des autres fluctuations (écoulement instationnaire). Suivant la décomposition de Reynolds, les lois de la statistique impliquent les propriétés suivantes :

$$\overline{\varphi'} = 0 \quad (2.9)$$

Invariance des constantes :

$$\overline{\alpha} = \alpha \quad (2.10)$$

Linéarité :

$$\overline{\alpha u + v} = \alpha \bar{u} + \bar{v} \quad (2.11)$$

Commutation avec les opérateurs de dérivation :

$$\overline{\frac{\partial u}{\partial x}} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (2.12)$$

$$\overline{\frac{\partial u}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (2.13)$$

II.5.1 Equations de Navier-stokes moyennées

L'application de cet opérateur de moyenne aux équations de Navier Stokes instantanées écrites sous forme conservative conduit aux équations moyennes de Reynolds RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.14)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \Delta \bar{u}_i - \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.15)$$

Les grandeurs $\overline{\rho u'_i u'_j}$ peuvent s'interpréter comme des contraintes, ils sont appelés tensions de Reynolds ou contraintes turbulentes. Elles traduisent l'effet de la turbulence sur l'évolution du mouvement moyen. La détermination de ces grandeurs constitue tout le problème de la fermeture des équations de Navier Stokes moyennées.

II.5.2 Modèles à viscosité turbulente

Un grand nombre de modèles de turbulence sont formulés en adoptant le concept de viscosité turbulente, cette approche est chronologiquement la plus ancienne. Le concept de viscosité turbulente permet d'exprimer les contraintes de Reynolds en fonction des gradients de vitesse moyenne de l'écoulement par une relation analogue à celle de Newton pour les contraintes de viscosité moléculaire. Cela revient à conférer aux contraintes turbulentes, grandeurs ayant une origine convective non linéaire un caractère diffusif de type gradient donc de nature linéaire (Lesieur, 1990)[27]. Selon l'hypothèse de Boussineq cette relation s'écrit :

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.16)$$

Comme on dispose à chaque itération de la valeur des dérivées spatiales du champ de vitesse moyen, le problème consiste à trouver la valeur de la viscosité turbulente μ_t . Plusieurs solutions existent nécessitant de résoudre, en plus des équations de quantité de mouvement et de continuité 0, 1 ou 2 équations supplémentaires.

Il ne serait pas possible de dresser un catalogue complet de tous les modèles de turbulence. Seuls quelques-uns seront présentés parce qu'ils sont représentatifs de la classe à laquelle ils appartiennent et parce qu'ils sont appliqués dans le cadre cette étude.

II.5.2.1 Modèles de turbulence à deux équations

L'approche consiste à représenter les propriétés de la turbulence à l'aide d'échelles de vitesse et de longueur caractéristiques des fluctuations ($\mu_t \sim u_0 l_0$). L'échelle de vitesse est obtenue par l'intermédiaire de l'énergie cinétique turbulente k ($u_0 = \sqrt{k}$). L'échelle de longueur quant à elle est beaucoup plus délicate à définir, pour la calculer, diverses possibilités ont été explorées (Launder et Sharma, 1974) [28].

II.5.2.1.1 Modèle k- ω de Wilcox

C'est un modèle semi empirique qui utilise comme seconde grandeur caractéristique de la turbulence, le taux de dissipation spécifique ω défini comme (Wilcox, 1998) [29].

$$\omega \equiv \frac{k}{\beta_\infty^* \varepsilon} \quad \text{Avec} \quad \beta_\infty^* = 0.09 \quad (2.17)$$

Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation spécifique ω s'écrivent :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - D_k \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \omega \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - D_\omega \quad (2.19)$$

P_k est le terme de production de l'énergie cinétique turbulente k exprimée par l'équation :

$$P_k = v_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.20)$$

et α un coefficient calculé par la relation :

$$\alpha = \frac{0.52}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / 2.95}{1 + \text{Re}_t / 2.95} \right) \quad (2.21)$$

La viscosité turbulente est modélisée par l'expression :

$$v_t = \alpha^* \frac{k}{\omega} \quad (2.22)$$

Où α^* est un coefficient d'amortissement qui introduit la correction bas-Reynolds.

$$\alpha^* = \frac{0.025 + \text{Re}_t / 6}{1 + \text{Re}_t / 6} \quad \text{Et} \quad \text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (2.23)$$

Les termes de dissipation D_k et D_ω sont modélisés par :

$$D_k = \beta^* f_{\beta^*} k \omega \quad \text{Et} \quad D_\omega = \beta f_\beta \omega^2 \quad (2.24)$$

$$\text{Où} \quad f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680 \chi_k^2}{1 + 480 \chi_k^2} & \chi_k > 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.25)$$

$$\beta^* = 0.09 \left(\frac{4/15 + (\text{Re}_t / 8)^4}{1 + (\text{Re}_t / 8)^4} \right) \quad (2.26)$$

$$f_\beta = \frac{1 + 70 \chi_\omega}{1 + 80 \chi_\omega} \quad \text{Et} \quad \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{ij} S_{ki}}{(0.09 \omega)^3} \right| \quad (2.27)$$

Ω_{ij} est le tenseur de vorticité et S_{ij} est le tenseur du taux de déformation.

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{u}_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2, 28)$$

Les constantes du modèle ont pour valeurs :

$$\alpha_0 = \frac{1}{9} \quad , \quad \beta = 0.072 \quad , \quad \sigma_k = 2 \quad , \quad \sigma_\omega = 2$$

II.5.2.1.2 Modèle k- ω (SST)

Le modèle de turbulence k-ω SST est une formulation combinée du modèle k-ω de Wilcox avec le modèle k-ε standard. k-ω est appliqué dans la zone proche paroi par contre k-ε est appliqué dans les régions externes de la couche limite. Le modèle k-ω SST est fiable et plus précis que le modèle k-ω standard, pour la plupart des écoulements externes [30].

Dans le modèle de turbulence k-ω SST, l'équation de transport pour k est identique à celle du modèle k-ω standard, cependant, l'équation de transport pour ω est modifiée légèrement par l'introduction d'un terme de diffusion transversal.

La production de k dans le modèle k-ω SST est définie de la même manière que pour le modèle k-ω standard. Par contre, des modifications sont introduites dans le terme de production de ω par comparaison avec le modèle k-ω standard. Le terme de production de ω est donné par:

$$P_{\omega} = \frac{\alpha_{\infty}}{V_t} P_k \quad (2, 29)$$

$$\text{Où : } \alpha_{\infty} = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (2, 30)$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad (2, 31)$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad (2, 32)$$

Les termes de dissipation de k et ω dans le modèle k-ω SST sont définis par :

$$D_k = \rho \beta^* k \omega \quad (2, 33)$$

$$D_{\omega} = \rho \beta_i \omega^2 \quad (2, 34)$$

$$\text{Où : } \beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (2, 35)$$

Dans l'équation (II, 35), $\beta_{i,1}$ et $\beta_{i,2}$ sont constantes tandis que F_1 est déterminée à partir de ce qui suit:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4)$$

$$\Phi_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2}\right]$$

$$D_{\omega}^+ = \max\left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right]$$

y est la distance à la surface de la paroi et D_{ω}^+ est la partie positive du terme de diffusion transversal.

Les nombres de Prandtl pour k et ω (σ_k et σ_{ω}) sont données par:

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + \frac{(1-F_1)}{\sigma_{k,2}}} \quad (2, 36)$$

$$\sigma_{\omega} = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + \frac{(1-F_1)}{\sigma_{\omega,2}}} \quad (2, 37)$$

La viscosité turbulente est exprimée par la relation suivante:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[1, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega}\right]} \quad (2, 38)$$

Où :

$$\Omega \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2)$$

$$\Phi_2 = \max\left[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right]$$

Les constantes du modèle k - ω SST utilisées pour les grands nombres de Reynolds sont :

$$\sigma_{k,1} = 1.176 \quad \sigma_{k,2} = 1.0 \quad \sigma_{\omega,1} = 2.0 \quad \sigma_{\omega,2} = 1.168 \quad \alpha_1 = 0.31 \quad \beta_{i,1} = 0.075 \quad \beta_{i,2} = 0.0828$$

$$k = 0,41$$

CHAPITRE -III-
MÉTHODES NUMÉRIQUES

CHAPITRE III

MÉTHODES NUMÉRIQUES

III.1 Introduction

Les méthodes numériques utilisées en simulation sont basées sur trois principales techniques : volumes finis, différences finis, et éléments finis. Dans la méthode des volumes finis, les équations d'évolution de la mécanique des fluides appliquées sous forme intégrale assurent le principe de conservation des quantités de base (masse, quantité de mouvement, énergie...), ceci forme la principale attraction de la méthode des volumes finis en mécanique des fluides numérique (CFD).

La méthodologie employée par la technique des volumes finis pour aborder un problème concret de mécanique des fluides est basée sur 3 étapes fondamentales. En premier lieu le domaine d'étude doit être divisé en volumes de contrôle (discrets) dénommés cellules, ce processus de discrétisation de l'espace est comme étape de maillage du domaine. En deuxième lieu les équations d'évolution (EDP) doivent être intégrés et linéarisés en chaque volume de contrôle élémentaire. Le résultat de cette discrétisation conduit à un système d'équations algébriques de très grande dimension. La troisième étape consiste à résoudre le système d'équations à l'aide d'un algorithme approprié.

La méthode des volumes finis peut s'appliquer de deux formes distinctes au domaine discret d'un fluide, dépendant de la définition des variables du champ d'écoulement dans les centroïdes des cellules où dans les noeuds (vertices) de ces mêmes cellules. Dans le premier cas on parle de méthode des volumes finis centrée dans les cellules, tandis que dans le second on parle de méthode des volumes finis centrée dans les noeuds, qui s'illustrent dans les figures 3.1 et 3.2 pour un cas bidimensionnel.

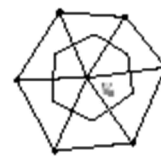
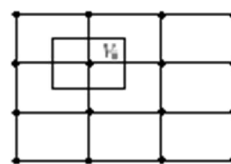


Fig.3.1: MVF centrée dans les cellules.

Fig.3.2: MVF centrée dans les noeuds

Dans le reste du chapitre les développements de la méthode des volumes finis seront réalisés uniquement pour la MVF centrée dans les cellules.

III.2 Discrétisation stationnaire

Les équations différentielles de Navier-Stokes écrites sur chacun des volumes de contrôle peuvent s'exprimer sous la même forme générale (pour une grandeur scalaire ϕ) :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}}_{\text{Variation temporelle}} + \underbrace{\frac{\partial\rho V_i\phi}{\partial x_i}}_{\text{Transport}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x_i}\right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Terme source}}$$

Où V_i représente la composante du vecteur selon la direction "i", Γ est le coefficient de diffusion et "S" le terme source. Les deux premiers termes de l'équation correspondent successivement à la variation temporelle et au transport par convection de la grandeur ϕ . Les termes du second membre représentent le transport par diffusion de ϕ et sa production locale.

En écoulement stationnaire l'équation de transport d'une variable ϕ , s'écrit dans un système de coordonnées cartésiennes sous la forme générale suivante :

$$\text{div}(\rho\phi v) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi) + S_\phi \quad (3.1)$$

Le premier membre de l'équation représente le terme convectif et le second terme et S_ϕ représentent respectivement le terme de diffusion et le terme source. Γ_ϕ est un coefficient de diffusion associé à la variable ϕ .

En intégrant l'équation (3.1) sur un volume de contrôle et en appliquant le théorème de la divergence on aboutit à l'équation suivante.

$$\int_A (\rho\phi v)n \cdot dA = \int_A (\Gamma_\phi \nabla \phi)n \cdot dA + \int_{\Delta V} S_\phi dV \quad (3.2)$$

Où ΔV est le volume de contrôle et A son contour, surface fermée composée de facettes élémentaires notées f .

$$\sum_f \rho_f \phi_f (v \cdot n)_f \cdot A_f = \sum_f \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_f \cdot A_f + \bar{S}_\phi \Delta V \quad (3.3)$$

Où n est le vecteur normal à la surface A et $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ est le gradient de la variable scalaire perpendiculaire à la face f .

Dans un arrangement centré toutes les variables du problème sont stockées aux centres des mêmes cellules. Cependant pour approximer les valeurs ϕ_f aux facettes du volume de contrôle des schémas d'interpolation appropriés sont utilisés appelés schémas de convection. L'estimation de v_f sera traité à part à l'aide de l'interpolation de Rhie & Chow (1983).

III.2.1 Schémas de convection

Théoriquement, la solution numérique est indépendante du schéma de discrétisation utilisé quand le nombre de nœuds considérés tend vers l'infini, alors qu'en pratique ce nombre est toujours fini. Ceci nous conduit à une étude plus détaillée des schémas de convection. Pour qu'un schéma de convection soit très précis il faut qu'il vérifie les propriétés de conservativité, limitabilité et transportivité.

• **Schéma aux différences centrées (CDS)**

Ce schéma fait l'hypothèse d'une variation linéaire de ϕ d'un nœud à son voisin immédiat. En supposant que les interfaces des volumes de contrôle sont à mi-distance entre les nœuds (Fig.3.1), on peut alors écrire :

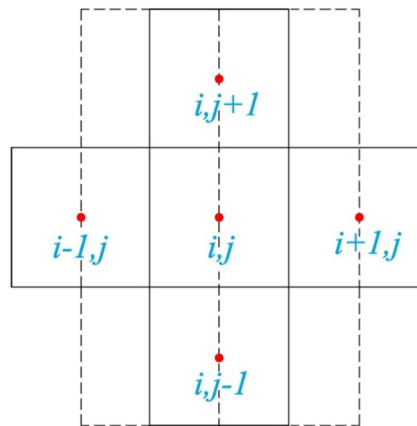


Fig.3.3 : illustration des Volumes discrétisés

$$\phi_{i-1/2}^j = (\phi_{i-1}^j + \phi_i^j)/2 , \phi_{i+1/2}^j = (\phi_i^j + \phi_{i+1}^j)/2 \tag{3.4}$$

Un développement en séries de Taylor de la variable ϕ montre que le schéma (III.4) est exact au second ordre. Malheureusement, il a été démontré que le schéma (CDS) peut produire des instabilités numériques pour des valeurs du nombre de Peclet ($Pe = \frac{\rho v}{\Gamma/\Delta x}$) supérieur à 2. Ceci est lié au fait que le schéma n'a pas de sensibilité au sens d'écoulement, ce qui rend son application peu recommandable pour discrétiser le terme convectif (Pulliam 1994).

• **Schéma aux différences avant du premier ordre (UDS)**

A la différence du CDS, ce schéma tient compte de la direction de l'écoulement c.a.d qu'ils tiennent compte de l'effet de convection amont dans l'interpolation des valeurs de la variable ϕ aux centres des faces.

Dans le schéma (UDS) du premier ordre, la valeur de ϕ à une face de la cellule (i, j) s'établit comme suit :

Si l'écoulement est dans la direction positive (ouest vers est) :

$$\phi_{i-1/2}^j = \phi_{i-1}^j \quad \phi_{i+1/2}^j = \phi_i^j \quad v > 0 \tag{3.5}$$

Si l'écoulement est dans la direction négative

$$\phi_{i-1/2}^j = \phi_i^j \quad \phi_{i+1/2}^j = \phi_i^j \quad v < 0 \quad (3.6)$$

Le développement en séries de Taylor de la variable ϕ montre que l'erreur de troncature ressemble à un flux diffusif $d \frac{\partial \phi}{\partial x}$ avec $d = \frac{v\Delta x}{2}$ étant le coefficient de diffusion numérique. Cette fausse diffusion peut être réduite en adoptant des mailles très fines.

$$v\phi_{i+1/2} = v\phi_i + \frac{v\Delta x}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_i + \frac{v(\Delta x)^2}{8} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_i + \dots \quad (3.7)$$

Ce schéma vérifie bien la propriété de conservativité et de transportivité. Son premier inconvénient est sa précision qui est d'ordre « 1 », ceci est bien sûr suffisant pour les calculs préliminaires, alors que son second inconvénient est représenté par sa diffusivité numérique (fausse diffusion).

• **Schéma hybride**

Permet de basculer entre le CDS et l'UDS. Il profite de la stabilité du schéma UDS quand $Pe > 2$ et de la précision du schéma CDS quand $Pe < 2$. Conceptuellement, il s'établit comme :

$$\phi_f = B\phi_f^{UDS} + (1 - B)\phi_f^{CDS} \quad (3.8)$$

Où B est un coefficient qui dépend du nombre de Peclet.

$$B = \frac{Pe^2}{5 + Pe^2}$$

• **Schéma aux différences avant du second ordre (SOU ou LUDS)**

La valeur de la variable à une face est calculée par une interpolation faisant intervenir deux points en amont de la face en question. Un développement en séries de Taylor est réalisé aux voisinages de chaque centre de cellule, de sorte que l'évaluation de la valeur ϕ en chaque face de la cellule s'obtient à travers l'expression suivante.

$$\phi_f = \phi_{UDS} + \nabla \phi \cdot \overrightarrow{\Delta s} \quad (3.9)$$

Où $\overrightarrow{\Delta s}$ est le vecteur de déplacement qui relie le centre de la cellule amont au centre de la face en question, et $\nabla \phi$ est le gradient de la variable ϕ dans la cellule amont, ce qui conduit pour la face $(i - 1/2)$ dans le cas d'un maillage uniforme à l'expression suivante :

$$\phi_{i-1/2}^j = \frac{3}{2}\phi_{i-1}^j - \frac{1}{2}\phi_{i-2}^j \quad \text{si } v > 0 \quad (3.10)$$

$$\phi_{i-1/2}^j = \frac{3}{2}\phi_i^j - \frac{1}{2}\phi_{i+1}^j \quad \text{si } v < 0 \quad (3.11)$$

III.2.2 Schémas à haute précision

Les approximations des valeurs de la variable ϕ aux faces peuvent être construites à l'aide d'interpolation polynomiale comme suggéré par Van Leer (1985). La forme générale de ces approximations appelées κ -scheme est donnée pour la face $(i+1/2)$ par l'expression suivante :

$$\phi_{i+1/2} = \phi_i + 1/4[(1 + \kappa)(\phi_{i+1} - \phi_i) + (1 - \kappa)(\phi_i - \phi_{i-1})] \quad (3.12)$$

Où κ est un paramètre compris entre $(-1, \text{ et } +1)$ permettant de basculer entre différents schémas comme par exemple :

- **QUICK, Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics: $\kappa = 1/2$**

$$\phi_{i+1/2} = \frac{3}{8}\phi_{i+1} + \frac{3}{4}\phi_i - \frac{3}{8}\phi_{i-1} \quad (3.13)$$

Dont la précision est en général d'ordre deux.

- **CUI, Cubic Upstream Interpolation Scheme: $\kappa = 1/3$**

$$\phi_{i+1/2} = \frac{1}{3}\phi_{i+1} + \frac{5}{6}\phi_i - \frac{1}{6}\phi_{i-1} \quad (3.14)$$

De précision d'ordre 3.

- **Chakravaty-1, (Chakravarthy et Osher 1985): $\kappa = -1/3$**

$$\phi_{i+1/2} = \frac{1}{6}\phi_{i+1} + \frac{7}{6}\phi_i - \frac{1}{3}\phi_{i-1} \quad (3.15)$$

Précision d'ordre 2.

- **Fromm scheme: $\kappa = 0$**

$$\phi_{i+1/2} = \frac{1}{4}\phi_{i+1} + \phi_i - \frac{1}{4}\phi_{i-1} \quad (3.15)$$

Précision d'ordre 2.

III.2.3 Traitement du terme de diffusion

Comme la diffusion n'est pas affectée par le sens de l'écoulement dans le domaine d'étude, toutes les cellules adjacentes à la cellule considérée ont une influence identique sur elle, motif pour lequel est adopté un schéma de différence centrée pour la discrétisation du terme diffusif. Soit pour la face $(i-1/2)$.

