

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE

Département de GENIE MECANIQUE



Mémoire de fin d'étude pour l'obtention de diplôme de Master

En : Génie Mécanique : Génie Energétique

Option : Génie Thermique et Energies Renouvelables

Par : Belhadj Abdelkadir

Thème

**Etude Thermo-énergétique d'un Ecoulement Convectif
Forcé à l'intérieur des Microcanaux.**

Membres de jury :

Dr. SEBBANE Omar

Dr. SAIM Rachid

Dr. KORTI Nabil Abdelillah

Dr. BENRAMDANE Mohamed

Univ. Tlemcen

Univ. Tlemcen

Univ. Tlemcen

Univ. Tlemcen

Président

Encadreur

Examineur

Examineur

Année Universitaire : 2013/2014

Abstract:

The recent technological progress opens new perspectives for electronic components, which become more powerful and small. In this effect, the evacuation of the heat become more important in electronic field. Many cooling systems were been studied in the purpose of increasing heat transfer and ameliorate the cooling systems efficiency. Among those methods, we find free and forced convection with gas and liquid cooling. It is notice that free convection is used for low power systems. High power systems demand a high and more efficient heat dissipation, in this raison-forced convection is primordial in most cases.

The main purpose of this work is a thermo energy study of a convective flow in microchannels for electronic components cooling ,this study concerns classic heat sinks (rectangular microchannel) and two newly proposed heat sinks with periodic expansion–constriction cross-sections(microchannel with dimples, and triangular sections : parallel and ride) ,and we try to ameliorate its performances using a CFD code .

ملخص:

أدى التطور التكنولوجي إلى فتح آفاق وقفزات هائلة في مجال الإلكترونيات، التي أصبحت أكثر فاعلية ومتناهية الصغر، مما أدى إلى جعل التبادل الحراري أكثر أهمية في مجال الإلكترونيك. هناك عدة أنظمة للتبادل الحراري بغية التبريد منها، طرق التبريد الكلاسيكية: الحمل الحراري الطبيعي والمقوى مع السوائل والغازات، يستعمل الحمل الحراري الطبيعي للإخلاء الحراري بالنسبة للأنظمة ذات استطاعة وكثافة صغيرتين. فيما الأنظمة ذات استطاعة حرارية معتبرة تحتاج الى آلية ذات مردودية حرارية جد فعالة، لهذا السبب الحمل المقوى هو أحسن وسيلة في أغلب الحالات.

الهدف الأساسي من وراء هذا العمل هو القيام بدراسة حرارو-طاقوية للحمل الحراري المقوى داخل القنوات ذات البعد الميكروسكوبي، والتي تستعمل لتبريد المركبات الإلكترونية الدقيقة. هذه الدراسة تعتمد على محاكاة قناة مستطيلة عادية وقنوات ميكروسكوبية أخرى ذات زوائد دورية (تباعدا-تقارب) نصف دائرية ومثلثية، وذلك لتحسين النقل الحراري باستعمال محاكي CFD.

Résumé :

Suite aux progrès technologiques récents en électronique, les composants deviennent de plus en plus puissants et de plus en plus petits. En conséquence, la chaleur à évacuer devient très importante dans le domaine de l'électronique. dont plusieurs systèmes de refroidissement ont été étudiés 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.

L'objectif principal de ce travail est de rétablir une étude thermo énergétique d'un écoulement convectif dans les microcanaux pour le refroidissement des composants électriques, en simulant un micro canal simple (rectangulaire), et deux autres géométries proposées avec expansion-constriction : périodique (avec fossettes et des sections triangulaires : parallèles et chevauchés) afin d'améliorer le transfert thermique en les simulant en utilisant un code CFD.

Remerciements

Langage tout d'abord à dieu qui m'a donné la force

Pour terminer ce modeste travail.

Je tiens à remercier particulièrement mes encadrants pour leur suivi régulier et leurs conseils : Mr Rachid SAIM maître de conférences à l'université de Tlemcen, et Mr Rachid BOUCHNAFA doctorant en énergétique, J'apprécie leur expertise et leur humanité. Merci pour la confiance qu'ils m'ont accordée tout au long de ce travail.

Je remercie tous particulièrement, Monsieur Omar SEBBANE, professeur à l'université Abou bekr Belkaid de Tlemcen, d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur KORTI Nabil Abdelillah MC à l'université Abou bekr Belkaid de Tlemcen, et Monsieur Mohamed BENRAMDANE, qui ont accepté d'en être des membres dans ce jury, ma profonde gratitude et mon respect pour m'avoir fait l'honneur d'examiner et de juger mon travail.