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial n}\right)_f = \left(\frac{\partial \phi}{\partial n}\right)_{i-1/2} = \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\Delta x_{i,i-1}} \quad (3.16)$$

La valeur de Γ_ϕ au niveau de la face peut être approximée par une simple interpolation linéaire entre les valeurs des cellules voisines (fig.3.2).

$$(\Gamma_\phi)_{i-1/2} = \frac{(\Gamma_\phi)_{i-1} + (\Gamma_\phi)_i}{2} \quad (3.17)$$

III.2.4 Interpolation de Rhie et Chow

L'équation de quantité de mouvement comporte un terme de gradient de pression, qui discrétisé sur la même grille de calcul que le champ de vitesse (grille colloquée) peut donner lieu au problème de l'échiquier (*checkerboard*). C'est-à-dire qu'un champ de pression non uniforme se comporte comme un champ de pression uniforme de sorte que se génèrent des solutions ne tenant pas compte de l'influence de la pression dans les équations de quantité de mouvement et sans aucun sens physique. Pour remédier à ce problème l'interpolation de Rhie et Chow a été adoptée dans la plupart des codes de calcul car elle a l'avantage de réduire l'espace mémoire de stockage et de faciliter la pose des conditions aux limites par rapport à la méthode de la grille entrelacée.

L'équation de quantité de mouvement discrétisé sur un volume de contrôle i s'écrit pour un écoulement unidimensionnel comme :

$$a_i u_i = \left(\sum_{nb} a_{nb} u_{nb} \right)_i - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_i + b_i \quad (3.18)$$

Où nb indique les cellules voisines de celle considérée.

Selon le principe de conservation une équation similaire peut être écrite au niveau de chaque facette du volume de contrôle.

$$a_{i-1/2} u_{i-1/2} = \left(\sum_{nb} a_{nb} u_{nb} \right)_{i-1/2} - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{i-1/2} + b_{i-1/2} \quad (3.19)$$

L'approximation des valeurs sur la facette $i-1/2$ s'établit comme

$$a_{i-1/2} = \frac{a_{i-1} + a_i}{2} \quad (3.20)$$

$$b_{i-1/2} = \frac{b_{i-1} + b_i}{2} \quad (3.21)$$

$$\left(\sum_{nb} a_{nb} u_{nb} \right)_{i-1/2} = \frac{(\sum_{nb} a_{nb} u_{nb})_{i-1} + (\sum_{nb} a_{nb} u_{nb})_i}{2} \quad (3.22)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{i-1/2} = \frac{p_{i-1} - p_i}{\Delta x} \quad (3.23)$$

L'interpolation de Rhie et Chow s'écrit alors :

$$u_{i-1/2} = \left[\frac{(\sum_{nb} a_{nb} u_{nb})_{i-1} + (\sum_{nb} a_{nb} u_{nb})_i}{2a_{i-1/2}} \right] + \frac{1}{a_{i-1/2}} \left[\frac{p_{i-1} - p_i}{\Delta x} \right] + \left[\frac{b_{i-1} + b_i}{2a_{i-1/2}} \right] \quad (3.24)$$

La vitesse sur une facette est ainsi exprimée en fonction de la pression en deux points adjacents à cette face, par conséquent la valeur de la pression ne disparaîtra pas de l'équation de quantité de mouvement discrétisée dans le cas d'un champ non uniforme.

III.3 Discrétisation temporelle

Contrairement à l'espace qui est isotrope, le temps s'écoule toujours dans le même sens: c'est la «flèche du temps». Par suite, les phénomènes temporels se formulent comme des problèmes aux valeurs initiales, caractérisés par la présence de dérivées temporelles dans l'équation d'évolution et la donnée de conditions initiales à l'instant de départ. Pour les simulations instationnaires, les équations d'évolution doivent être discrétisées tant dans l'espace que dans le temps. La discrétisation spatiale s'exécute de manière similaire aux cas instationnaires. En ce qui concerne la discrétisation temporelle, il est nécessaire de réaliser l'intégration de chaque terme des *EDP* sur un pas de temps déterminé, Δt . En écoulement incompressible l'intégration de l'équation de transport de la variable Φ conduit à :

$$\int_{\Delta V} \int_t^{t+\Delta t} \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} dt dV = - \int_t^{t+\Delta t} \left(\int_A (\rho \phi \mathbf{v}) n \cdot dA \right) dt + \int_t^{t+\Delta t} \left(\int_A (\Gamma_\phi \nabla \phi) n \cdot dA \right) dt + \int_t^{t+\Delta t} \left(\int_{\Delta V} S_\phi dV \right) dt$$

Qui s'écrit après intégration spatiale sous la forme compacte suivante :

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Delta V dt = \int_t^{t+\Delta t} (F(\phi) \Delta V) dt \quad (3.25)$$

Où la fonction $F(\phi)$ incorpore déjà les discrétisations spatiales.

Si la dérivée temporelle se discrétise au moyen d'une différentiation « *backward* », le schéma est exact au premier ordre et est exprimé par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} \quad (3.26)$$

Le schéma exact au second ordre serait donné par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} \phi^{n+1} - \frac{1}{2} \phi^n + \frac{1}{2} \phi^{n-1} \right) \quad (3.27)$$

Ou ϕ^{n+1} correspond à la valeur de la variable au temps postérieur, ϕ^n correspond à la valeur de la variable au temps actuel; et ϕ^{n-1} correspond à la valeur de la variable au temps antérieur.

Pour intégrer le deuxième membre de l'équation (III, 25), il est nécessaire d'évaluer la fonction F à partir de la valeur de la variable ϕ , si bien qu'il reste le doute quelle valeur prendre pour cette variable, la valeur actuelle (instant n), ou la valeur qu'on va calculer (instant $n+1$). D'une manière générale la méthode des volumes finis établit le schéma général suivant (Shaw, 1992).

$$\phi = \theta \phi^{n+1} + (1 - \theta) \phi^n \quad (3.28)$$

Où θ est un paramètre qui peut prendre des valeurs entre zéro et un. Quand θ prend la valeur zéro, le schéma résultant est dit explicite. Dans ce cas, le pas temporel doit être très petit pour garantir la stabilité du processus numérique. Il a une limite très restrictive de la taille maximale du pas temporel admissible, de sorte que le coût de calcul nécessaire pour obtenir une précision spatiale acceptable est très élevé. Quand, $0 < \theta \leq 1$, le schéma de discrétisation temporelle résultant est dit implicite. En particulier quand $\theta = 1$, on dit que le schéma est totalement implicite. Le grand avantage de la formulation implicite est qu'elle est inconditionnellement stable quelque soit la taille du pas temporel choisi.

III.4 Résolution du système d'équation

Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un ensemble d'équations algébriques complexes et non linéaires. Pour un problème tridimensionnel, la taille de ce système peut être assez importante. Cependant, le calcul sur un volume de contrôle considéré prend en compte seulement l'influence des cellules qui l'entourent, donc la plupart des termes du système sont nuls et la matrice correspondante est une matrice creuse (triangulaire). Plusieurs algorithmes ont été développés pour résoudre des systèmes d'équations algébriques linéaires caractérisés par des matrices creuses. Ils sont essentiellement divisés en deux catégories : les méthodes directes et les méthodes itératives. Les méthodes directes sont très précises mais très coûteuses puisqu'elles sont extrêmement consommatrices de mémoire de stockage et de temps de calcul. En échange, les méthodes itératives se basent sur l'application réitérée d'un algorithme relativement simple qui aboutit à une éventuelle convergence après un certain nombre de répétitions.

L'avantage principal des méthodes itératives est que seuls les coefficients des équations distincts de zéro, nécessitent d'être stockés en mémoire. Le nombre de méthodes itératives étant important, ainsi, on se limite ici à exposer les méthodes de **Jacobi** et de **Gauss-Seidel** implémentés dans le code de calcul utilisé.

III.4.1 Méthodes itératives de Jacobi et de Gauss-Seidel

La solution d'un ensemble d'équations simultanées s'entend comme le processus à déterminer un vecteur ϕ qui satisfait l'équation :

$$A.\phi = b \tag{3.29}$$

Où A est la matrice des coefficients du système d'équations, ϕ est le vecteur colonne des variables dépendantes, et b un vecteur de valeurs connues. La matrice A est une matrice carré de dimensions $n \times n$ et d'éléments non nuls sur la diagonale.

Si l'équation i du système se résout uniquement pour ϕ_i , en supposant que le reste des entrées pour ϕ sont connues, la méthode de **Jacobi** établit que :

$$\phi_i^k = \frac{b_i - \sum_{j \neq i} a_{ij} \phi_j^{k-1}}{a_{ii}} \tag{3.30}$$

Et la méthode de **Gauss-Seidel** établit que :

$$\phi_i^k = \frac{b_i - \sum_{j < i} a_{ij} \phi_j^k - \sum_{j > i} a_{ij} \phi_j^{k-1}}{a_{ii}} \tag{3.31}$$

Où le super indice k indique l'itération. Si D est la matrice diagonale de A , L est la matrice triangulaire inférieure de A , et U la matrice triangulaire supérieure de A , données par :

$$D = \left(\begin{array}{cc|c} a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 \\ \hline 0 & 0 & a_{nn} \end{array} \right) \quad L = \left(\begin{array}{cc|c} 0 & 0 & 0 \\ a_{21} & 0 & 0 \\ \hline a_{n1} & a_{n2} & 0 \end{array} \right) \quad U = \left(\begin{array}{cc|c} 0 & a_{12} & a_{1n} \\ 0 & 0 & a_{2n} \\ \hline 0 & 0 & 0 \end{array} \right)$$

$$A = D + L + U \tag{3.32}$$

Les expressions des méthodes itératives de Jacobi et de Gauss-Seidel seront données respectivement par :

$$\phi^k = -D^{-1}(L+U)\phi^{k-1} + D^{-1}b \tag{3.33}$$

$$\phi^k = -(D+L)^{-1}U\phi^{k-1} + (D+L)^{-1}b \tag{3.34}$$

III.5 Les stratégies de maillages

Le maillage est une discrétisation de l'espace à étudier. Support des calculs CFD, Il est constitué d'un ensemble de mailles (ou cellules) dans lesquelles les équations du problème seront résolues. Le pas d'espace est ici défini comme la taille caractéristique d'une maille. Aussi, faut-il veiller à ce que deux mailles adjacentes n'aient pas de dimensions trop différentes sans qu'il y ait recouvrement d'une maille sur l'autre. Il est souhaitable pour cela que la variation de tailles entre deux cellules adjacentes n'excède pas 20 %. Le maillage doit être réalisé de sorte à minimiser la diffusion de l'erreur numérique.

Dans une approche de CFD, il faut aussi définir des directives de création de maillage, d'autant que le maillage est la pièce maîtresse en termes de gain de temps de calcul. Différents types de cellules existent : tétraèdre, hexaèdre, pentaèdre, nid d'abeille.

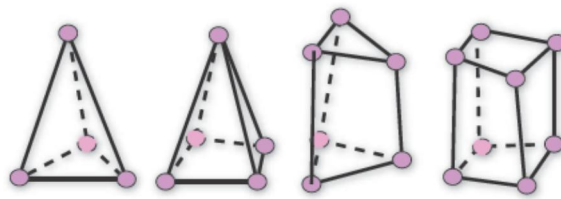


Fig.3.4 : Cellules pouvant composée un maillage volumique. De gauche à droite : le tétraèdre (4 sommets, 4 faces triangulaires), les pentaèdres : la pyramide (5 sommets, 4 faces triangulaires + 1 face quadrilatérale) et le prisme (6 sommets, 2 faces triangulaires + 3 faces quadrilatérales), l'hexaèdre (8 sommets, 6 faces quadrilatérales) [31]

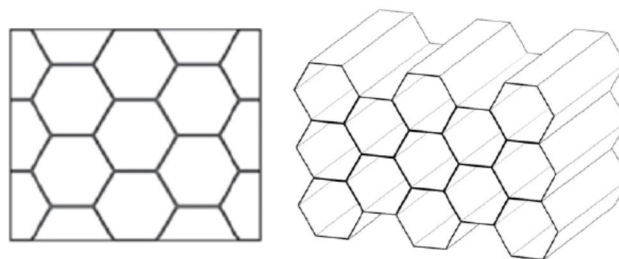


Fig.3.5 : Cellules du type nid d'abeille [32]

La communication ou la connectivité qui existe entre les points de donnés du maillage permet de classer les maillages en deux catégories de base : structurés et non structurés. Les maillages structurés sont construits à partir d'un réseau de familles de lignes coordonnées, délimitant des cellules de discrétisation hexaédrique, tandis que dans les maillages non structurés, le réseau ne suit aucun type de direction préférentielle, et sont, le plus souvent, constitués d'un assemblage de cellules de forme tétraédriques.

III.5.1 Les maillages structurés

Dans ce type de maillage la connectivité (le fait d'associer une cellule à ses cellules voisines) est particulièrement simple et peu coûteuse, puisque les indices repérant les six cellules voisines de la cellule d'indices (i, j, k) sont obtenus en ajoutant ou en

retranchant l'unité à chacun des trois indices. Les schémas de discrétisation associés aux maillages structurés sont donc également de mise en œuvre simple et peu coûteuse. En revanche, il est clair que pour des raisons topologiques (forme cubique), ce type de maillage ne permet pas de discrétiser un domaine de calcul Ω correspondant à une configuration complexe. L'utilisation de ce type de maillage à tout le domaine de calcul est donc conditionnée par les caractéristiques de la géométrie. La théorie différencie entre les maillages curvilignes généralisés (fig.3.2) de construction plus facile parce qu'ils épousent parfaitement les frontières de calcul, s'adaptent donc aux directions de l'écoulement ; et les maillages orthogonaux qui essaient de garantir l'orthogonalité entre les familles des courbes dans tous les points (fig.3.3). Dans le premier type, les familles de courbes résultantes seront parallèles aux frontières de la surface (peuvent donner lieu à des cellules très déformées), tandis que pour les seconds, il est nécessaire d'utiliser des algorithmes de lissage, qui de forme itérative réalisent cette condition d'orthogonalité très appréciée pour les lois de paroi.

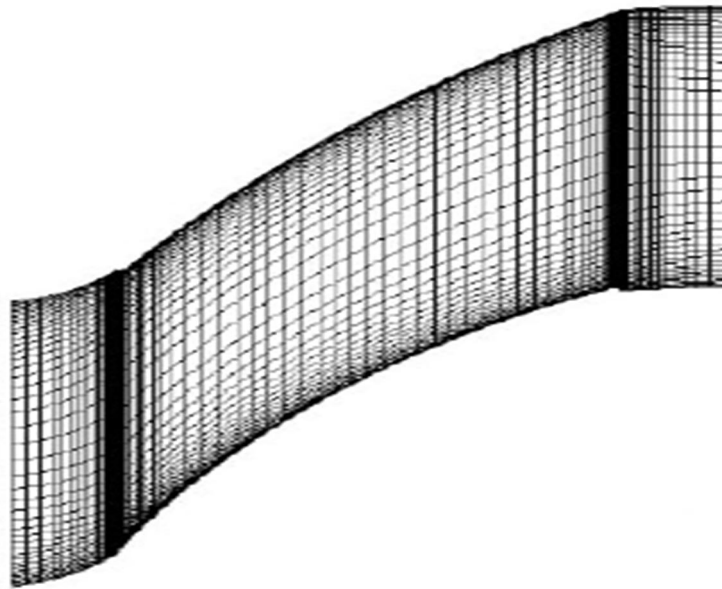


Fig.3.6 : Maillage structuré curviligne

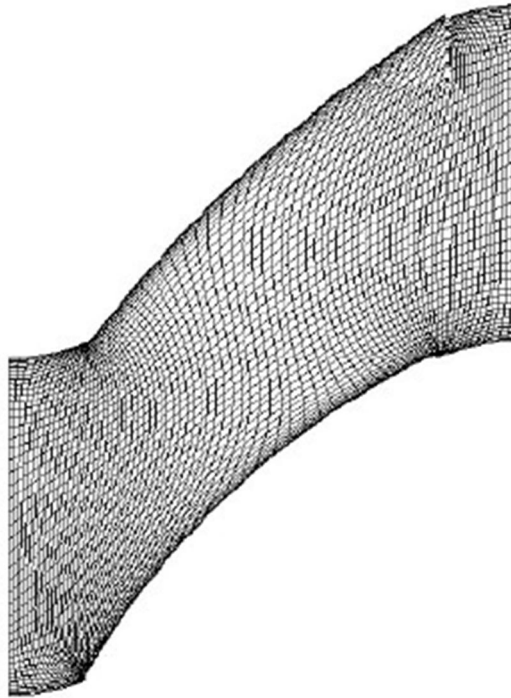


Fig3.7 : Maillage structuré orthogonal

III.5.2 Les maillages non structurés

Son grand avantage est la flexibilité de s'adapter aux limites du domaine de calcul, permettant de discrétiser des géométries très complexes. Il suffit souvent de spécifier un nombre de nœuds sur les contours, et avec un algorithme de calcul, généralement basé sur la technique de triangulation de Delauney, et toute la toile de cellules est générée. En revanche, la simplicité de la connectivité est perdue ce qui pour la mise en œuvre des schémas de discrétisation, entraîne des conséquences opposées à celles notées pour les maillages structurés.

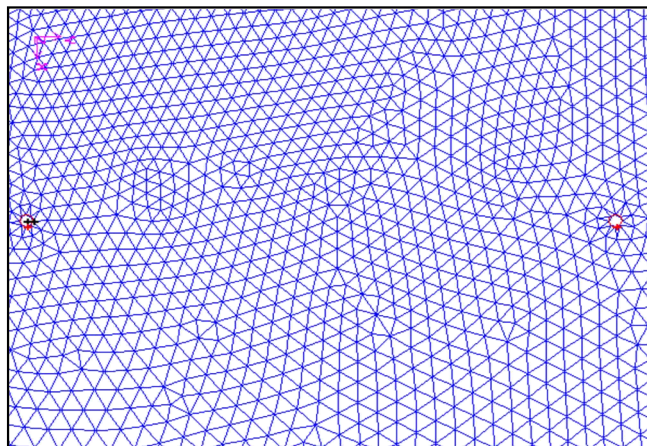


Fig.3.8 : Maillages non structurés autour de cylindres

L'avantage du maillage structuré vis-à-vis du non structuré est que sa morphologie est idéale pour l'extension à des domaines tridimensionnels. A densité de maillage (2D) égale, les maillages (3D) non structurés seront formés d'un nombre de cellules plus important que les maillages structurés. Les maillages non structurés permettent d'augmenter facilement la concentration des nœuds dans certaines zones critiques, tel que les points de stagnation ou de discontinuité, malheureusement ils captent de manière moins efficace les effets de la couche limite que ceux du type structurés. Une solution de compromis, assez efficace est d'employer des maillages hybrides ou multiblocs, qui sont capables de combiner à la fois les deux types de maillage.

Les recommandations de base que doit accomplir la discrétisation spatiale sont :

- Une résolution importante est nécessaire dans quelques zones de l'écoulement qui présentent des gradients importants, toutefois il est souhaitable que le passage d'une zone à forte concentration de cellules vers une région à faible densité soit progressif : c.à.d. que le coefficient de raffinement défini par le rapport des volumes des cellules voisines soit près de l'unité.
- Il est souhaitable de maintenir localement, les surfaces alignées avec la direction de l'écoulement, pour minimiser la diffusion numérique.
- On doit éviter les éléments singuliers, très déformés, c'est-à-dire que l'aspect géométrique du volume de contrôle (*edge ratio*) défini par le rapport de la valeur de l'arête maximale sur celle de l'arête minimale, soit maintenu proche de 1.

De même les angles doivent être proches de 60° pour un élément triangulaire, et proche de 90° pour un élément quadrilatéral.

- La taille globale de la grille de calcul doit être ajustée aux possibilités et puissance de calcul des équipements disponibles.

Chapitre -IV-
Résultats et discussions

Chapitre IV

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Les simulations numériques du phénomène de refroidissement d'une paroi dans un micro canal à l'aide d'un jet synthétique ont été menées en mode instationnaire utilisant une modélisation statistique RANS de la turbulence. Dans ces simulations les effets des paramètres physiques du jet synthétique et de la géométrie de l'actionneur ont été étudiés. Un code de calcul commercial a été utilisé dans ces investigations numériques.

IV.1 Code de calcul

Le code de simulation utilisé comporte deux logiciels. GAMBIT (générateur de géométrie et de maillage) et FLUENT (solveur et post traitement). La simulation a été accomplie sur un Pc Quad Core de 2.67 GHz équipé de 3 Go de RAM.

- **GAMBIT :**

GAMBIT est un préprocesseur 2D/3D qui permet à l'utilisateur de réaliser ou d'importer une géométrie, de générer des maillages plus ou moins complexes selon la géométrie adoptée. Le préprocesseur permet aussi de définir les conditions aux limites appropriées aux frontières du domaine de calcul.