Je souhaite enfin remercier mes amis, en particulier Farouk, Redhouane, Abdeljalil, Mohamed, Alaeddine, Sami, Ibrahim et tous mes camarades de la promotion GTER ... Pour leurs encouragements.

Ma famille, en particulier ma mère qui a beaucoup sacrifié pour moi, et mes deux sœurs et mon petit frère : leur soutien a bien compté !

Je dédie ce modeste travail à l'âme de mon père que dieu le bénisse et le mette à ses paradis éternels ; à ma chère mère, mon frère et mes deux sœurs.

SOMMAIRE :

Abstract.....	I
ملخص.....	II
Résumé.....	III
Remerciements.....	IV
Dédicaces.....	V
Sommaire.....	VI
Liste des figures.....	VIII
Liste des tableaux.....	X
Nomenclature.....	XI
Introduction générale.....	1

CHAPITRE I : Recherche bibliographique.

I.1. Les microsystèmes électromécaniques	4
I.2. Concept des microcanaux	5
I.3. Développement de la recherche	6
I.3.1. Convection libre et mixte	7
I.3.2. Convection forcée	11
I.3.3. Objectifs	18

CHAPITRE II : Modélisation du problème.

II.1. Géométrie du problème	19
II.1.1. Description du micro échangeur de chaleur	19
II.1.2. Description du microcanal	20
II.2. Etude de la convection thermique forcée	21
II.3. Formulation mathématique et équations gouvernantes.....	22
II.3.1. Equations de bilans	22
II.3.1.a. Equation de continuité.....	22
II.3.1.b. Equation de Navier Stokes (bilan de la quantité de mouvement).....	23
II.3.1.c. Equation de bilan de l'énergie	23
II.3.2. Hypothèses.....	23
II.4. Equations dimensionnelles	23
II.5. Nombres adimensionnels.....	25
II.6. Equations gouvernantes après adimensionnalisation du problème.....	28
II.7. Conditions aux limites	29
II.8. Propriétés du fluide et matériau utilisés	29

CHAPITRE III : Simulation numérique.

III.1. Modélisation du domaine physique	31
III.1.1. Présentation du préprocesseur GAMBIT	31

III.1.2. Procédure de génération du fichier « .mesh ».....	32
III.2. Simulation numérique du domaine physique étudié par Fluent.....	34
III.2.1. Présentation du logiciel Fluent	34
III.2.2. Traiter le fichier « .mesh » avec Fluent	35
III.3. Définition du domaine fluide étudié et les matériaux utilisés	35
III.4. Conditions opérationnelles et conditions aux limites	35
III.5. Choix de la méthode numérique	38
III.6. Méthode des volumes finis	38
III.6.1. Maillage	39
III.6.2. Discrétisation	40
III.6.3. Linéarisation des équations discrétisées	42
III.7. Choix du Solveur	44
III.8. Critère de convergence	44
III.9. Initiation et convergence du calcul	44

CHAPITRE IV : Résultats et discussions.

IV.1. Effet de maillage.....	48
IV.2. Convergence des résultats.....	50
IV.3. Validation des résultats.....	51
IV.4. Partie dynamique	52
IV.4.1. Distribution de la vitesse.....	52
IV.4.2. Le champs de pression.....	56
IV.4.3. Coefficient de frottement.....	59
IV.5. Partie thermique.....	62
IV.5.1. Champs de températures.....	62
IV.5.2. Nombre de Nusselt.....	64
IV.5.3. Transfert de chaleur.....	68
IV.6. Efficacité des microcanaux étudiés.....	70
Conclusions et perspectives.....	71
Liste des références.....	72