- **Présentation du logiciel Fluent :**

Fluent est un logiciel de modélisation en mécanique des fluides et thermique qui permet la prédiction des écoulements fluides par résolution des équations de bilan en se basant sur la méthode des volumes finis. L'un des intérêts de ce logiciel de simulation généraliste, est qu'il dispose d'un nombre relativement important de modèles, pouvant faire face à divers aspects de la mécanique des fluides : écoulements diphasiques (miscible, non miscible, cavitation, solidification), turbulence (RANS, LES...), combustion (pré-mélangé et non pré-mélangé), transport de particules, écoulements en milieux poreux, maillages mobiles et dynamiques avec reconstruction du maillage, entre autres. Les schémas numériques temporels et spatiaux peuvent être modifiés pour améliorer la convergence. Fluent est parallélisé et permet de tirer parti de systèmes multiprocesseurs aussi bien au sein d'une seule machine qu'en réseau (cluster, dual core, plateforme multi-CPU). Il présente entre autres les caractéristiques suivantes :

- Divers modèles de turbulence sont proposés :

- Le modèle de Spallart-Allmaras

- k- ϵ avec trois variantes (standard, RNG, Réalisable)
- k- ω standard et SST
- modèle aux tensions de Reynolds (RSM)
- simulation des grandes échelles
- modèle DES

- L'interpolation de la pression peut se faire suivant l'une des trois options :

- interpolation linéaire
- Interpolation au second ordre
- Schéma Presto

-Trois algorithmes de couplage pression-vitesse sont disponibles :

- SIMPLE
- SIMPLEC
- PISO

-Les termes de convection peuvent être discrétisés suivant l'un des schémas suivants :

- Schéma de différence centré (CDS)
- Schema UPWIND 1er et 2er ordre
- Power Law
- QUICK

IV.2 Domaine de calcul et conditions aux limites

IV.2.1 Géométrie

La géométrie que nous avons adoptée pour modéliser l'Actionneur Jet Synthétique ainsi que le canal est basée sur celle de l'expérience de T. Chandratilleke et al. Nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que dans cette expérience pour arriver à un modèle complet et capable de représenter correctement les phénomènes. Le modèle 2D se compose de trois parties, la cavité, l'orifice et le micro-canal (fig4.1). Le Tableau (4.1) présente les dimensions du modèle utilisé.

Comme illustré par Utturkar [24], sous un large étendu de conditions, l'apparition des jets synthétiques est gouvernée par les nombres adimensionnels du jet Re et S (Respectivement le Nombre de Reynolds et de Stokes). Et se présente sous la condition paramétrique de $Re/S^2 > K$, où la constante $K \approx 1$ pour les jets bidimensionnels et 0.16 pour les jets axisymétriques. Afin de respecter ce critère, les dimensions suivantes ont été utilisées pour cette analyse : la largeur de l'orifice $d_0 = 50\mu m$, la longueur de

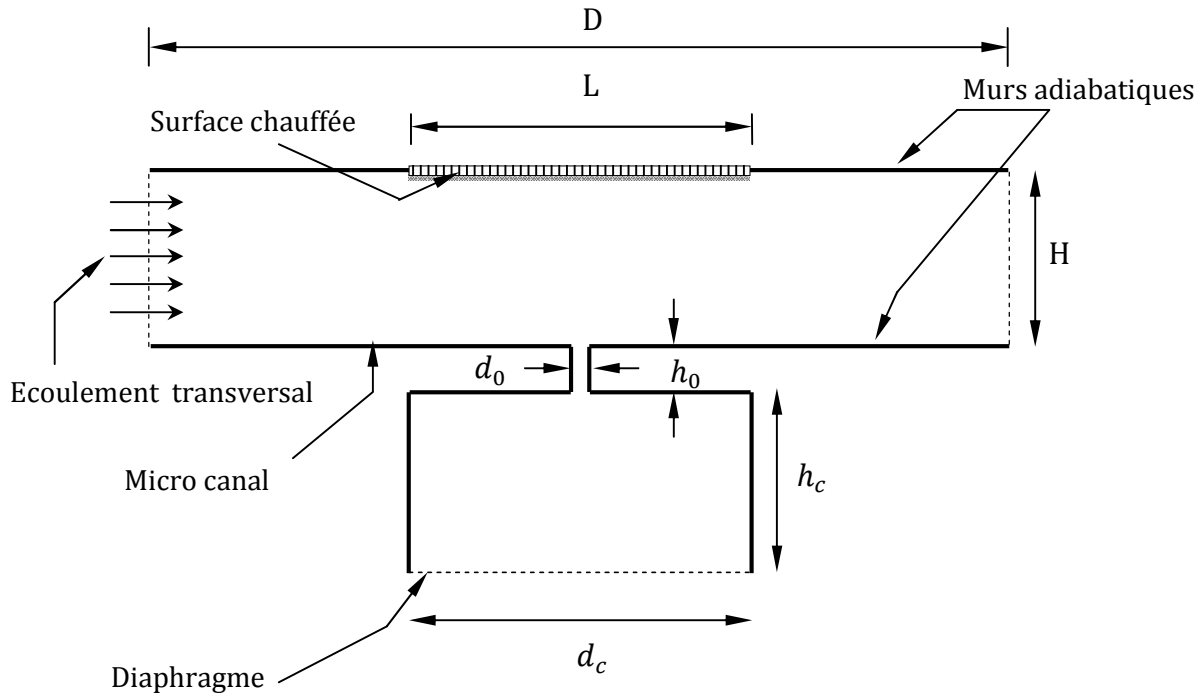


Fig.4.1 : Schéma de principe d'un jet synthétique monté sur un micro canal.

l'orifice $h_0 = 50\mu m$, l'épaisseur du canal $H = 500\mu m$, la longueur du canal $D = 2250\mu m$, la longueur de la surface chauffée $L = 750\mu m$, la largeur de la cavité $d_c = 750\mu m$ et sa longueur $h_c = 500\mu m$.

Tableau 4.1 : Caractéristiques géométriques du modèle

| Zone | Orifice | Cavité | Micro-canal |
|-------------|----------------|------------------|-------------------|
| (μm) | 50×50 | 500×750 | 500×2250 |

IV.2.2 Maillage

Nous avons utilisé un maillage structuré (cellules quadratiques) avec une densité variable selon la zone (Pour la capture des détails compliqués concernant la formation et la séparation du jet, la densité du maillage aux alentours de l'orifice a été raffinée à 14 cellules dans la direction axiale et 20 dans la direction transversale). Le modèle comporte 42780 éléments (mailles). Le Tableau 2 présente les caractéristiques du maillage

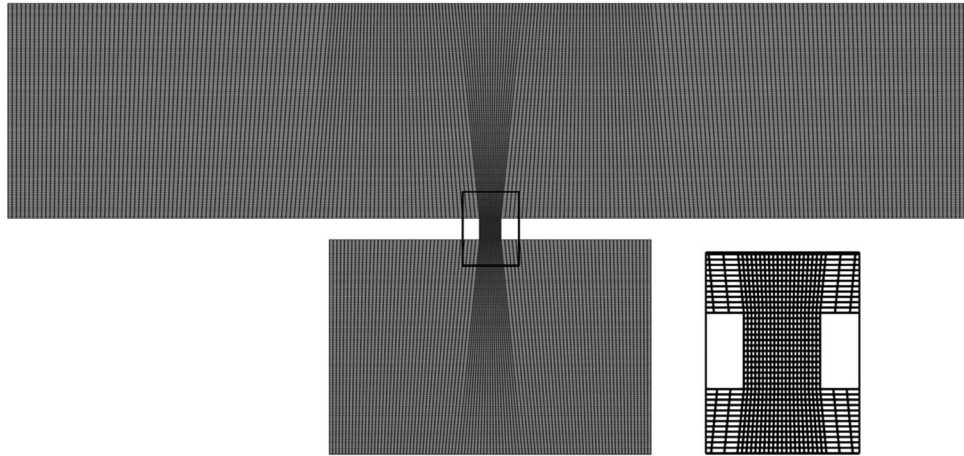


Fig.4.2 : Maillage globale et un agrandissement près de l’orifice.

Tableau 4.2 : Caractéristiques du maillage

| Zone | Orifice | Cavité | Micro-canal | Total |
|--------------------|---------|-----------|-------------|-------|
| Nombre de cellules | 14 × 20 | 100 × 125 | 100 × 300 | 42780 |

IV.2.3 Conditions aux limites

Une fois que la géométrie et le maillage du domaine physique étudié sont définis, nous spécifierons les zones géométriques sur lesquelles nous allons appliquer les conditions aux limites, des conditions adiabatiques sont appliquées sur tous les parois du micro-canal, les parois formant la cavité et le diaphragme. La surface chauffée est maintenue à une température de 360 K. L’écoulement à l’entrée gauche du micro-canal est supposé constant, tandis que la sortie à droite est défini comme pressure outlet. Il est supposé que le fluide ambiant « l’air » est incompressible d’une température de 300 K avec des propriétés thermodynamiques constantes et celles des conditions atmosphériques standards. Voir figure 4.3.

Tableau 4.3 : Propriétés thermodynamiques du fluide

| Propriété | Hypothèses | Valeur | Unité |
|-------------------------------------|-------------------------|------------|-------------------|
| La masse volumique ρ | Gaz parfait (ideal gaz) | 1.1614 | kg/m ³ |
| capacité thermique spécifique C_p | Constante | 1007 | J/kg. K |
| Viscosité dynamique μ | Constante | 1.7894e-05 | kg/m. s |
| conductivité thermique K_f | Constante | 0.0263 | w/m. K |

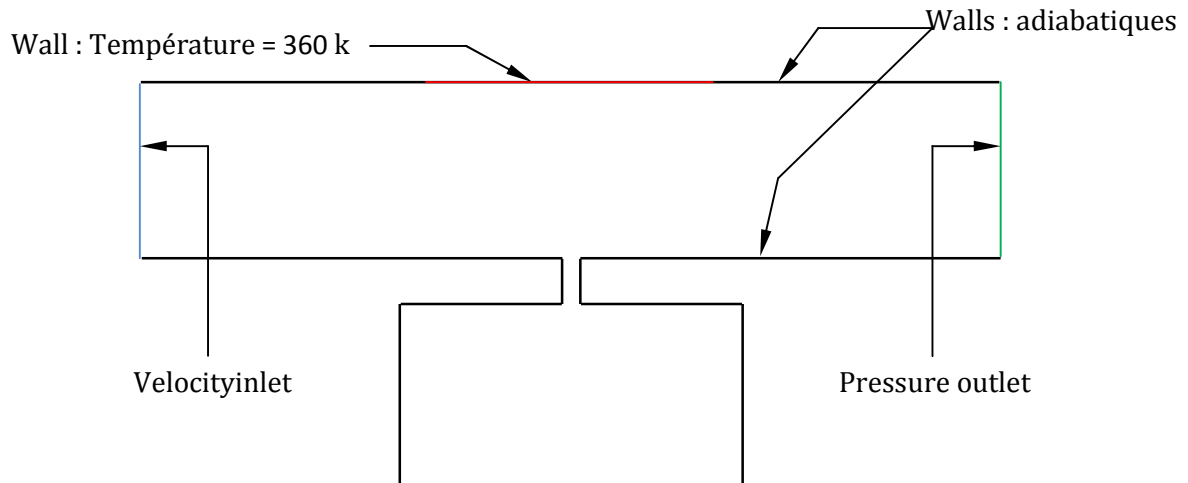
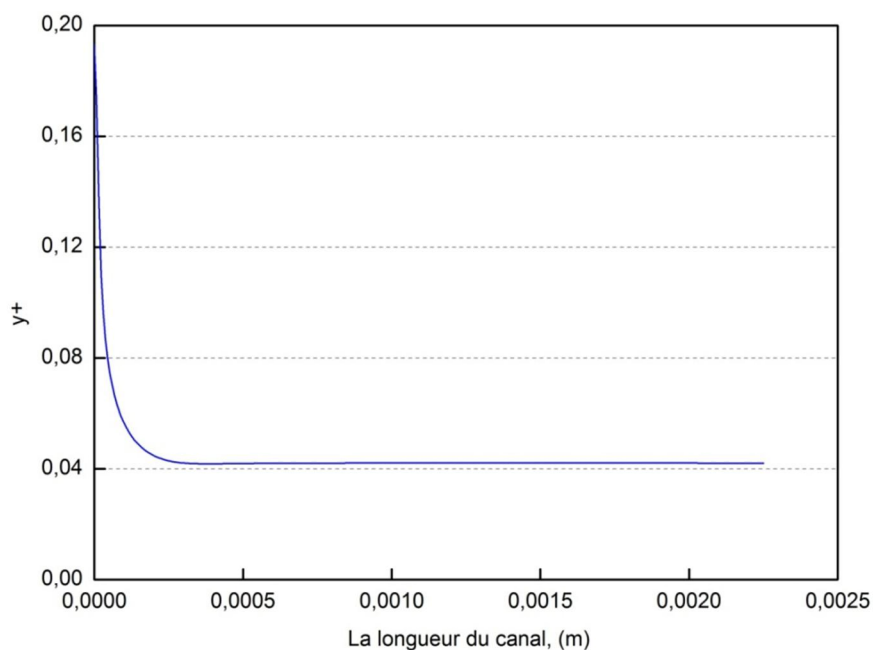


Fig.4.3 : Définition des conditions aux limites du domaine de résolution.

Surpassant des géométries réduites, les jets synthétiques tendent généralement à avoir un Reynolds réduit, cela a pour effet de rendre la turbulence négligeable. Toutefois, la nature oscillatoire du jet peut générer des perturbations localisées intenses. Afin de manipuler les larges variations de l'écoulement, le modèle de turbulence est invoqué pour reproduire des représentations exactes des régions proches des parois. Puisque l'échelle de longueur est petit dans cette simulation, une intensité de turbulence de 3 % est appliquée aux sorties. Les valeurs de y^+ et y^* au voisinage du mur avaient une valeur approximative de 0.05 (figure 4.4), cela confirme que la résolution du maillage en proche paroi est en sous couche laminaire.

Fig.4.4 : La variation des valeurs de y^+ le long du canal.



IV.3 Le model numérique

IV3.1 Les équations gouvernantes

Dans le travail présenté, le comportement thermique et dynamique du jet synthétique empiété sur une surface chauffée est modélisé en utilisant le logiciel CFD Fluent où la crédibilité pour de tels types d'analyses complexes a été très bien établie par plusieurs recherches numériques incluant (Wang (2006) and Fugal (2004)).

Les caractéristiques du transfert thermique pour un Reynolds réduit d'un jet turbulent opérant dans une région confinée en interaction avec un écoulement transversal ont été examinées.

Les équations gouvernantes applicables pour cette analyse sont les équations de Navier–Stokes, les équations de continuité et l'équation de l'énergie, l'air est assumé incompressible et Newtonien, les équations sont les suivantes :

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.1)$$

Les équations du mouvement s'expriment par :

$$\text{suivant l'axe } x: \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (4.2)$$

$$\text{suivant l'axe } y: \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (4.3)$$

Et l'équation de l'énergie et ces termes associés sont :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + P)) = \nabla \cdot \left(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \vec{v}) \right) + S_h \quad (4.4)$$

Où, l'énergie interne E est calculée à partir de :

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad (4.5)$$

L'enthalpie spécifique h est obtenue de :

$$h = \sum_j y_j h_j \quad (4.6)$$

Pour un gaz idéal, E et h s'expriment par :

$$E = C_v(T - T_{ref}) \quad (4.7)$$

Et

$$h_j = C_{pj}(T - T_{ref}) \quad (4.8)$$

IV.3.2 Conditions initiales et méthodologie de résolution

Le mouvement oscillatoire de la membrane est modélisé par un mouvement similaire au celui d'un piston en utilisant la fonction du maillage dynamique de FLUENT, une fonction définie par l'utilisateur (UDF) écrite en langage C et incorporée à la technique du dynamic-layering [20] a été formulée et combinée avec le solveur du FLUENT afin de décrire le mouvement périodique du diaphragme.

La position initiale du diaphragme quand ($t = 0$) est prise au fond de la cavité.

La fonction de déplacement du diaphragme est exprimée comme suit :

$$y = \frac{A}{2} [1 + \sin(\omega t - \varphi)] \quad (4.9)$$

Où y est la position du diaphragme ($y = 0$ correspond au volume maximal de la cavité et $y = A$ correspond au volume minimal de la cavité), A est l'amplitude du diaphragme, ω est la vitesse angulaire ($\omega = 2\pi f$), f est la fréquence de l'actionnement, $\varphi = \pi/2$ est le déphasage angulaire qui permet à la membrane de démarrer son mouvement à partir du fond de la cavité, Pour une fréquence de 10KHZ et une amplitude de 25 μm , les figures

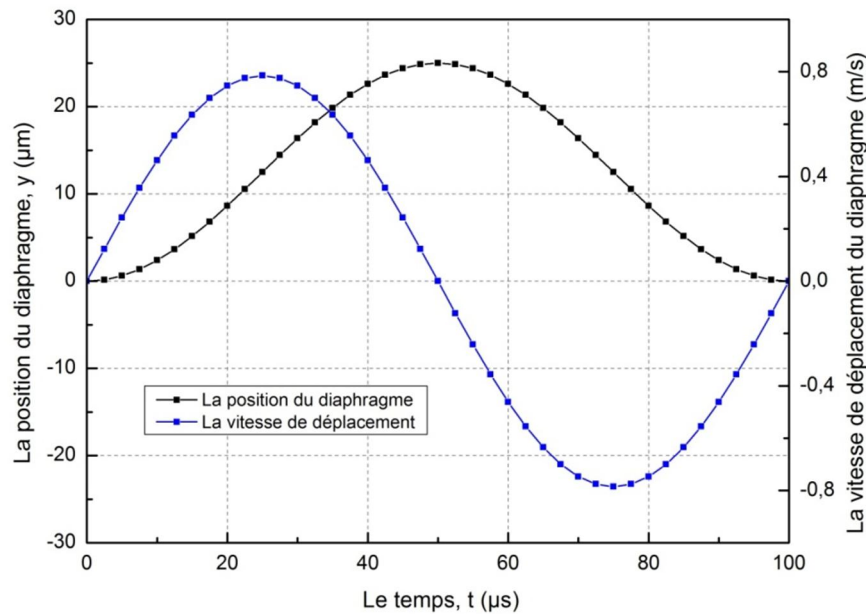


Fig.4.5: Le déplacement du diaphragme et la vitesse durant un cycle complet ($f = 10 \text{ KHz}$ et $A = 25\mu\text{m}$).

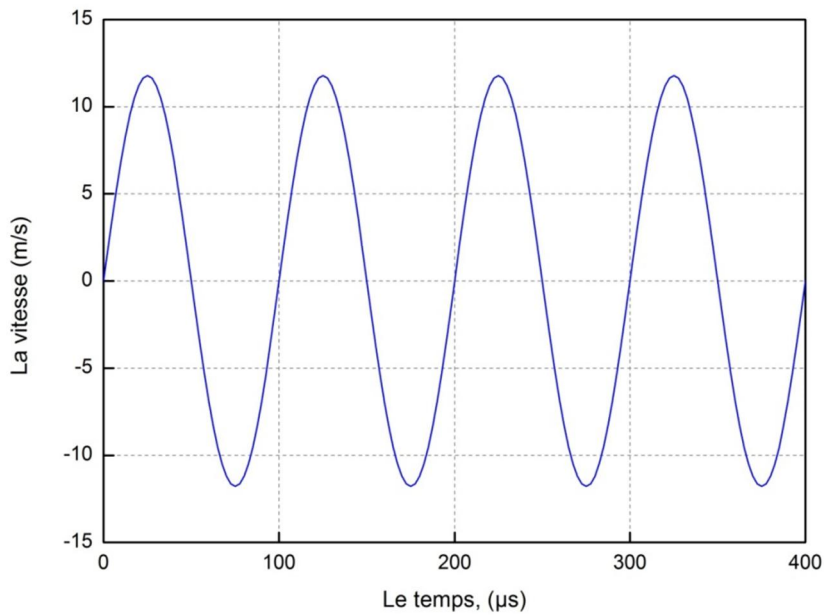


Fig.4.6 : la vitesse de décharge à la sortie de l’orifice durant 4 cycles (**f = 10 KHz** et **A = 25μm**).

4.5 et 4.6 illustrent respectivement la position, la vitesse de déplacement pour un cycle et la vitesse de décharge à la sortie de l’orifice durant 4 cycles.

La figure 4.6 montre la variation de la vitesse moyenne basée sur le débit massique au niveau de la sortie de l’orifice en fonction du temps durant quatre cycles consécutifs, il est évident à partir de la figure que les magnitudes de la vitesse sont égales durant le mouvement descendant et ascendant de la membrane. Ceci affirme clairement la condition du débit massique nul à travers le plan de décharge de l’orifice.

IV.4 Méthode numérique

Une méthode de résolution séparée avec la formulation implicite de solveur dans FLUENT a été employée comme algorithme numérique tandis que les arrangements de discrétisation du second ordre étaient utilisés pour la densité, vitesse, pression, énergie cinétique, taux de dissipation spécifique et l'énergie. La pression implicite avec la division de l'arrangement des opérateurs (PISO) a été employée pour l'accouplement de pression-vitesse.

Le nombre de Reynolds du jet Re_{u_0} est calculé on se basant sur la vitesse caractéristique du jet U_0 qui est définie par Smith & Glezer par :

$$U_0 = fL_0 = f \int_0^{T/2} u_0(t) dt$$

Avec ces conditions imposées, les équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires dans le domaine choisi sont résolues avec l'équation d'énergie pour une gamme de conditions de fonctionnement qui sont données dans le tableau 4.4.

Tableau 4.4 : Gamme paramétrique pour la simulation numérique

| Paramètre | Valeurs |
|---|--------------------|
| Vitesse à l'entrée du micro canal V_i (m/s) | 0.0, 0.5, 1.0, 2.0 |
| La fréquence d'oscillation du diaphragme, f (KHz) | 10 |
| L'amplitude du diaphragme, A (μm) | 0, 25, 50, 75, 100 |
| Distance entre orifice et surface chauffée, H/d_0 | 10 |

IV.5 Convergence

Avant de commencer les simulations numériques avec le logiciel Fluent, il faut fournir une solution initiale à partir de laquelle le logiciel commence le calcul. Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une solution stable et une convergence accélérée. L'initialisation du calcul peut être effectuée à partir de l'entrée, de la sortie ou à partir du domaine entier. Dans notre cas, nous avons choisi d'initialiser le calcul à partir de l'entrée du canal car la vitesse est connue.

A chaque pas de temps du cycle, les itérations internes continuaient jusqu'à ce que les résidus de masse, quantité de mouvement et les paramètres de turbulence (k et ω) étaient réduits au-dessous de 10^{-3} et 10^{-6} pour le résidu de l'énergie, ces valeurs-là constituent les critères de convergence de la simulation numérique et notons que chaque cycle est discrétisé en 800 pas de temps où 20 sous itérations ont été accomplies pour chaque pas.

Les simulations numériques instationnaires ont convergé vers une solution périodique à partir de la 18ème période afin d'analyser de façon certaine le fonctionnement stable de l'actionneur.

Afin d'accroître la précision, le solveur 2-D double précision est utilisé pour résoudre les équations de la chaleur et l'écoulement du fluide.

IV.6 La validation du model

La validation du code dans la présente étude a été effectuée en développant un modèle numérique pour le jet synthétique à l'échelle microscopique afin de comparer les résultats avec le travail publié (Heat transfer enhancement in microchannels with cross-flow synthetic jets) présenté par T.T. Chandratilleke*, D. Jagannatha, R. Narayanaswamy.

Les remarques établis dans cet article indiquent que les modèles de turbulence sélectionnés affectent sensiblement les résultats et que le modèle du Shear-Stress-Transport (SST) k et ω est le mieux adapté parmi les modèles URANS.

La géométrie, les dimensions et les conditions aux limites ainsi que la fonction de déplacement du diaphragme et ses paramètres temporels ont été fournies dans l'article cité auparavant, on note seulement que les deux codes UDF écrits en langage C sont formulés séparément et les résultats acquis à travers la simulation du jet continu et du diaphragme flexible sont présentés à titre de comparaison.

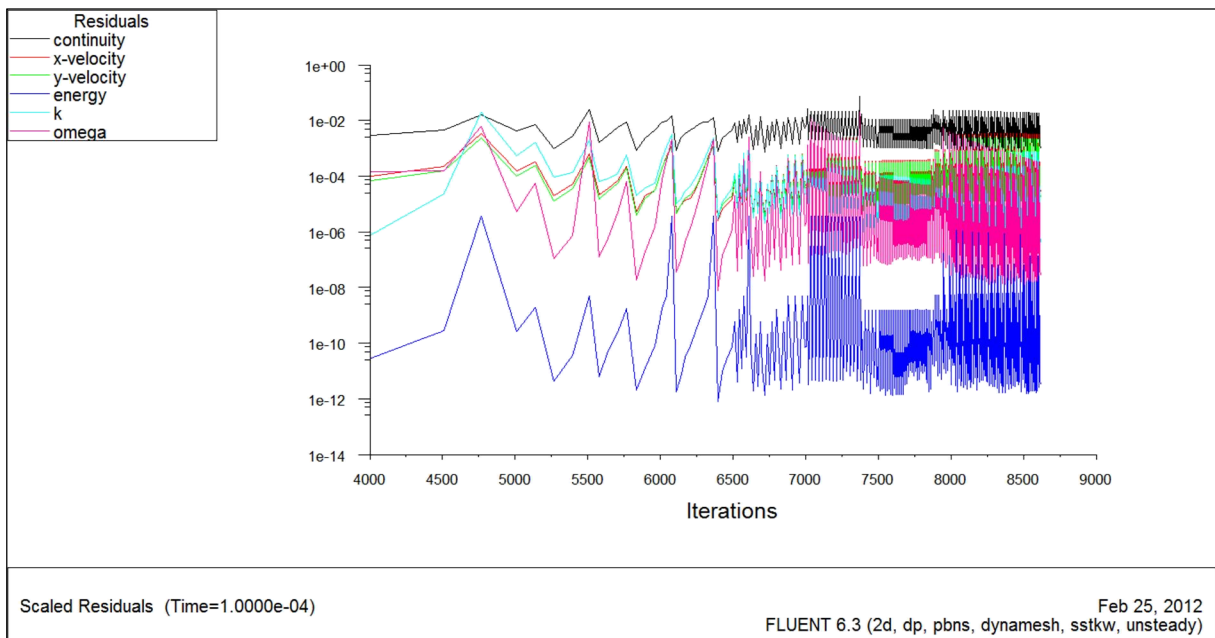


Fig. 4.7 : Historique de convergence de la simulation numérique.

La distribution du Nusselt local sur la surface chauffée est comparée avec les résultats présentés par T.T. Chandratilleke, D. Jagannatha, R. Narayanaswamy (voir les figures 4.8 et 4.9), on remarque clairement que les résultats de l'actuelle la simulation sont en bonne concordance avec ceux présentés dans la publication citée auparavant.

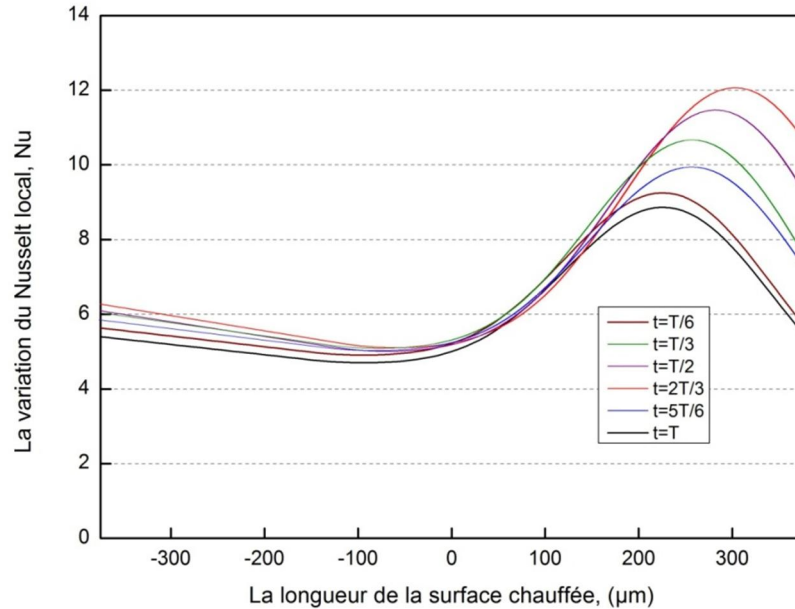


Fig. 4.8 : La distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pour $f = 10$ KHz, $V_i = 1$ m/s et $A = 25\mu\text{m}$ durant un cycle complet.

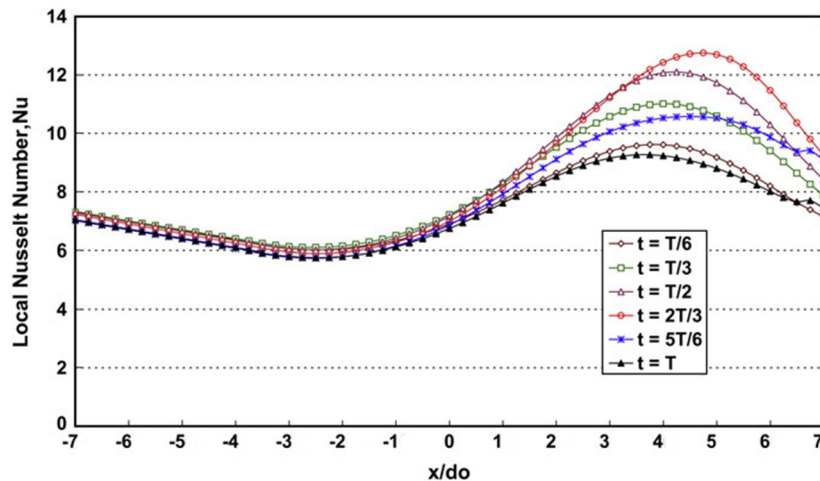


Fig. 4.9 : La variation du Nusselt local pour $f = 10$ KHz, $V_i = 1$ m/s et $A = 25\mu\text{m}$ durant un cycle complet (Heat transfer enhancement in microchannels with cross-flow synthetic jets, T.T. Chandratilleke, D. Jagannatha, R. Narayanaswamy).

IV.7 Caractéristiques thermiques du micro canal sans jet

Afin d’obtenir une base pour la comparaison et la détermination du degré de l’amélioration de l’échange de chaleur, le jet synthétique a été enlevé et les mesures du transfert thermique sont calculées à partir de l’écoulement du micro canal seulement, en retenant les mêmes paramètres géométriques et les conditions aux limites précédentes, c’est le cas d’une convection forcée dans un canal (figure 4.10)

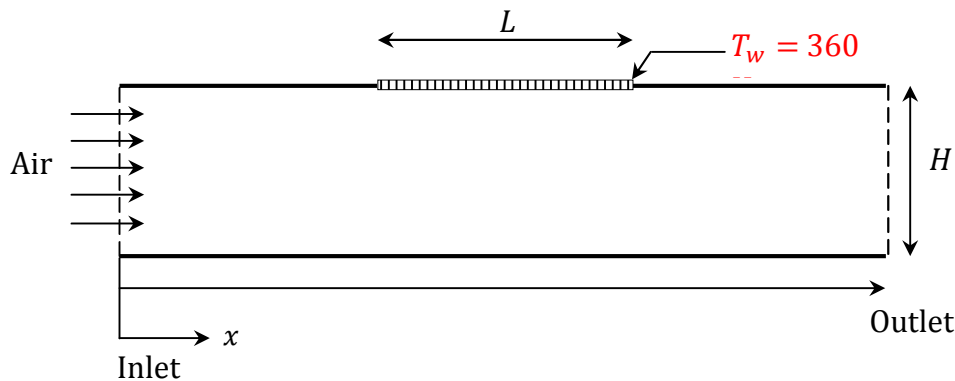


Fig.4.10 : Schéma du micro canal sans jet synthétique et ses conditions aux limites.

Les vitesses d’écoulement sont respectivement: $V_{in} = 0.5, 1$ et 2 (m/s).

Afin de valider cette étude, on utilise la même longueur caractéristique utilisée pour la comparaison des valeurs locales et moyennes du nombre de Nusselt :

$$L_{char} = L = 750 \mu\text{m}$$

La valeur du nombre de Reynolds pour $V_{in} = 2$ m/s est :

$$Re_H = \frac{\rho \cdot V_{in} \cdot H}{\mu} = \frac{1.1614 \text{Kg/m}^3 \times 2 \text{m/s} \times 750 \times 10^{-6} \text{m}}{1.7894 \times 10^{-5}} = 97.35 < 2300$$

Donc l’écoulement est en régime laminaire.

- La loi de Newton :

$$q'' = h(T_s - T_\infty)$$

Où q'' , le flux de chaleur convectif (w/m^2), est proportionnel à la différence de température entre la paroi et le fluide T_s et T_∞ respectivement. Cette expression est connue sous le nom de la loi de Newton, et le paramètre $h(\text{w/m}^2 \cdot \text{K})$ est le coefficient de transfert de chaleur par convection. Ce coefficient dépend des conditions de la couche

limite qui sont influencés par la géométrie, la nature de l'écoulement et les propriétés thermo-physiques du fluide.

Le problème du transfert convectif consiste à déterminer la quantité de chaleur évacuée et la distribution de la température.

- La température moyenne :

Pour les écoulements internes, la température prise en compte est la température moyenne du fluide T_m ou T_{bulk} définie par :

$$T_{bulk} = \frac{\int \rho u c_p T dA_c}{m \cdot c_p}$$

La température moyenne du fluide T_{bulk} est la référence convenable qui joue le même rôle que la température T_∞ pour les écoulements externes. En conséquence, la loi de Newton s'exprime comme suite :

$$q'' = h(T_s - T_{bulk})$$

Il y'a une différence cruciale entre T_∞ et T_{bulk} , T_∞ est constante suivant la direction de l'écoulement tandis que T_{bulk} varie dans la même direction. dT_{bulk}/dx n'égale jamais zéro s'il y'a transfert de chaleur, la valeur de T_{bulk} augmente suivant x si le transfert est de la surface au fluide ($T_s > T_{bulk}$) et diminue si ($T_s < T_{bulk}$).

- Le nombre de Nusselt :

Le nombre de Nusselt (Nu) est un nombre adimensionnel utilisé dans les opérations de transfert thermique. Il représente le rapport entre le transfert thermique par convection et le transfert par conduction.

$$Nu = \frac{h L_{char}}{K_f}$$

h : Le coefficient de transfert thermique convectif

L_{char} : La longueur caractéristique

K_f : La conductivité thermique du fluide

La longueur caractéristique dépend de la géométrie en présence. Dans le cas d'un écoulement dans une conduite, on prendra le diamètre de la canalisation, ou le diamètre hydraulique si la conduite n'a pas une section circulaire. Dans le cas d'une plaque plane, on prendra la longueur de la plaque, ou l'abscisse à compter du bord d'attaque de la plaque. Comme tout nombre sans dimension, la valeur du nombre de Nusselt dépend fortement des grandeurs de référence que l'on choisit, et de la signification physique que l'on entend lui donner (locale ou globale par exemple). Il est notamment important de

savoir, lors de l'utilisation d'une corrélation, si le coefficient de convection h a été défini par rapport à une température de référence fixe, ou à une température de mélange locale.

- Le coefficient du transfert thermique :

Le flux de chaleur local peut être obtenue en appliquant la loi de Fourier à $y = 0$:

$$q''_s = -k_f \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Cette expression est appropriée, parce qu'à la surface, le fluide est statique et le transfert de l'énergie se fait par conduction. On combinant cette loi avec la loi de Newton, on obtient :

$$h = \frac{-k_f (\partial T / \partial y)_{y=0}}{T_w - T_\infty}$$

En conséquence, les conditions de la couche limite thermique, qui influencent le gradient de la température au niveau de la surface $(\partial T / \partial y)_{y=0}$ déterminent le taux du transfert thermique à travers la couche limite. Puisque δ_t augmente et les gradients de température diminuent suivant x . Donc $(\partial T / \partial y)_{y=0}$ diminuent suivant x ce qui a pour effet la diminution de q''_s et h le long de la surface chauffée.

IV.7.1 La variation du Nusselt local

La figure 4.11 représente la distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pour les différentes vitesses d'entrée, le comportement est similaire à celui de l'écoulement sur une plaque plane, les courbes commencent à ce décliner suivant x du fait du développement de la couche limite thermique δ_t .

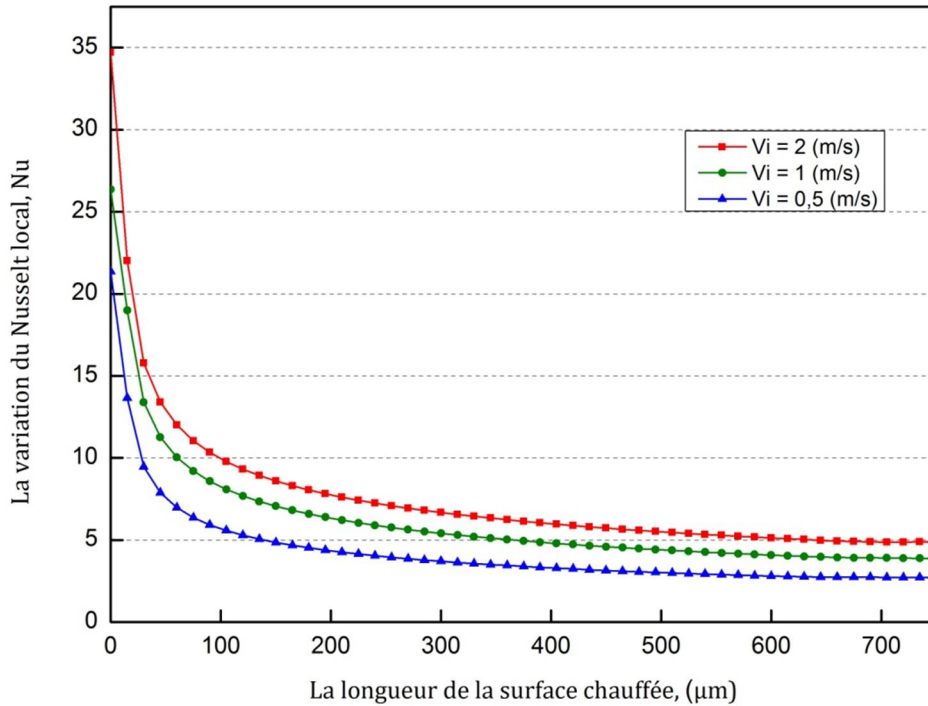


Figure.4.11 : La variation du Nusselt local au niveau de la surface chauffée pour les différentes vitesses V_i

IV.8 Jets synthétiques dans un fluide au repos

IV.8.1 Profils de vitesse

La figure 4.12 illustre les profils de la vitesse axiale à la sortie de l'orifice durant un cycle complet, pendant le mouvement ascendant du diaphragme ($0 < t < T/2$), la magnitude de la vitesse est importante au niveau de la région centrale de l'orifice. Pour la phase d'aspiration, la forme assume un profil avec une vitesse réduite qui s'étend régulièrement sur le plan de sortie et sans entrainement du fluide comme dans le premier cas.

Comme indiqué dans la figure 4.13, la vitesse transversale du jet est moins influente durant la période d'éjection mais par contre, durant $T/2 < t < T$, elle devient relativement importante. Ce comportement est essentiellement la base pour la formation du jet synthétique.

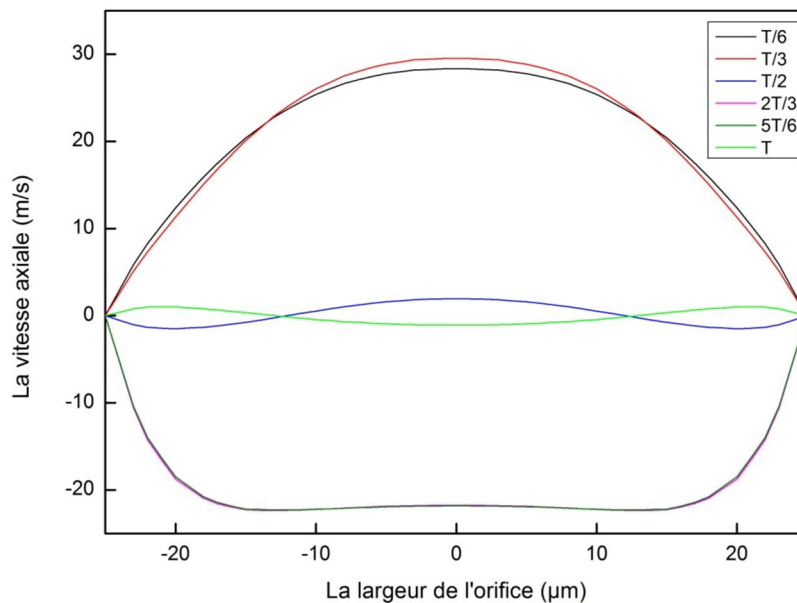


Fig. 4.12 : Profils instantanés de la vitesse axiale à la sortie de l'orifice pour différentes étapes durant un seul cycle.