Liste des figures

Figure 1 : schéma illustratif au principe de refroidissement par micro échangeurs.....	3
Figure I.1 : Diamètre hydraulique (D_h) des différentes technologies d'échangeurs.....	5
Figure I.2 : Exemples des microcanaux pour la conception d'un micro-échangeur de chaleur.....	6
Figure I.3 : Schéma des 4 modules chauffés montés sur la plaque.....	9
Figure I.4.a : Schéma d'une enceinte avec une seule source de chaleur	10
Figure I.4.b : Schéma d'une enceinte avec deux sources de chaleur identiques	10
Figure I.5 : schéma de micro échangeurs étudiés par Colgan	13
Figure I.6 : Rugosité aléatoire dans un microtube : distribution de Gauss	13
Figure I.7 : Schéma illustratif des géométries étudiées par Shanglong et Guangxin.....	14
Figure I.8 : Géométrie de microcanal étudié par Ghaedamini	16
Figure I.9 : Schéma illustratif des travaux de Chai	17
Figure I.10 : L'effet de nombre de Reynolds sur le transfert thermique	17
Figure II.1 : Schéma illustratif d'un échangeur à microcanaux.....	19
Figure II.2 : Dimensions des microcanaux.....	20
Figure II.3 : Géométrie des différents microcanaux étudiés.....	21
Figure II.4 : Conditions aux limites.....	28
Figure III.1 : Interface de travail du préprocesseur Gambit.....	30
Figure III.2 : Création de la géométrie du microcanal K sur Gambit.....	31
Figure III.3 . Exemple de maillage du microcanal M1 sur Gambit.....	32
Figure III.4 . Définition des zones et les limites sur gambit.....	32
Figure III.5 : L'interface graphique du code Fluent.....	33
Figure III.6 : la vitesse d'un écoulement entre deux plaques planes fixes.....	34
Figure III.7 . Conditions aux limites appliquées aux différents microcanaux.....	35
Figure III.8 : Définition des conditions aux limites sur Fluent.....	36
Figure III.9 . Décomposition d'un domaine physique en volumes finis bidimensionnels.....	38
Figure III.10 . Exemple d'un volume de contrôle élémentaire en 2D.....	39
Figure III.11 . Organigramme représentatif de ce processus itératif.....	42
Figure IV.1 . Variation de la vitesse longitudinale pour les différents maillages.....	48
Figure IV.2 . Maillage de microcanal (K).....	49
Figure IV.3 . Maillage de microcanal (L).....	50
Figure IV.4 . Convergence des équations gouvernantes.....	50
Figure IV.5 . Transfert de chaleur en fonction de nombre de Reynolds.....	51
Figure IV.6 . Distribution de la vitesse longitudinale pour $Re=500$ pour les microcanaux (J, K, L).....	52
Figure IV.7 . Distribution de la vitesse longitudinale pour $Re=500$ pour les microcanaux (M, M1, N, N1).....	52
Figure IV.8 . Comportement de la vitesse au niveau des sections additives.....	53
Figure IV.9 . Variation de la vitesse axiale à une section de position $X=0.0021m$	54
Figure IV.10 . Variation de la vitesse axiale à une section de position $X=0.0025m$ pour les microcanaux (J, K, L).....	54
Figure IV.11 . Variation de la vitesse axiale à une section de position $X=0.0025m$ pour les microcanaux (M, M1, N, N1).....	55

Figure IV.12. Distribution de la pression pour $Re=500$ pour les microcanaux (J,K,L).....	56
Figure IV.13. Distribution de la pression pour $Re=500$ pour les microcanaux (M,N,M1,N1)...	56
Figure IV.14. Variation de la perte de pression en fonction de Re	57
Figure IV.15. Variation de la perte de pression en fonction de Re pour les microcanaux (M, N, M1, N1).	58
Figure IV.16. Variation du produit $f.Re$ en fonction de Re pour les microcanaux (J,K,L)....	59
Figure IV.17. Variation du produit $f.Re$ en fonction de Re pour les microcanaux (M,M1,N,N1).....	60
Figure IV.18. Comportement de coefficient de frottement local le long des microcanaux.	61
Figure IV.19. Comportement de coefficient de frottement local le long des microcanaux....	61
Figure IV.20. Simulation des champs de températures dans les microcanaux (J, K, L) pour $Re=150$	62
Figure IV.21. Simulation des champs de températures dans les microcanaux (J, K, L) pour $Re =500$	62
Figure IV.22. Simulation des champs de températures dans les microcanaux (J, K, L) pour $Re=1500$	63
Figure IV.23. Distribution de températures pour les microcanaux (M, N, M1, N1) pour . $Re=500$	64
Figure IV .24. Variation de nombre de Nusselt de la paroi inférieure en fonction de Re	65
Figure IV.25. Nombre de Nusselt local en fonction de X	65
Figure IV. 26. Nombre de Nusselt local en fonction de X	66
Figure IV .27. Variation de nombre e de Nusselt de la paroi inférieure en fonction de Re	66
Figure IV.28. Variation de nombre de Nusselt local en fonction de X	67
Figure IV.29 Quantité de chaleur reçue par le fluide en fonction de Re pour les microcanaux (J,K,l).....	68
Figure IV.30. Quantité de chaleur reçue par le fluide en fonction de Re pour les microcanaux (M, N, M1, N1).....	69
Figure IV.31. Efficacité des microcanaux étudiés.....	70

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Différents diamètres appliqués aux canaux.....	6
Tableau I.2 : Nombre de Nusselt pour quatre modules chauffés [13].....	9
Tableau II.1. Propriétés thermo physiques des matériaux.....	30
Tableau III-1 : les valeurs de nombre de Reynolds et les vitesses initiales.....	36
Tableau IV.1. Variation de la vitesse longitudinale de différents maillages étudiés à une distance de $x=2.5\text{mm}$	48

Nomenclature

Variables	Description	unité
Br	Nombre de Brinkman	
C_p	Chaleur spécifique	(KJ/kg.K)
D_h	Diamètre hydraulique	(m)
Ec	Nombre d'Eckert	
f	Coefficient de frottement	
h	Coefficient de transfert convectif	(w/m ² .K)
HTE	Heat Transfer Efficiency	
L	Longueur du microcanal	(m)
Kn	Nombre de Knudssen	
Nu	Nombre de Nusselt	
\hat{P}	Pression adimensionnelle	(Pa)
P	Pression	(Pa)
Pr	Nombre de Prandtl	
MEMS	Micro Electro Mechanical Systems	
MHTS	Microchannel Heat Transfer Sinks	
SPF	Single-phase fluid	
q_m	Débit massique du fluide	(Kg/s)
Q	Flux de chaleur	(w)
Re	Nombre de Reynolds	
S	Surface (Section)	(m ²)
T	Temperature	(K)
U	Vitesse adimensionnelle suivant X	
u	Vitesse dimensionnelle suivant x	(m/s)
V_0	Vitesse moyenne de l'écoulement	(m/s)
v	Vitesse dimensionnelle suivant Y	(m/s)
V	Vitesse adimensionnelle suivant y	
x	Cordonnée axiale	(m)
X	Cordonnée adimensionnelle x/Dh	
Y	Cordonnée adimensionnelle y/Dh	

Symbols grecs	description	unité
λ	Conductivité thermique	(w/m.K)
ν	Viscosité cinématique	(pl).
μ	Viscosité dynamique	(Pa.s).
ρ	Masse volumique (densité)	(Kg/m ³)
θ	Température adimensionnelle	
r	Coefficient de diffusion thermique	

Indices

cond	Conduction
conv	Convection
f	fluide
in	inlet
i	initiale
p	paroi
mic	microcanal

Introduction générale

Suite aux progrès technologiques récents en électronique, les composants deviennent de plus en plus puissants et de plus en plus petits. En conséquence, la chaleur à évacuer devient très importante dans le domaine de l'électronique. 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. La surchauffe des composants réduit leur durée de vie et peut provoquer des contraintes de fonctionnement. Une bonne évacuation de la chaleur est donc primordiale pour assurer le fonctionnement et la fiabilité de ces dispositifs.

Les technologies de la microélectronique développées depuis plusieurs décennies ont permis de réduire la taille des composants, et d'augmenter leur densité dans les circuits intégrés. Si, en 1958, il n'y avait qu'un seul transistor par circuit intégré, de nos jours, il y'en a des millions. Au début des années 80 et après avoir considérablement diminué les dimensions des composants, les électroniciens ont intégré sur une même plaque en silicium, les capteurs, les actionneurs, les éléments mécaniques, engrenages et moteurs. Cet ensemble appelé MEMS (Micro Electro-Mechanical System) [1] fait appel pour sa fabrication aux microtechnologies, qui permettent une production à grande échelle. Cela nécessite des systèmes de refroidissement adaptés à ces flux de chaleur très intenses, le refroidissement à l'air forcé des puces est actuellement à la limite de ces performances et le recours à des moyens plus performants s'impose de plus en plus de nos jours devant l'évolution galopante de la miniaturisation électronique.

Le refroidissement à l'eau utilisant des échangeurs de chaleurs à microcanaux (Micro Channels Heat Sink ; auxquels nous nous référons dorénavant par l'abréviation MCHS) devient alors la solution alternative privilégiée qu'il faudrait optimiser désormais.

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.

Le refroidissement par un liquide peut être soit monophasique (la température du fluide reste inférieure à la température de saturation), soit accompagné d'un échange thermique par ébullition. Toutefois, dans les deux cas on utilise un circuit hydraulique dans lequel circule un liquide caloporteur entraîné par une pompe qui emmagasine la chaleur au niveau du système à refroidir et la redistribue à un dissipateur.