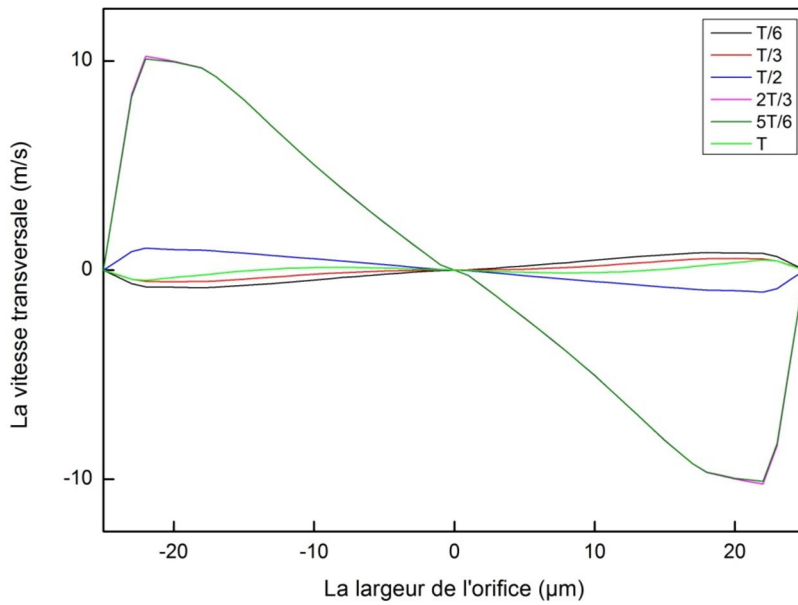
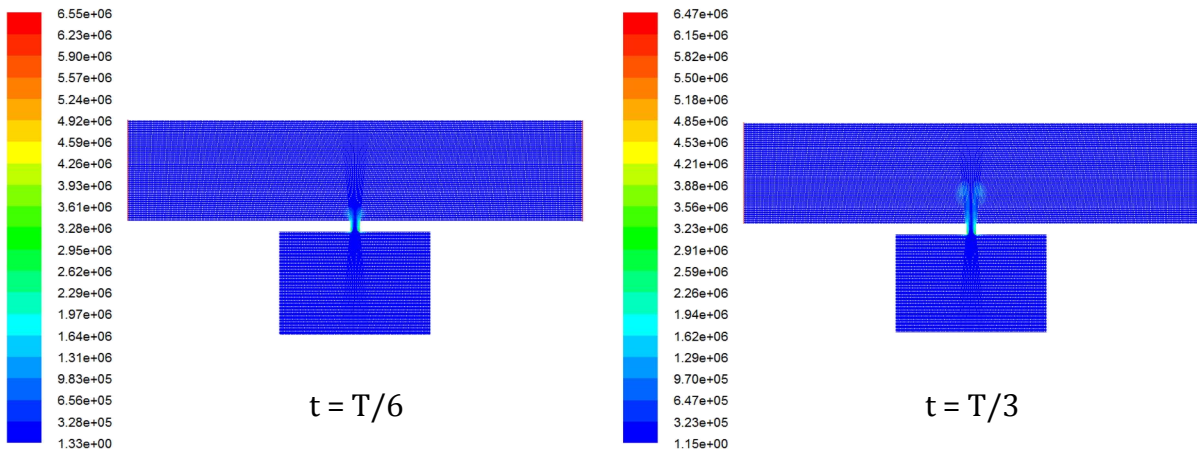


Fig. 4.13 : Profils instantanés de la vitesse transversale à la sortie de l'orifice pour différentes étapes durant un seul cycle.

IV.8.2 Contours de vorticité



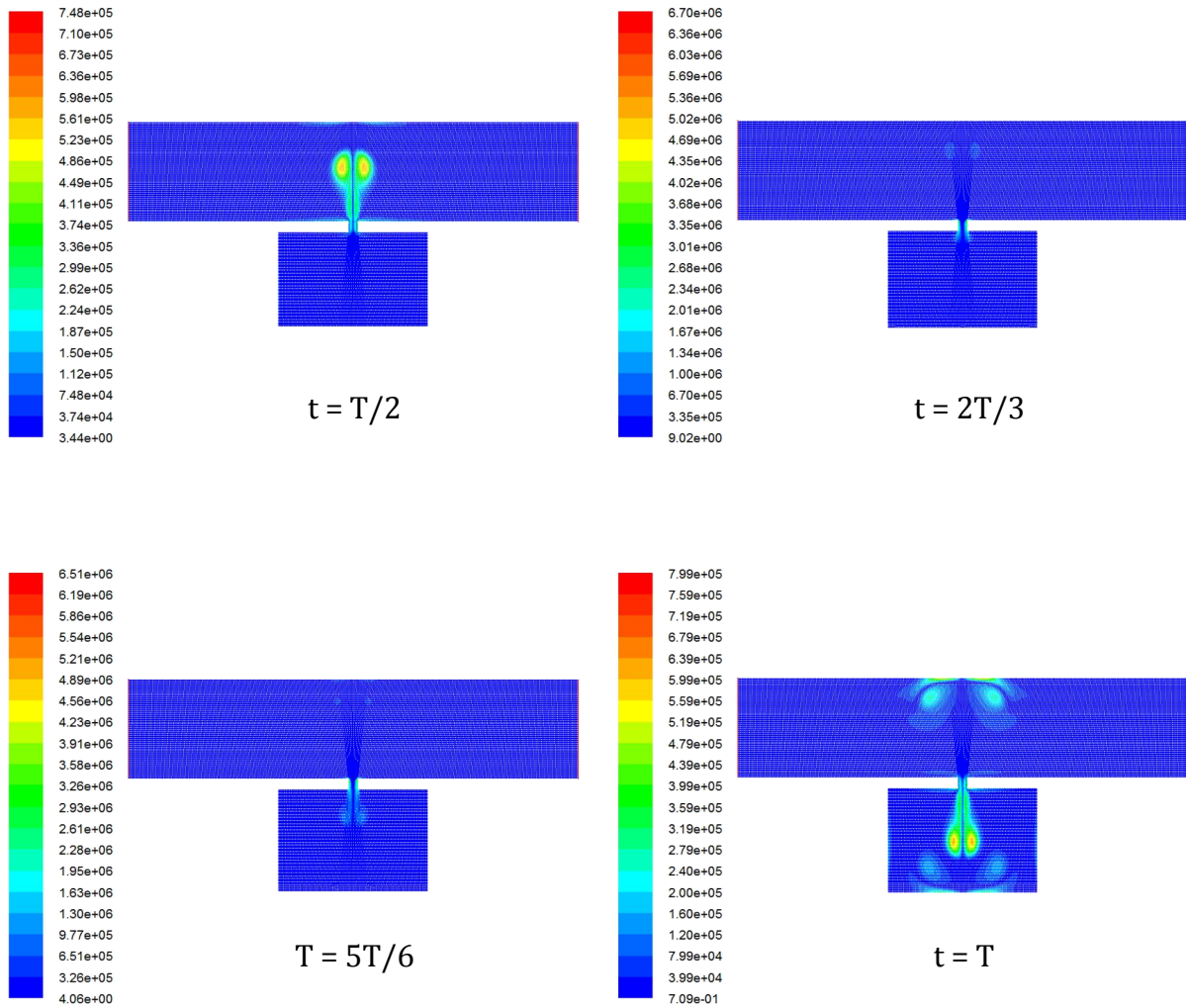


Fig. 4.14 : Contours instantanés de vorticité dans le domaine de résolution pendant un seul cycle.

Durant le mouvement ascendant du diaphragme, l'entraînement du fluide se produit à cause des effets visqueux qui vont ralentir l'écoulement au niveau des parois constituant l'orifice et permettant la séparation de l'écoulement qui conduit à la formation des vortex. Ce processus est soutenu par la quantité de mouvement considérable apportée par le déplacement du diaphragme. Par conséquent, la viscosité est peut influente et l'écoulement inversible n'aura pas lieu. Cependant, l'écoulement est confronté à des perturbations transversales importantes et crée la circulation du fluide ainsi une paire de vortex avec un sens de rotation inversé au niveau de la cavité. L'intensité des vortex dépend de l'amplitude et la fréquence sous les quels opère le diaphragme.

La formation des vortex est symétrique par rapport à la ligne centrale de l'orifice.

IV.8.3 Contours de température

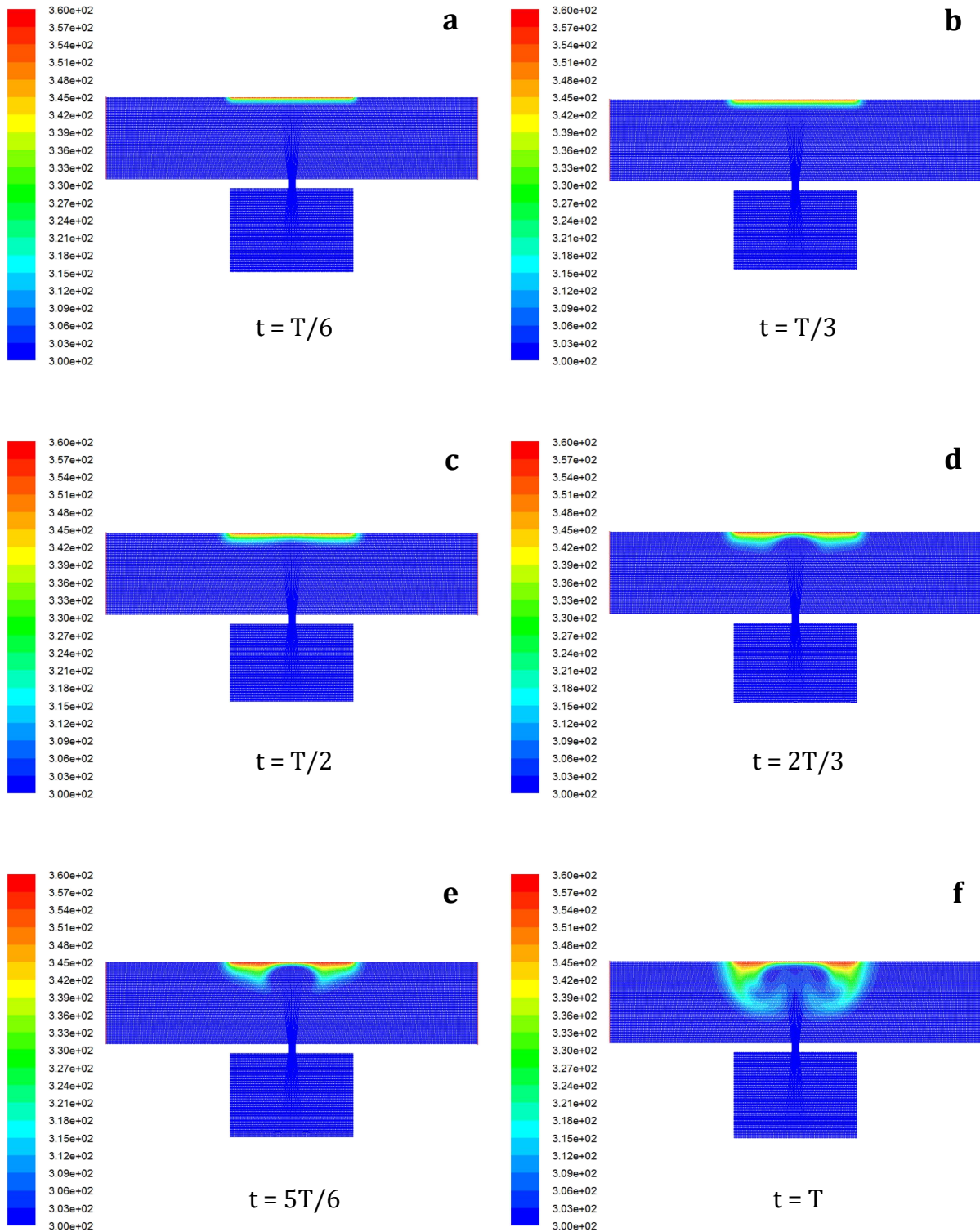


Fig.4.15 : Contours instantanés de la température dans le domaine de résolution pendant un seul cycle.

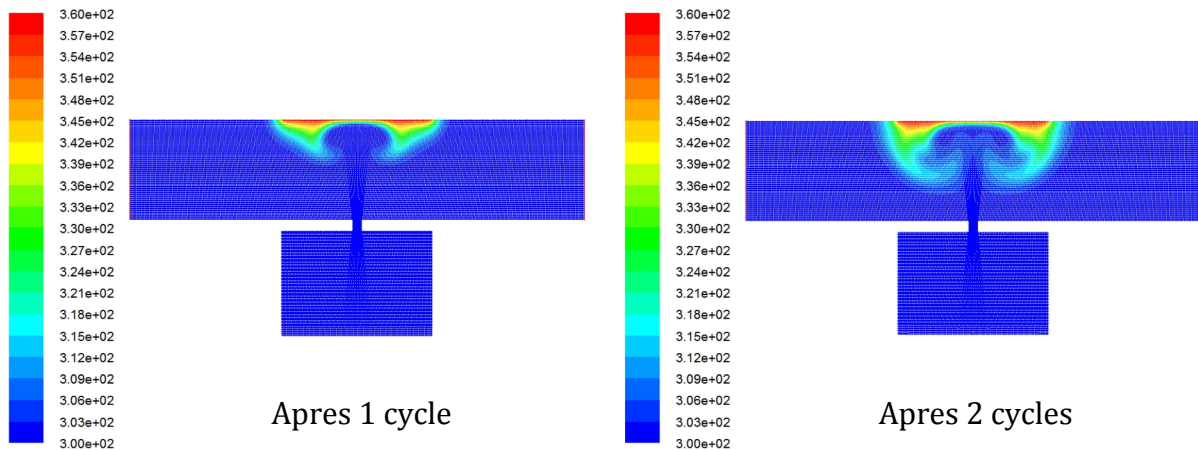
Les contours de température de l'air instantanés à l'intérieur du domaine de résolution pour $0 < t < T$ sont montrés dans les figures 4.15 de a) à f), les affichages montrent clairement l'élévation de la température au voisinage de la surface chauffée et sa migration vers la masse d'air ambiante.

IV.8.4 Caractéristiques thermiques

Le processus de génération des vortex du jet crée une structure d'écoulement très conductrice de la chaleur au niveau de la surface chauffée. Cela est affecté par deux mécanismes majeurs :

- Le développement de forts gradients de température à cause de la minceur périodique de la couche limite thermique du fait de l'interférence avec les tourbillons.
- Un mixage vigoureux entre les couches du fluide voisinant la source de chaleur et le reste du fluide ambiant, cela permet de transférer rapidement la chaleur du mur au fluide.

Les contours de la température dans les figures 4.16a)-f) montrent clairement ces deux mécanismes. On peut voir que, les régions à haute température sont essentiellement au voisinage de la source chaude donnant naissance à de forts gradients thermique, mais il faut quelques cycles pour que la température se disperse dans le fluide ambiant.



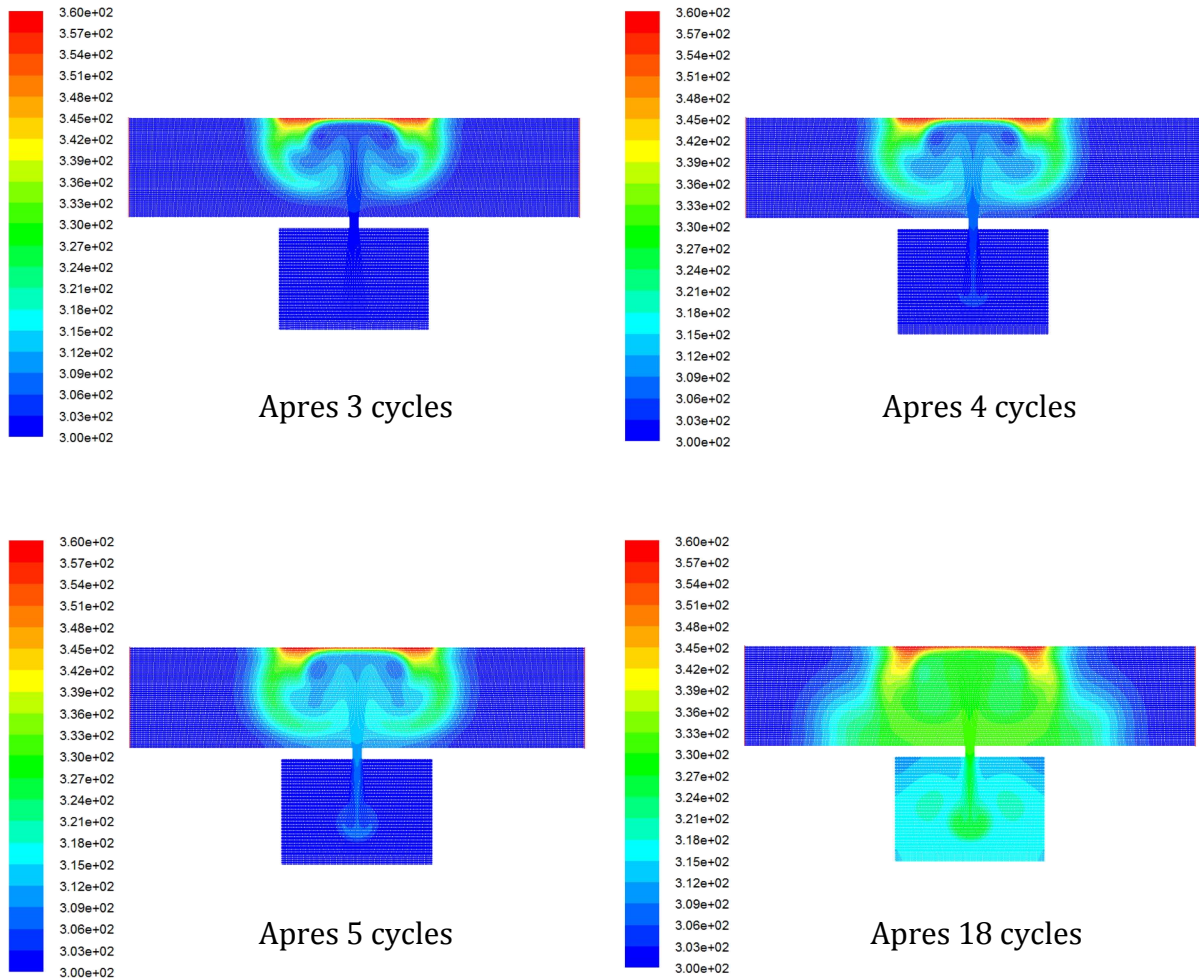


Fig.4.16 : Les contours de température dans le domaine de résolution après 1, 2, 3, 4, 5 et 18 cycles.

Pour le cas du fluide au repos $V_i = 0 \text{ m/s}$ au niveau du micro canal, la figure 4.17 nous montre la distribution des valeurs locales du nombre de Nusselt le long de la surface chauffée durant un cycle complet et pour différents time steps. La figure indique qu'initialement, le nombre de Nusselt est toujours très inférieur durant la phase d'éjection $0 < t < T/2$. Durant cette période, les tourbillons produits par le jet synthétique n'arrivent pas encore à atteindre le mur chaud. Le nombre de Nusselt augmente rapidement jusqu'à la valeur 20 pour $t = 2T/3$ quand les vortex commencent à interagir avec la couche limite, une déclinaison est ensuite enregistrée pour $t > 2T/3$ qui correspond à la phase d'aspiration.