Introduction générale

Quoique le refroidissement de certains composants à forte puissance (microprocesseurs, diodes laser...) se fasse de plus en plus avec écoulement d'un liquide ou avec changement de phase, le refroidissement par écoulement d'air demeure encore très utilisé. En effet, ce type de refroidissement est approprié pour des composants de moyenne et de faible puissance tels que le processeur des cartes graphiques, les disques durs, les racks de serveur, de réseau ou de télécommunication. Il constitue l'une des solutions énergétiques les plus économiques.

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. Comme l'utilisation des micro échangeurs de chaleur intégrés dans les composants, Un micro échangeur peut se décrire rapidement en un réseau de microcanaux, où circule le fluide caloporteur.

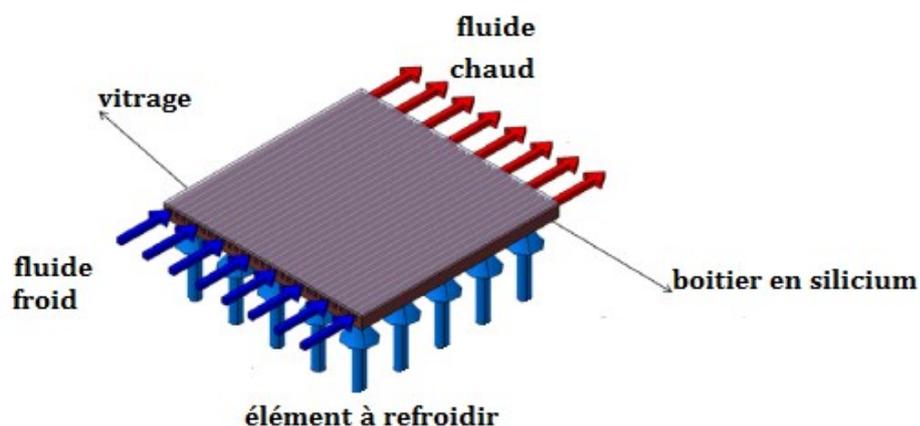


Figure 1 : schéma illustratif au principe de refroidissement par micro échangeurs

C'est dans ce contexte que nous allons mener notre étude. L'objectif de ce travail consiste donc à étudier numériquement l'influence de la géométrie de microcanaux constituant les micro échangeurs sur le transfert de chaleur et sur l'amélioration de refroidissement d'un élément chauffé. Ainsi le comportement de certains paramètres thermiques et dynamiques.

Le présent manuscrit s'organise autour de quatre chapitres et une conclusion : 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 et les différentes méthodes de refroidissement adoptées.

Introduction générale

Dans le deuxième chapitre nous décrivons le problème, sa formulation mathématique. Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie ainsi que les conditions aux limites imposées sur chaque grandeur, sont présentées en détail. et les hypothèses nécessaires qui nous facilitent la tâche pour résoudre le problème.

Le troisième chapitre propose une étude numérique de l'influence de la géométrie du microcanal sur la structure de l'écoulement aux alentours d'un bloc chauffé et sur le transfert de chaleur en présentant les paramètres critiques qui influent sur le phénomène de la convection forcée laminaire à l'intérieur des microcanaux..

Le quatrième chapitre est consacré à la discussion des résultats obtenus en présentant une étude thermique et dynamique et une comparaison entre les microcanaux étudiés.

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

Chapitre I :

Recherche bibliographique

Ce chapitre explique les différents modèles étudiés sur le transfert de chaleur dans les micro-échangeurs, et la micro-fluidique. La dissipation de chaleur dans un micro-échangeur est basée sur la forme géométrique des microcanaux, et sur la situation des microcanaux aussi (horizontale, verticale, inclinée). Les différentes études physiques à l'intérieur d'un microcanal s'effectuent d'une manière très rapide à cause de la vitesse élevée et le diamètre faible, ces phénomènes montrent la différence entre l'écoulement dans un canal et dans un microcanal.

I.1. Les microsystèmes électromécaniques :

Le besoin d'améliorer les techniques de refroidissement des composants électroniques à faible et à forte puissance a élargi le champ de la recherche concernant le transfert thermique au niveau de ces derniers, en particulier sur :

- la température maximale de jonction (au-delà de laquelle il y a destruction du composant ou non fonctionnement).
- la résistance thermique de contact (exprimée en °C/W) qui quantifie la facilité d'évacuation du flux thermique du composant vers le boîtier ou le substrat.
- la capacité thermique qui chiffre "l'inertie" thermique d'un composant soumis à un régime transitoire.

Ce qui permet de réduire la taille des composants, et d'augmenter leur densité dans les circuits intégrés en utilisant les microsystèmes électromécaniques MEMS (Micro Electro-Mechanical System) fait appel pour sa fabrication aux microtechnologies, qui permettent une production à grande échelle. Les années 90 ont été marquées par l'émergence des MEMS sur des marchés industriels de grands volumes comme l'automobile ou la péri-informatique. Des usines de semi-conducteurs dédiés à la production de MEMS furent construites par des entreprises telles que Bosch ou Motorola. Aujourd'hui, l'offre des MEMS concerne des domaines aussi variés que la défense, le médical, l'électronique, les communications et l'automobile, ...

Il est à noter, qu'en 20 ans, l'évolution des MEMS a été extrêmement importante sur deux points essentiellement :

- Les niveaux d'intégration sont de plus en plus poussés et les systèmes sont de plus en plus complexes. La frontière entre micro-électronique et microsystèmes tend à s'estomper, l'industrie microélectronique s'enrichi par des fonctions initialement dévolues aux microsystèmes.
- Les MEMS sont partout. 90% des marchés des MEMS sont dans l'automobile (les capteurs de pression pour l'injection de carburant dans les cylindres d'un moteur, et également dans les roues pour détecter les crevaisons), les têtes d'injection

d'imprimantes, la domotique... Mais d'autres secteurs très prometteurs pour les MEMS sont en cours d'émergence. Il faut citer la biologie où les MEMS révolutionneront très probablement l'analyse biologique en permettant des millions de tests unitaires en moins d'une seconde. En optique, les micro-gyromètres équipent les caméras vidéo qui détectent les tremblements du cinéaste et commandent la correction automatique.

Depuis la naissance de ces dispositifs miniaturisés, disposer d'une source d'énergie suffisante est un challenge permanent. L'urgence et l'intérêt ont encore grandi dans les années 90-95 avec le développement des microsystèmes embarqués, des microsystèmes répartis, des systèmes de surveillance... Ce besoin a été répondu par l'utilisation des échangeurs de chaleur à microcanaux dont le but de s'adapter avec la taille réduite des éléments à refroidir.

I.2. Concept des microcanaux :

Le concept des échangeurs à micro canaux n'est pas nouveau, Puisqu'il a été introduit vers 1980 par les chercheurs **Tuckerman** et **Pease** [2], Ils ont alors montré qu'on pouvait réduire la taille des échangeurs à de très petites échelles en ayant le même niveau de performances, est bien supérieur que les systèmes classiques. Les matériaux de construction des microcanaux sont en cuivre, glass, silice ... Les différents micro-échangeurs sont classés par ordre de grandeur du diamètre des canaux.