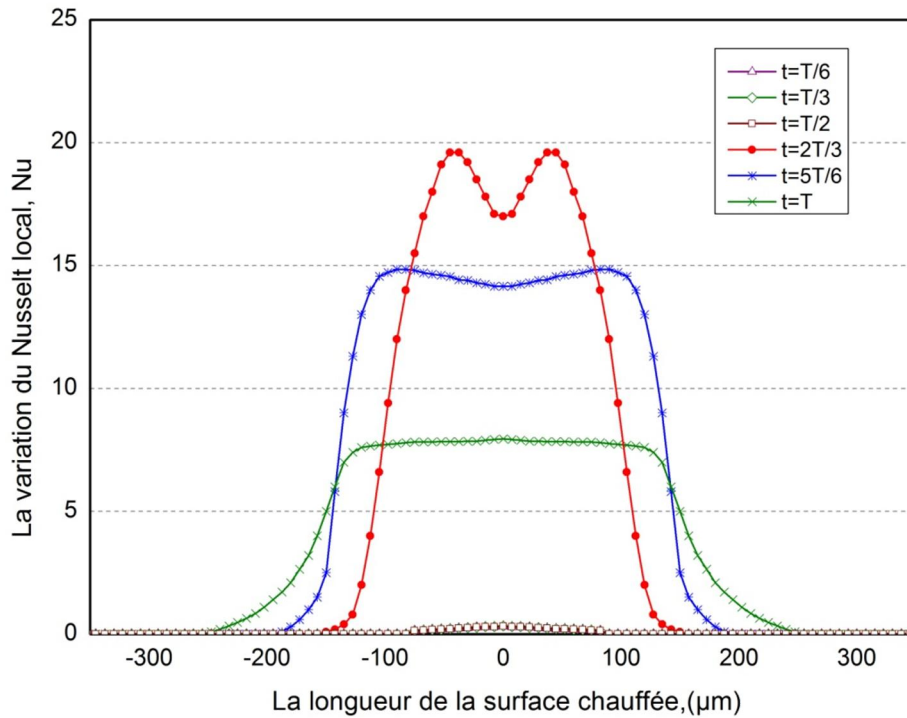


Fig. 4.17 : La distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pendant un cycle complet $f = 10 \text{ kHz}$, $A = 50 \text{ mm}$ et $V_i = 0 \text{ m/s}$.

IV.9 Comparaison avec le modèle du jet continu

La performance du jet synthétique est comparée à celle d'un modèle de jet continu équivalent. Pour cela, un modèle numérique séparé est formulé en utilisant le domaine de résolution illustré dans la figure 4.18, où la cavité et le diaphragme sont exclus et le reste de la géométrie est identique au modèle précédent. Les conditions aux limites sont conformes à l'analyse précédente. La vitesse de décharge du jet continu est calculée par correspondance du nombre de Reynolds du jet synthétique.

L'écoulement à l'entrée gauche du canal est supprimé et la condition à la limite est changée en Pressure Outlet, une vitesse uniforme est maintenue au niveau de l'orifice de largeur d_0 . Figure 4.18, les propriétés de l'air ainsi que celles des murs sont identiques.

La figure 4.19 illustre la distribution du Nusselt local basée sur la longueur du mur chauffé. Contrairement au jet synthétique, les valeurs du Nusselt local pour un jet continu sont caractérisées par une forme en cloche dans laquelle le Nusselt se décline d'une manière monotone à partir de sa valeur maximale au point de stagnation. Cette distribution est en conformité avec la valeur attendue pour un large rapport $H/d_0 = 10$

pour notre cas. Pour le jet continu, le taux du transfert thermique au niveau de la longueur chauffée est inférieur d'environ 27% à celui du jet synthétique par correspondance du nombre de Reynolds caractérisant l'intensité du jet.

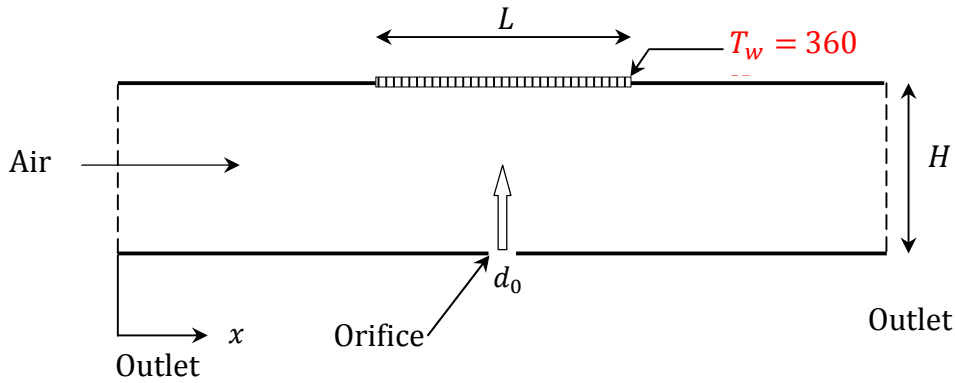


Fig.4.18 : Schéma de la configuration du jet continu utilisée pour la comparaison.

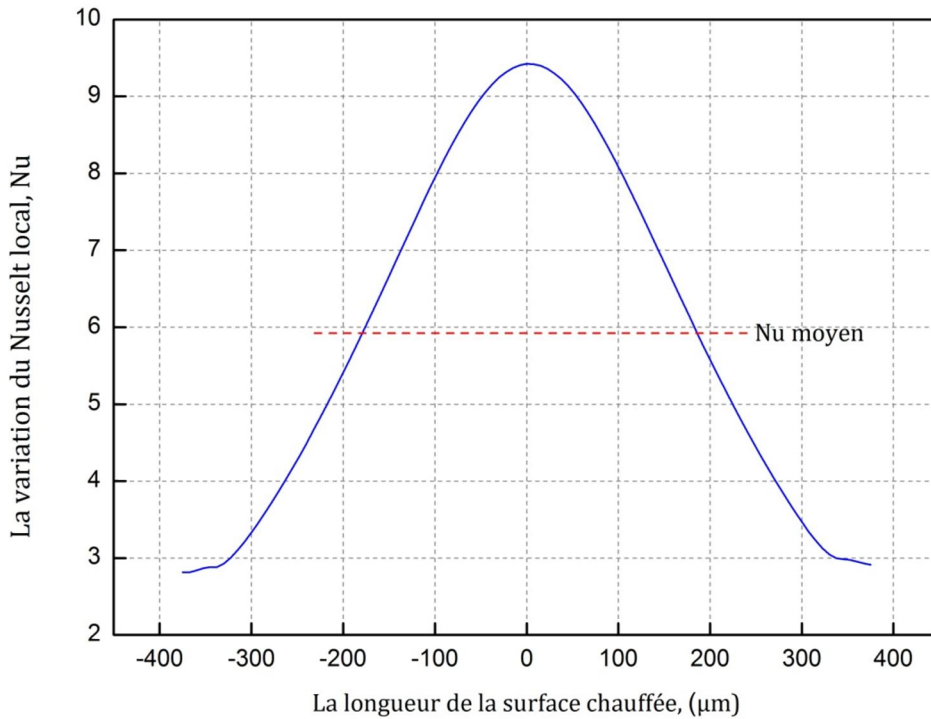


Fig.4.19 : La variation du Nusselt local au niveau de la surface chauffée.

IV.10 Jet Synthétique en interaction avec un écoulement transversal

IV.10.1 Caractéristiques du champ d'écoulement

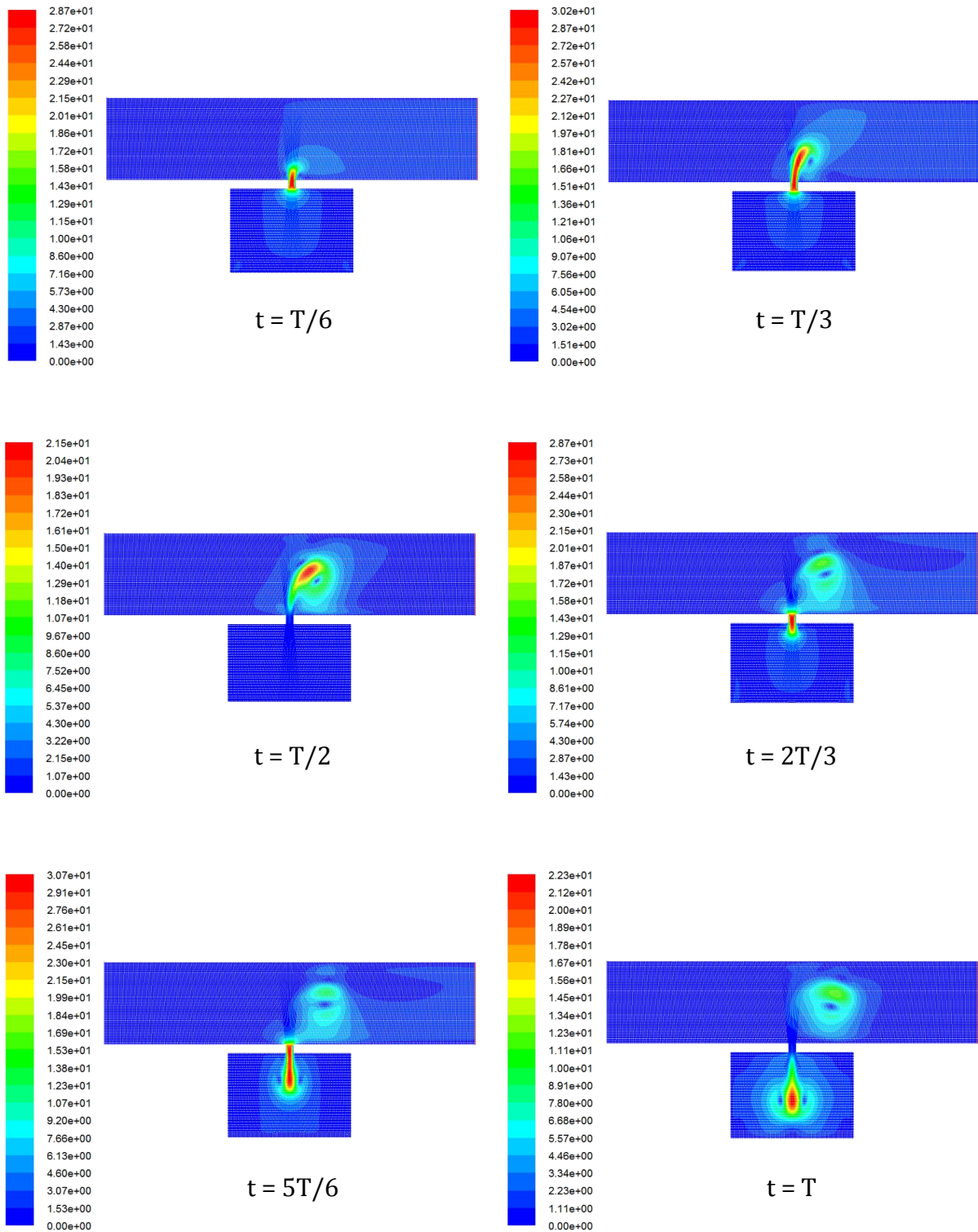


Fig. 4.20 (a-f): Contours de vitesse pour un seul cycle $V_i = 0.5\text{m/s}$, $A = 50\mu\text{m}$ et $f = 10\text{KHz}$

La figure 4.19 illustre l'évolution temporelle des contours de vitesse à l'intérieur du domaine de résolution pour les conditions d'oscillation suivante : l'amplitude de 50 μm , la vitesse de l'écoulement transversal 0.5 m/s et pour une fréquence de 10 KHZ.

La figure nous permet d'appréhender et de comprendre la nature de l'interaction entre l'écoulement transversale au niveau du micro canal et les tourbillons générés par le mouvement oscillatoire du diaphragme durant une seule période.

La formation des vortex du jet synthétique est bien visible durant la phase initiale de séquence, l'asymétrie du plan d'écoulement est due à la trainée transmise par l'écoulement transversal.

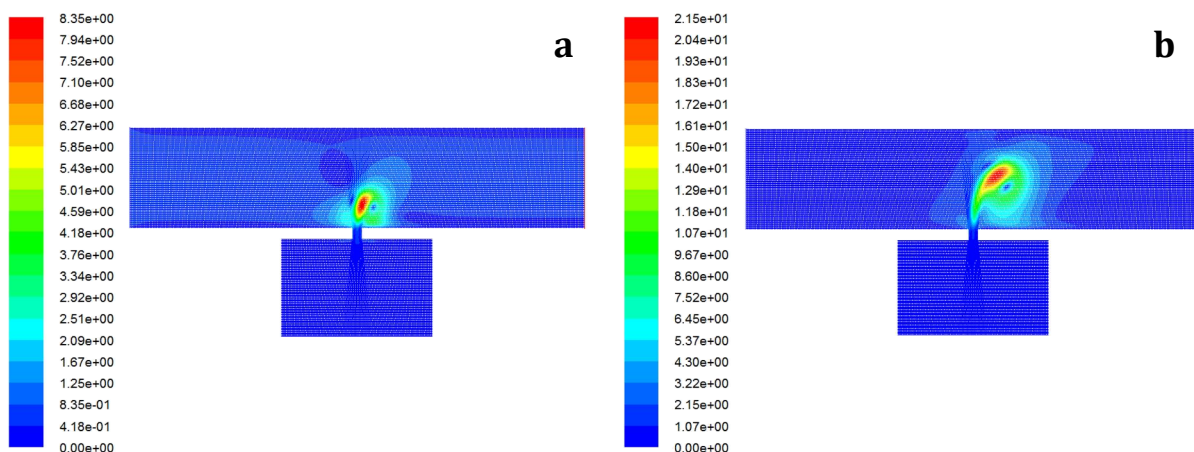
Pour $t > \frac{1}{2}T$, le diaphragme commence à descendre après avoir atteint son pic afin de compléter le cycle, durant cette phase finale, le mécanisme du jet attire le fluide vers la cavité. En ce moment, les vortex formés précédemment sont trainés en aval.

L'action périodique du jet synthétique interrompte l'écoulement du micro canal et empêche le développement des couches limites thermique et hydrodynamique au niveau de la surface chauffée. Ces interactions génèreront une forte augmentation des gradients de vitesse et de température le long de la surface chauffée aussi longtemps que l'effet du jet aura lieu. Donc ce mécanisme d'écoulement oscillatoire permet d'améliorer les caractéristiques thermiques du dispositif mis en place.

IV.10.2 Simulations paramétrées

Influence de la vitesse d'écoulement transversal et de l'amplitude du diaphragme

Divers intensités de trainée pour le jet synthétique et l'écoulement transversal déterminerons l'étendue de l'interférence et la perturbation de la couche limite au niveau de la surface chauffée, ceci est illustré dans les figures 4.21, 22, 23 pour des vitesses d'écoulement de 0.5, 1.0 et 2.0 m/s respectivement. Il est évident que l'augmentation de la vitesse aura pour conséquence que les vortex formés seront portés en aval, ceci entravera la capacité du jet à pénétrer la couche limite et ainsi d'atteindre la surface chauffée pour apporter des caractéristiques thermiques favorables.



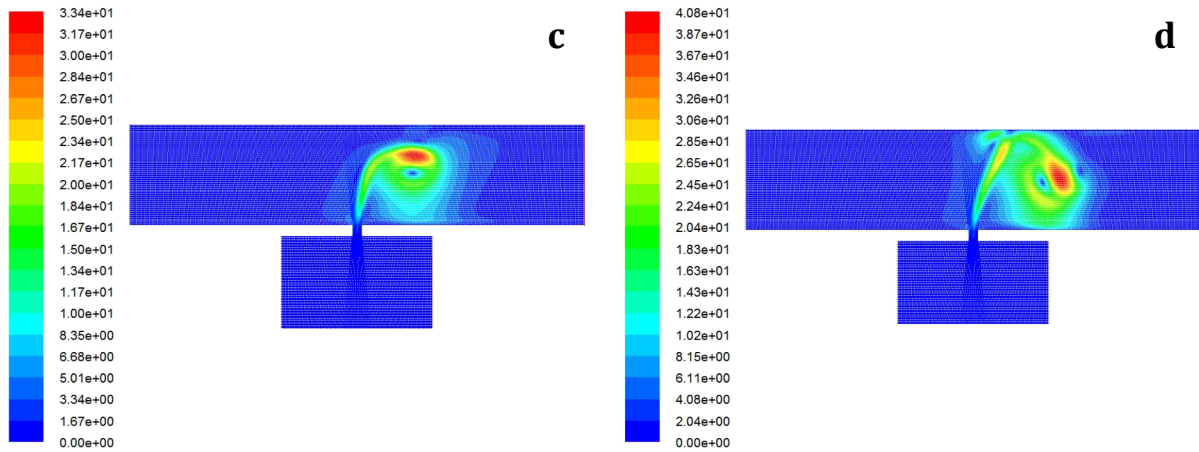


Fig.4.21 (a-d) : Les contours de la vitesse au pic du déplacement du diaphragme ($t = \frac{1}{2}T$) pour $f = 10$ kHz, $V_i = 0.5$ m/s et $A = 25, 50, 75$ et 100 μm respectivement.

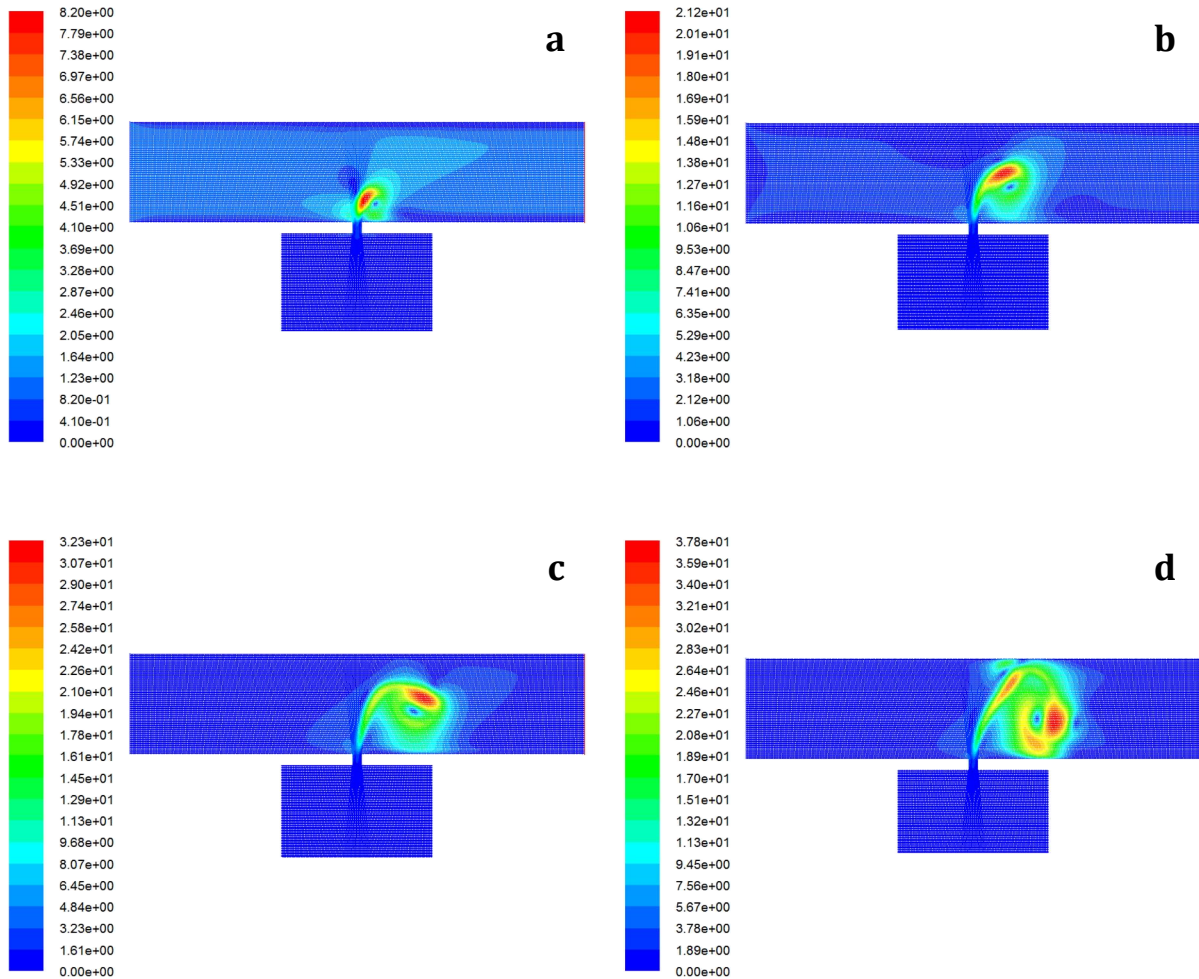


Fig.4.22 (a-d) : Les contours de la vitesse au pic du déplacement du diaphragme ($t = \frac{1}{2}T$) pour $f = 10$ kHz, $V_i = 1$ m/s et $A = 25, 50, 75$ et 100 μm respectivement.