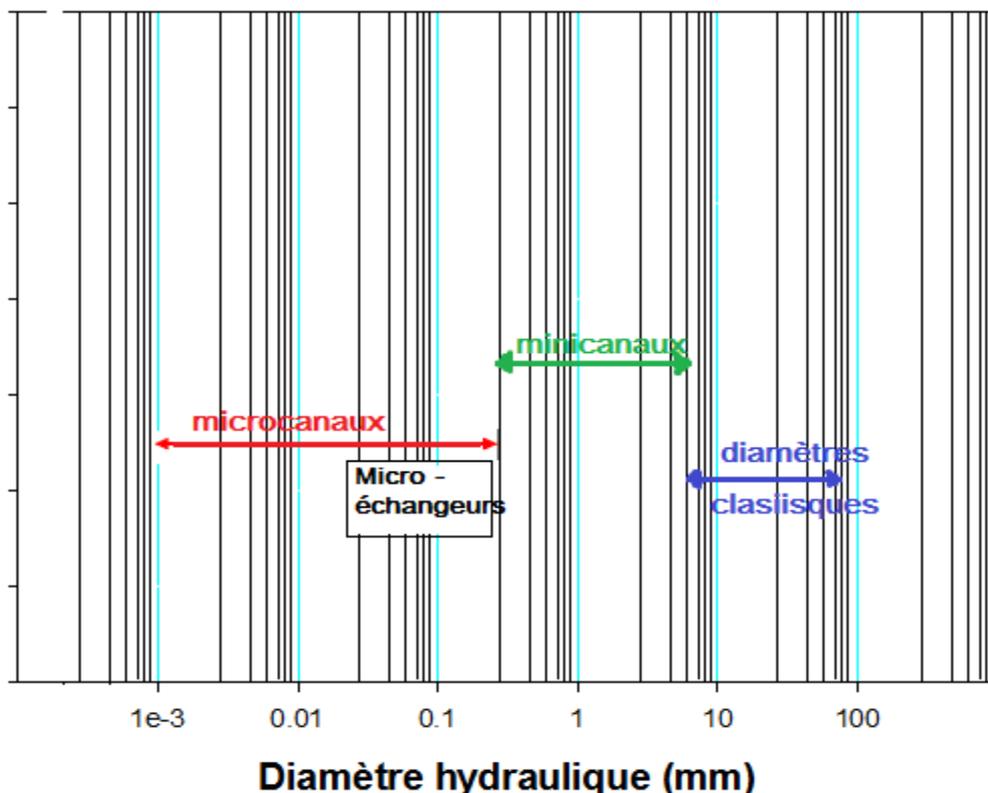


Figure I.1 : Diamètre hydraulique (D_h) des différentes technologies d'échangeurs. [3]

Le tableau suivant montre d'une façon claire les différents diamètres appliqués pour l'étude d'un micro-échangeur :

Tableau I.1 : Différents diamètres appliqués aux canaux

Canaux conventionnelles	$D > 3\text{mm}$
Mini-canaux	$3\text{mm} \geq D > 0.2\text{mm}$
Microcanaux	$0.2\text{mm} \geq D > 0.01\text{mm}$
Canaux transitionnels	$0.01\text{mm} \geq D > 0.0001\text{mm}$
Nano-canaux moléculaires	$0.0001\text{mm} \geq D$

Différents types de microcanaux vus au microscope électronique sont illustrés dans la figure I.2 ; Cela illustre assez bien la difficulté d'étudier et de concevoir ces petits systèmes.

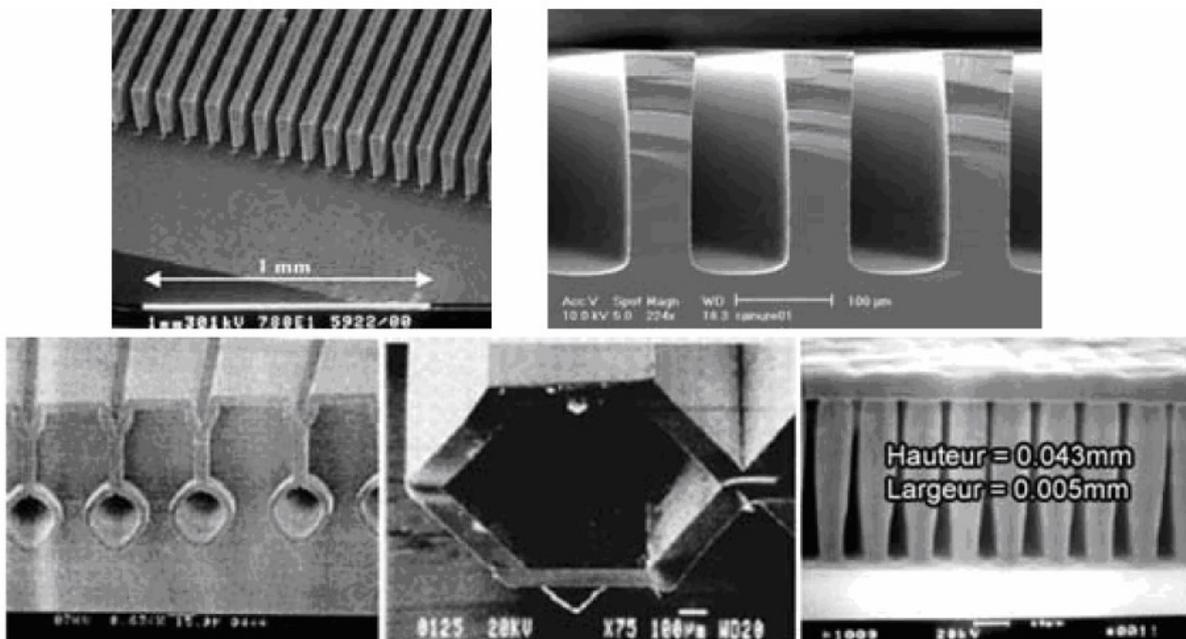


Figure I.2 : Exemples des microcanaux pour la conception d'un micro-échangeur de chaleur.

[3].