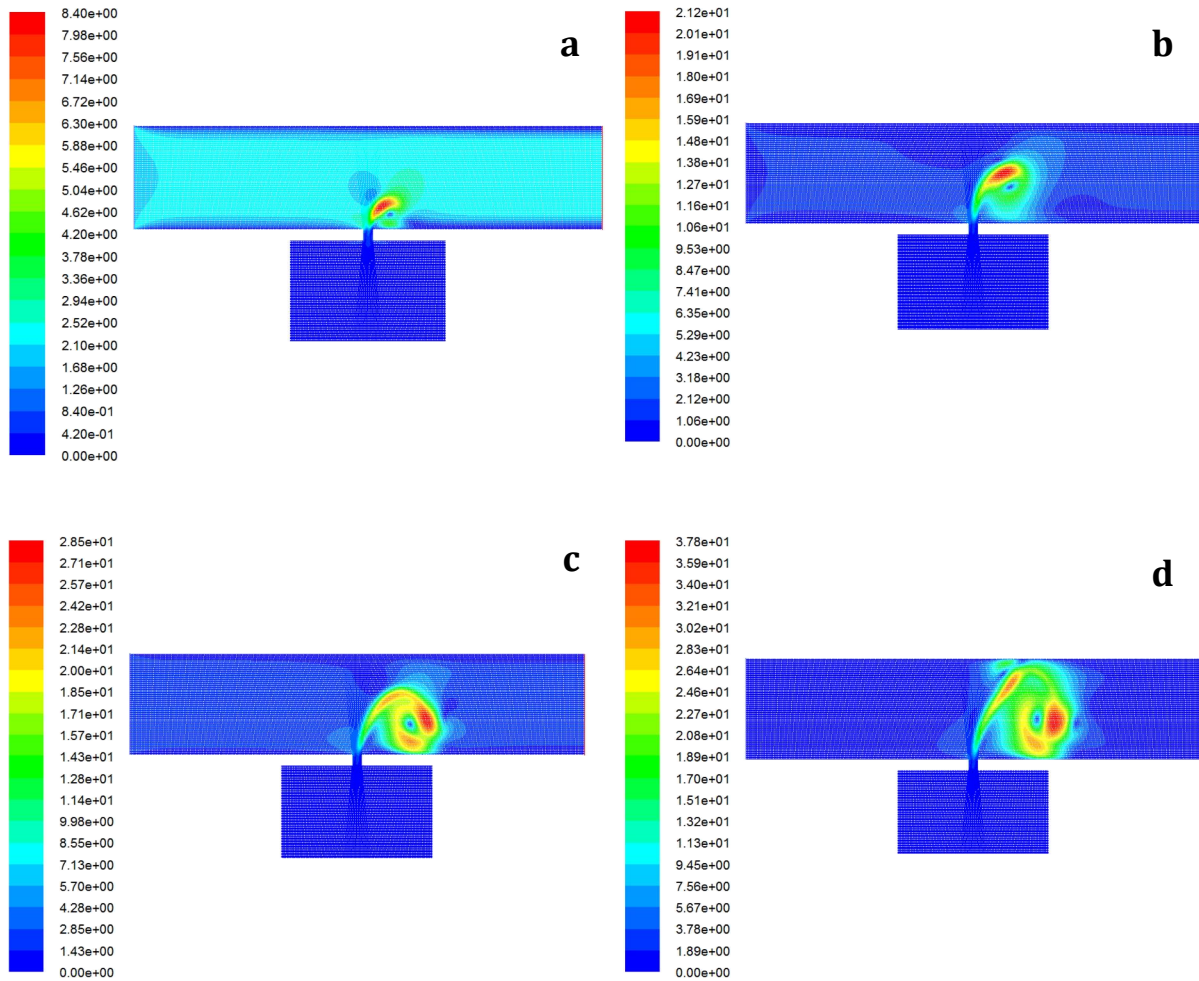


Fig.4.23 (a-d) : Les contours de la vitesse au pic du déplacement du diaphragme ($t = \frac{1}{2}T$) pour $f = 10$ KHz, $V_i = 2$ m/s et $A = 25, 50, 75, 100$ μm respectivement.

IV.10.3 La variation du Nusselt local

La figure 4.24 illustre la distribution des valeurs du Nusselt durant un seul cycle pour le cas d'un fluide en écoulement transversal d'une vitesse $V_i = 1\text{m/s}$, il est à noter que la distribution est déplacée en aval et le pic du nombre du Nusselt est réduit à environ 12 parce que la vitesse du fluide à l'entrée du micro canal génère une traînée et influence la bonne formation des tourbillons et empêche leur interaction avec les couches limites, comme indiqué dans les figures 4.21, 22, 23, les gradients de la vitesse et de la température au niveau du mur sont réduits avec le taux du transfert thermique.

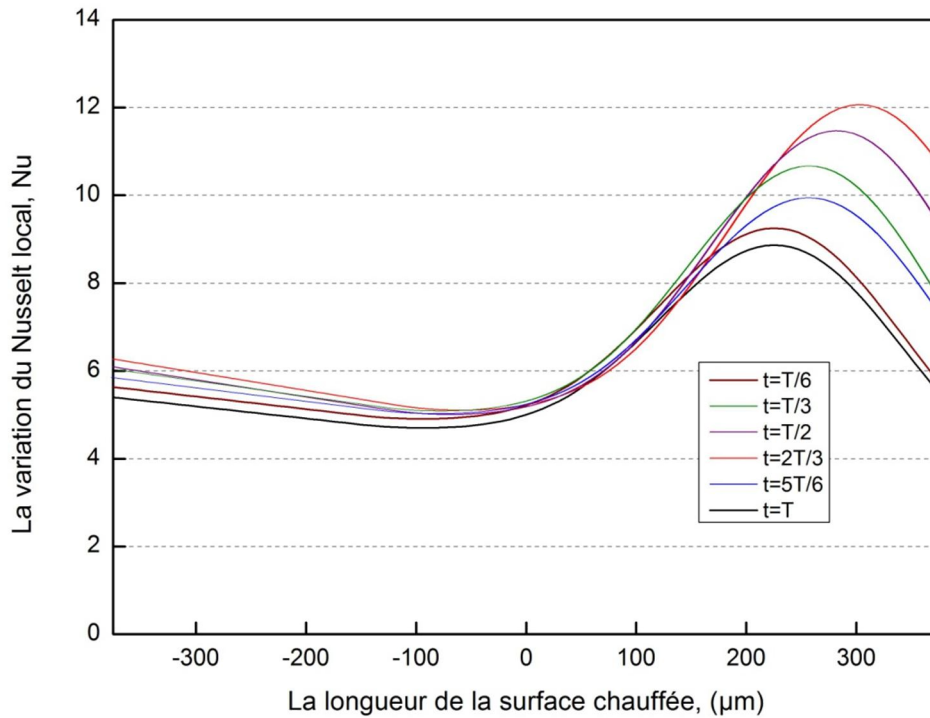


Fig.4.24 : La distribution du Nusselt local le long de la surface chauffée pour $f = 10 \text{ KHz}$, $V_i = 1 \text{ m/s}$ et $A = 50 \mu\text{m}$.

IV.10.4 Le gradient de pression et le coefficient de frottement

L'ingénieur est fréquemment confronté au problème de la chute de pression nécessaire à soutenir l'écoulement interne parce que ce paramètre est capital pour la détermination de l'énergie requise par un ventilateur ou une pompe. Pour déterminer cette chute dans la pression, il est approprié de travailler avec le facteur de frottement de Moody (ou Darcy), qui est un paramètre adimensionnel définit comme suite :

$$f \equiv \frac{-(dp/dx)D}{\rho u_m^2/2}$$

Où D est la longueur caractéristique du canal (le diamètre pour un canal de section circulaire et le diamètre hydraulique D_h pour un canal de section différente) et u_m est la vitesse moyenne de l'écoulement.

Il ne faut pas confondre cette quantité avec le coefficient de frottement qui s'écrit :

$$C_f \equiv \frac{f}{4}$$

Avec :

$$Re_D = \frac{\rho u_m D}{\mu}$$

Pour un écoulement laminaire complètement développé :

$$f = \frac{64}{Re_D}$$

La chute de pression associée à un écoulement complètement développé à partir de la position axiale x_1 jusqu'à x_2 est exprimée par :

$$\Delta p = - \int_{p_1}^{p_2} dp = f \frac{\rho u_m^2}{2D} \int_{x_1}^{x_2} dx = f \frac{\rho u_m^2}{2D} (x_2 - x_1)$$

A l'aide de cette expression on peut déterminer la chute de pression dans le micro canal pour les différentes vitesses V_i et on substituant la longueur caractéristique du canal D par H . La différence entre les abscisses $(x_2 - x_1)$ représente la longueur totale du canal.

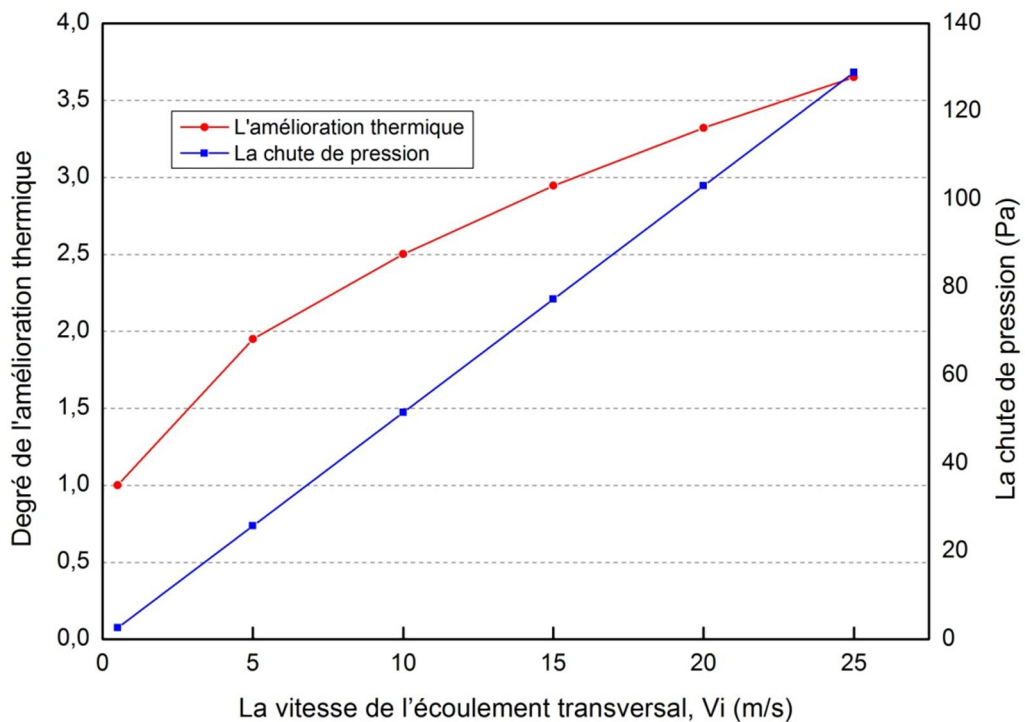


Fig.4.25 :L'amélioration thermique et la chute de pression pour les différentes vitesses V_i .

La figure 4.25 met en évidence la performance thermique et la chute de pression de l'écoulement au niveau du micro canal sans le mécanisme du jet synthétique. On remarque par exemple que, afin d'obtenir une amélioration thermique d'environ 4 fois pour une configuration hybride avec une vitesse $V_i = 0.5 \text{ m/s}$, un canal sans jet pulsé a

besoin d'environ 50 fois la vitesse V_i . Un tel canal subira une augmentation défavorable de 75 fois dans la chute de pression. Cette comparaison a démontré clairement le potentiel significatif pour le progrès thermique pour les micros canaux avec un arrangement hybride et son bénéfice opérationnel comme une technique de perfectionnement.

IV.10.5 L'amélioration thermique en fonction du Reynolds caractérisant l'intensité du jet synthétique

La figure 4.26 illustre le degré de l'amélioration thermique achevé par l'introduction du jet synthétique suivant les vitesses d'écoulement V_i sélectionnées. Pour la comparaison, la performance thermique de l'écoulement du micro canal sans jet est prise comme valeur de référence qui est égale à 1.0 pour un Reynolds du jet nul. Pour la gamme d'amplitudes, la fréquence du jet et les vitesses V_i utilisées dans les tests, le mécanisme du jet synthétique délivre environ 4 fois la performance thermique dans le micro canal comparée au canal sans jet. Suivant la nature de ce mécanisme, cette amélioration thermique est réalisée sans apport de masse additionnelle dans le canal ni des circuits supplémentaires pour la circulation du fluide. Cette propriété est reconnue comme un bénéfice opérationnel majeur.

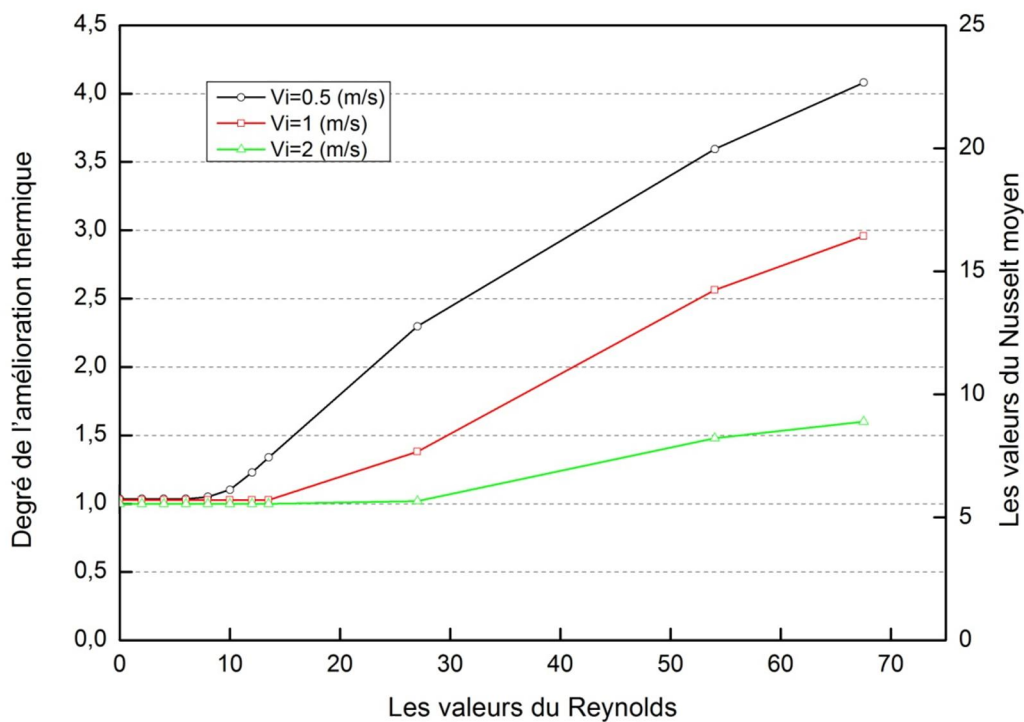


Fig.4.26 : Le degré de l'amélioration thermique est les valeurs moyennes du Nusselt.

La figure montre d'avantage qu'une vitesse importante à l'entrée du micro canal affaiblit le niveau de l'amélioration thermique. Comme expliqué auparavant avec la référence aux figures 4.21, 22 et 23, la raison derrière cette réduction de performance est la traînée de l'écoulement transversal qui va emporter les vortex en aval, ceci empêchera la pénétration des tourbillons dans la couche limite thermique. Comme le Reynolds du jet (l'amplitude du diaphragme ou la vitesse du jet) est plus important pour une vitesse V_i fixée. Le degré de l'amélioration augmente quand le jet est capable d'atteindre la surface chauffée. Un cas typique nous permet de saisir le comportement de l'écoulement est élucidé dans la figure 4.21. Sur cette figure, la situation correspondante se manifeste par le début de l'élévation dans l'amélioration thermique quand le Reynolds est égale à 11. Avec l'accroissement des vitesses V_i , ce point de départ tend à se décaler vers des valeurs du Reynolds plus importantes.

IV.11 L'effet de la vitesse transversale sur la formation des vortex

Les distorsions dans le profil de la vitesse de décharge sont reconnues comme un facteur primordial dans le processus de formation des tourbillons à la sortie de l'orifice. Les figures 4.27 et 4.28 exposent les vecteurs de vitesse au près du plan de décharge de l'orifice à $t = T/2$ (le point de l'injection maximale) pour deux vitesses, $V_i = 0.5\text{m/s}$ et 2.0 m/s . La figure indique clairement l'existence des vitesses latérales, ce mouvement du fluide induit une circulation ou un entraînement lors du passage au voisinage de l'orifice, encourageant le jet à diverger et ainsi la formation des vortex.

Comme illustré, pour une vitesse transversale éminente, l'entraînement du fluide lors de son éjection devient de plus en plus vigoureux ce qui conduit à produire des tourbillons intenses.

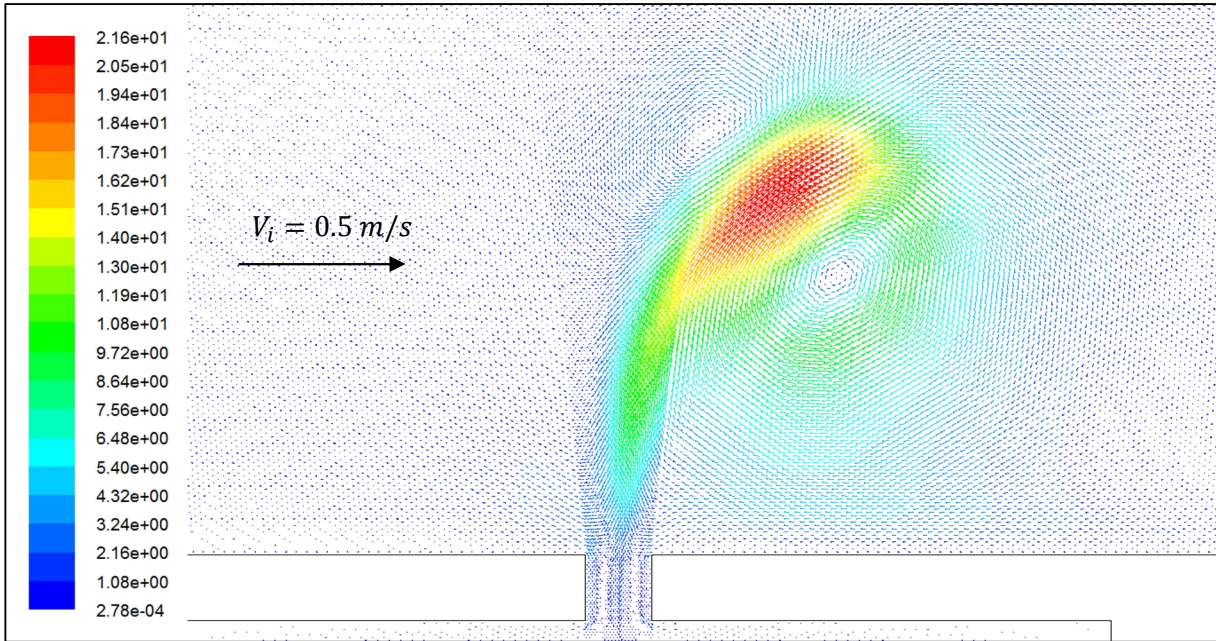


Fig.4.27 : Les vecteurs de vitesse au voisinage de l'orifice au temps $t = T/2$ (expulsion maximum), $f = 10\text{KHz}$, $A = 50\mu\text{m}$, $V_i = 0.5\text{m/s}$.

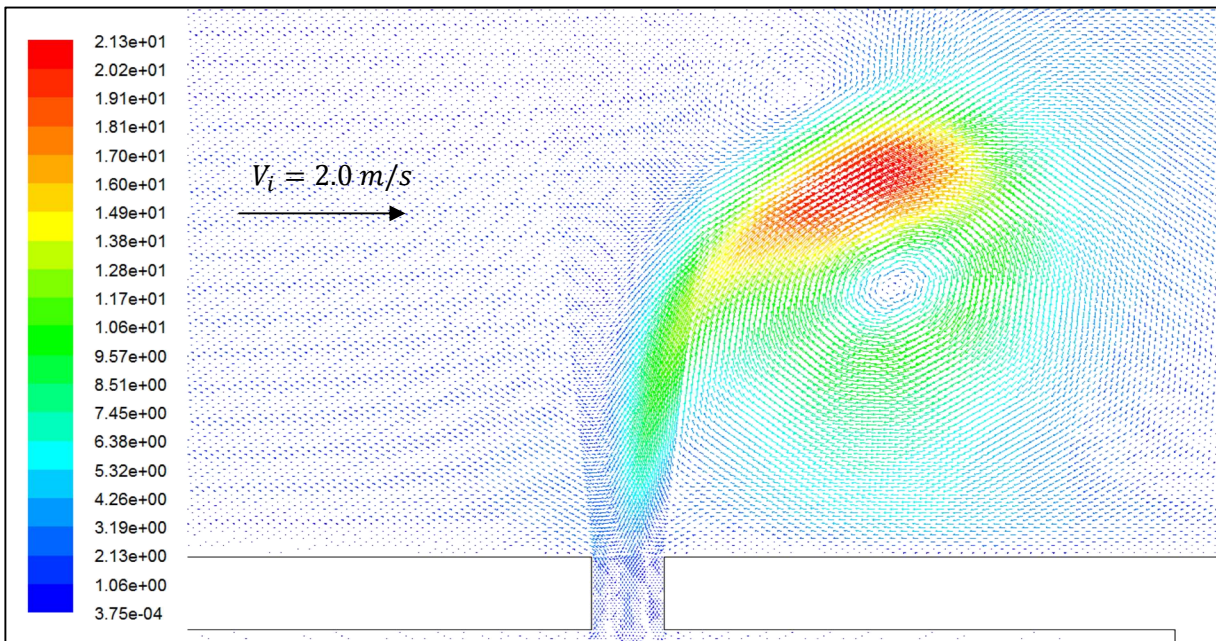


Fig.4.28 : Les vecteurs de vitesse au voisinage de l'orifice au temps $t = T/2$ (expulsion maximum), $f = 10\text{KHz}$, $A = 50\mu\text{m}$, $V_i = 2.0\text{m/s}$.

IV.12 Comparaison avec la configuration du diaphragme flexible

Dans cette partie du travail, la membrane rigide est maintenant remplacée par un diaphragme flexible et la fonction du déplacement correspondante est la suivante :

$$y = y = \frac{A}{2} [1 + \sin(\omega t - \varphi)]. \sin(\pi \cdot \frac{x}{L})$$

Où y est la position du diaphragme ($y = 0$ correspond au volume maximal de la cavité et $y = A$ correspond au volume minimal de la cavité), A est l'amplitude du diaphragme, ω est la vitesse angulaire ($\omega = 2\pi f$), f est la fréquence de l'actionnement, φ est le déphasage angulaire qui permet à la membrane de démarrer son mouvement à partir du fond de la cavité et $L = d_c$ représente la plage d'abscisses de chaque nœud composant le diaphragme.

Le terme à droite de l'équation " $\sin(\pi \cdot x/L)$ " est introduit afin de nous procurer un control total sur l'ensemble des nœuds qui composent le diaphragme avec seulement le nœud central qui va atteindre l'amplitude maximale et les autres nœuds vont suivre le déplacement de chaque côté avec une parfaite symétrie. Voir figure 4.29, cette équation est écrite en langage C en tant que UDF sous forme d'une macro de type DEFINE_GRID_MOTION et incorporée à la technique du dynamic-layering [20].

La fréquence d'oscillation ainsi que l'amplitude sont identiques aux cas précédents.

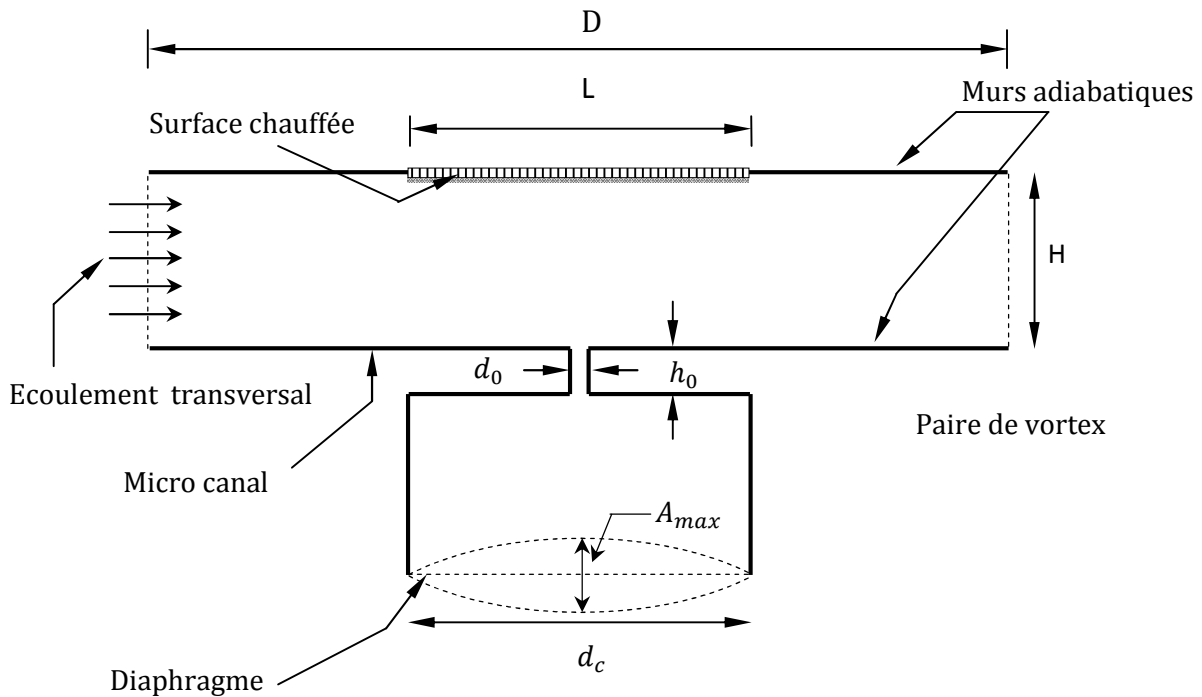


Fig.4.29 : Schéma de principe d'un jet synthétique équipé d'une membrane.

IV.12.1 Contours de vitesse

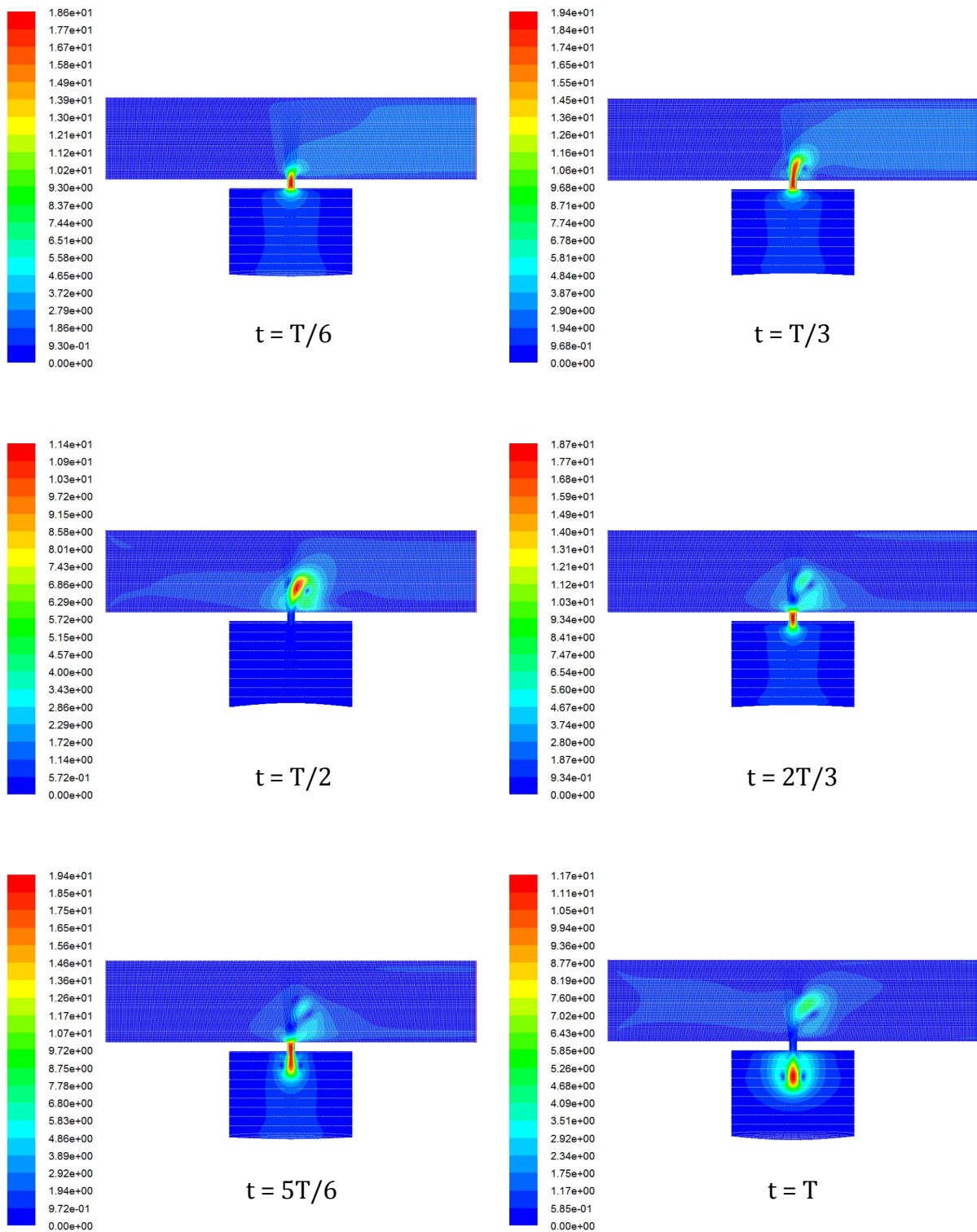


Fig.4.30 : Contours de vitesse pour un seul cycle, $A = 50 \mu\text{m}$, $V_i = 0.5 \text{ m/s}$ et $f = 10 \text{ KHz}$

La figure illustre l'évolution temporelle des contours de vitesse à l'intérieur du domaine de résolution pour les conditions d'oscillation suivantes : l'amplitude de $50\mu\text{m}$, la vitesse de l'écoulement transversal 0.5 m/s et pour une fréquence de 10 KHz .

On se trouve confrontés au même phénomène précédent, c'est-à-dire la nature de l'interaction entre l'écoulement transversale au niveau du micro canal et les tourbillons générés par le mouvement oscillatoire du diaphragme durant une seule période.

L'intensité des vortex générés par le jet synthétique dans ce cas est bien inférieure à celle du diaphragme rigide de la précédente configuration parce que la quantité d'air éjectée et aspirée est nettement amoindrie du fait que seulement le nœud central qui va atteindre l'amplitude maximale quand $t = T/2$ et les autres nœuds s'installent d'une manière parabolique.

La variation des valeurs du Nusselt local le long de la surface chauffée durant un seul cycle illustrée dans la figure 4.31 pour le cas d'un écoulement transversal d'une vitesse $V_i = 1\text{ m/s}$ met en évidence une légère augmentation sur toute la surface à cause de la convection forcée. A chaque time step, un pic est enregistré à cause de l'interférence entre le jet et l'écoulement du micro canal. A $t = 2T/3$, la courbe du Nusselt atteint sa valeur maximale de 9 pendant un cycle complet. La position de ce pic est vite décalée en aval.

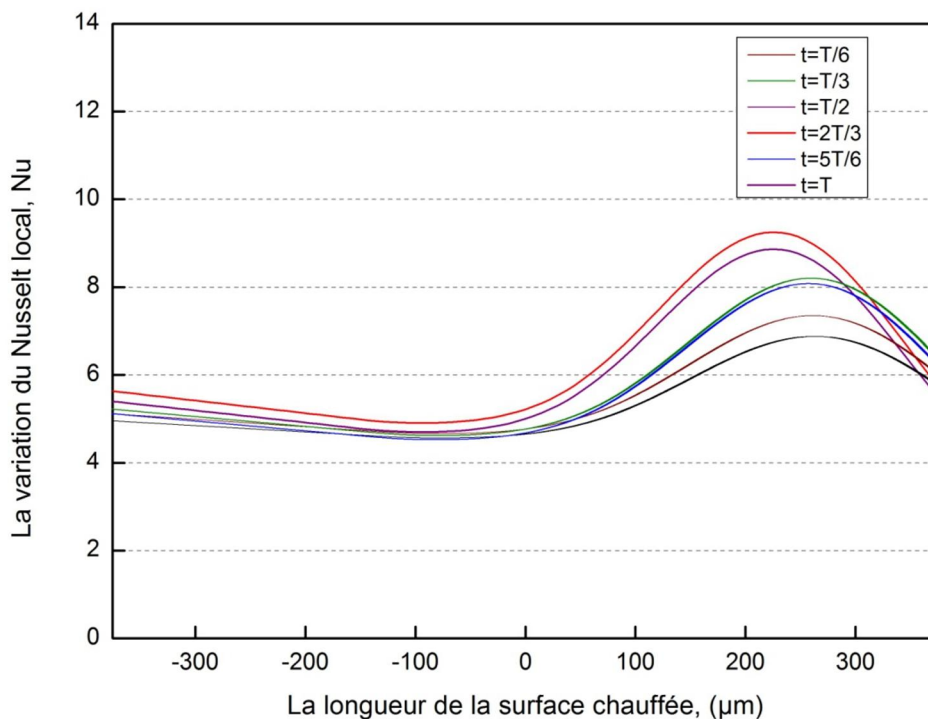


Fig.4.31 : La variation du Nusselt local au niveau de la surface chauffée pour un jet synthétique équipé d'une membrane flexible

On remarque que ces valeurs sont clairement inférieures à celles du montage hybride micro canal – jet synthétique avec un diaphragme rigide du moment que la quantité d'air éjectée est inférieure.

Conclusion

Conclusion

Cette étude a porté sur la simulation numérique du refroidissement d'une plaque chauffée en utilisant un système hybride jet fluide écoulement transversal dans un micro canal. La technique proposée utilise un jet fluide généré par un mécanisme spécial désigné par le terme Jet Synthétique qui permet une injection de quantité de mouvement très importante au système sans apport net de masse. Le jet synthétique interagit avec l'écoulement du micro canal et donne lieu à des caractéristiques thermiques intéressantes au niveau de la surface où on désire extraire la chaleur.

Selon la série de cas simulés, cette configuration hybride est capable de délivrer 4.0 fois la capacité de transfert de chaleur dans le micro canal comparé à une convection pure identique. Ce système hybride possède cette capacité unique à améliorer le taux du transfert thermique sans augmenter la vitesse de l'écoulement transversal et sans chute de pression. En plus, ce mécanisme ne requiert pas un apport extérieur de fluide (pas besoin de conduites ni de réservoirs).

Il a été observé que pour un actionneur avec des dimensions fixes, la performance thermique dépend seulement de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation du diaphragme.

La comparaison entre les deux types de jets synthétique et continu indique que, le jet synthétique est caractérisé par la formation d'une paire de vortex à proximité de l'orifice due au phénomène de séparation, tandis que pour le jet continu, la circulation du fluide est établie par l'impact du fluide sur la paroi, la capacité de dissipation thermique du jet synthétique est supérieure de 27% à celle fournie par le jet continu.

Ces propriétés justifient l'efficacité du jet synthétique pour le refroidissement des composants électroniques où les besoins d'un refroidissement intense localisé sont essentiels.

Références bibliographiques

Références

- [1]-P.S. Lee, S.V. Garimella, D. Liu, Investigation of heat transfer in rectangular microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (9) (2005); 1688–1704.
- [2]-W. Qu, I. Mudawar, Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single phase microchannel heat sink. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2) (2002); 2549–2565.
- [3]-P.S. Lee, S.V. Garimella, Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49(17) (2006); 3060–3067.
- [4]-A.G. Fedorov, R. Viskanta, Three dimensional conjugate heat transfer in the microchannel heat sink for electronic packaging. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (3) (2000); 399–415.
- [5]-M.E. Steinke, S.G. Kandlikar, Single Phase Heat Transfer Enhancement Technique in Microchannel and Minichannel Flows, *International conference of Microchannel and Minichannels*, 2004, pp. 141–148, ICMM 2004-2328.
- [6]-R. Narayanaswamy, T.T. Chandratilleke, J.L. Foong, Laminar convective heat transfer in a microchannel with internal fins, in: *Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, ICNMM 2008–62044, 2008.
- [7]-J.S. Campbell, W.Z. Black, A. Glezer, Thermal Management of a Laptop Computer with Synthetic Air Microjets, *InterSociety Conference on Thermal Phenomena*. IEEE, 1998, pp. 43–50.
- [8]-R. Mahalingam, A. Glezer, Air Cooled Heat Sinks Integrated with Synthetic Jets, in *InterSociety Conference on Thermal Phenomena*. IEEE, 2002, pp. 285–291.
- [9]-R. Mahalingam, N. Rumigny, Thermal management using synthetic jet ejectors. *IEEE* 27 (3) (2004) 439–444.
- [10]-M.B. Gillespie, W.Z. Black, C. Rinehart, A. Glezer, Local convective heat transfer from a constant heat flux flat plate cooled by synthetic air jets. *Journal of Heat Transfer* 128 (2006) 990–1000.
- [11]-A. Pavlova, M. Amitay, electronic cooling using synthetic jet impingement. *Journal of Heat Transfer* 128 (9) (2006) 897–907.
- [12]-M. Jabbar, S. Zhong, The near wall effect of synthetic jets in a boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2007) 119–130.

Références bibliographiques

- [13]-Y. Utturkar, M. Arik, M. Gursoy, Assessment of cooling enhancement of synthetic jet in conjunction with forced convection, in: Proceedings of IMECE2007, Seattle, USA, November 11–15, 2007.
- [14]-D.B. Go, R.K. Mongia, Experimental Studies on Synthetic Jet Cooling Enhancement for Portable Platforms. IEEE, 2008, pp. 528–536.
- [15]-V. Timchenko, J. Reizes, E. Leonardi, A numerical study of enhanced microchannel cooling using a synthetic jet actuator, in: Proceedings of the 15th Australasian Fluid Mechanics Conference, Sydney, Australia, 2004.
- [16]-N. Erbas, O. Baysal, Micron-level actuators for thermal management of microelectronic devices. Heat Transfer Engineering 30 (1–2) (2009) 138–147.
- [17]-Alan McGuinn, Tim Persoons, Pierre Valiorgue, Heat Transfer Measurements of an Impinging Synthetic Air Jet with Constant Stroke Length, 5th European Thermal-Sciences Conference, The Netherlands, 2008.
- [18]-Luis Silva, Alfonso Ortega, Numerical simulation of local heat transfer and scaling of a synthetic impinging jet in a canonical. Proceedings of the ASME 2010. International Mechanical Engineering Congress & Exposition IMECE2010.
- [19]-D. Li, V. Timchenko, J.A. Reizes, E. Leonardi, the effect of frequency and wave shape generated by a synthetic jet actuation on the cooling of microchips with channels filled with water. 16th Australasian Fluid Mechanics Conference Crown Plaza, Gold Coast, Australia, 2-7 December 2007.
- [20]-FLUENT User Guide Manual 6.3.26, 2006.
- [21]- Ann Lee, Guan H. Yeoh, Victoria Timchenko et John Reizes, Numerical Computation and Investigation of the Characteristics of Microscale Synthetic Jets.
- [22]-Y. Wang, G. Yuan, S.A. Bidstrup, Large eddy simulation (LES) for synthetic jet thermal management. International Journal of Heat and Mass Transfer 49 (13–14) (2006) 2173–2179.
- [23]-B.L. Smith, A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets. Physics of Fluids 10 (September) (1998) 2281–2297.
- [24]-R. Holman, Y. Utturkar, R. Mittal, B. L. Smith, and L. Cattafesta, "Formation Criterion for Synthetic Jets", AIAA Journal, vol. 43, pp. 2110-2116, 2005.
- [25]-Wilcox, D. C. (1998). Turbulence modelling for CFD, DCW Industries, Inc., la Canada, California.
- [26]-Hinze, J. O., (1975). Turbulence 2nd édition, Mac Graw-Hill, New York.

Références bibliographiques

[27]-Launder, B. E., & Sharma, B. I., (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near spinning disc. Letters in Heat and mass Transfer, 1: 131-138.

[28] Fluent Inc. 2001, .FLUENT 6.0 User.s Guide., NH, USA.