I.3. Développement de la recherche :

Les études sur les systèmes de transfert de chaleur par micro échangeurs ont fait l'objet d'un grand nombre de publications. Dans ce chapitre, nous recensons les renseignements acquis au cours de la recherche bibliographique. Les travaux présentés concernent des études aussi bien expérimentales que théoriques sur les micro-échangeurs et la micro fluidique. L'étude thermo-énergétique est très vaste, pour cela les chercheurs avaient donc orienté leurs travaux selon les quatre axes principaux et qui sont :

- Géométrie des microcanaux.
- Hypothèses posées.
- Modèle sélectionné.
- Conditions aux limites (selon le modèle utilisé).

Le concept de microcanaux a été introduit vers les années 80 par **Tuckerman et Pease** [2]. Pour déterminer les performances de refroidissement des composants électroniques à l'aide d'un écoulement liquide à travers des microcanaux sans changement de phase, ils ont fabriqué un échangeur de 1cm^2 en silicium, composé de canaux et d'ailettes de $0,05\text{mm}$ de largeur et de hauteur $0,3\text{mm}$, soit 50 canaux en tout. Ces microcanaux permettent une dissipation thermique de l'ordre de 800 W/cm^2 . Ces résultats ont montré que le coefficient de transfert thermique d'un écoulement laminaire à travers les microcanaux est plus important que le coefficient de transfert thermique à travers les canaux de taille conventionnelle.

L'évolution des techniques de refroidissement est étroitement liée à l'augmentation de la puissance thermique et de la complexité des circuits électroniques. La tendance de l'industrie électronique de dissiper plus de puissance dans de plus petits modules a créé des défis de gestion thermique croissants

Plusieurs recherches ont été menées sur le refroidissement des modules chauffés en utilisant la convection à toutes ses formes :

I.3.1. Convection libre et mixte :

Un problème de convection est régi par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ainsi, le problème thermique est couplé à un problème de mécanique des fluides. Les écoulements convectifs peuvent être laminaires (filets fluides bien parallèles) ou turbulents (fluctuations de vitesse aléatoires en grandeur et fréquence mais statistiquement stationnaires). Le passage du régime laminaire au régime turbulent dans des situations simples se fait pour des valeurs critiques de groupements sans dimension : le nombre de Reynolds Re en écoulement forcé et le nombre de Grashof Gr en écoulement naturel.

Parmi les travaux réalisés dans ce domaine, on peut citer l'étude menée par **Icoz et Jaluria** [4] qui ont fait une simulation numérique de la convection naturelle bidimensionnelle dans un canal rectangulaire ouvert et contenant des sources de chaleur. Leurs résultats montrent que les dimensions du canal et la présence des ouvertures ont des effets considérables sur l'écoulement mais très peu d'effet sur le transfert de chaleur. D'autres études numériques ont été faites sur des géométries élémentaires (canal vertical) pour déterminer le transfert de chaleur par

convection naturelle [5,6,7]. Dans le but d'examiner les différents aspects des écoulements naturels laminaires et périodiques rencontrés dans les problèmes de refroidissement électronique, **Kelkar** [8] a mené une étude numérique dans un canal vertical. Sur l'une des parois, sont montés successivement des blocs chauffés. L'écoulement périodique ascendant s'alimente de l'air chaud généré par le premier bloc ce qui augmente la température de l'écoulement en passant d'un bloc à un autre.

Afin de calculer l'écoulement autour d'un seul bloc chauffé avec des conditions aux limites périodiques, une formulation mathématique avec décomposition du champ de température linéaire et périodique a été proposée dans ce cas par **Kelkar** [8] et a été insérée dans le code de calcul Fluent. De même, **M. Fuji** et al. [9] ont étudié expérimentalement et numériquement le transfert de chaleur par convection naturelle d'un ensemble de circuits intégrés. Les équations de Navier-Stokes, l'équation de l'énergie et notamment l'équation de la chaleur dans les plaques ont été résolues en 2D avec un nombre de Grashof variant de 2.3×10^3 à 8.8×10^5 et un facteur de forme $L = 1/h$ variant de 8 à 30. Les auteurs ont trouvé une correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux sauf pour $L = 30$ où l'effet d'un écoulement 3D est significatif.

Récemment, **Desrayaud** [10] a réalisé une étude paramétrique sur un système en 2D constitué de canaux parallèles avec une seule source de chaleur. Le système simule le refroidissement d'un ensemble de circuits imprimés (PCB) avec des modules chauffés placés à la surface des circuits. La solution a été calculée simultanément dans le solide (module et substrat) et dans les régions de fluide en tenant compte de la continuité de la température et du flux de chaleur aux interfaces solide-liquide. En raison de limitation des modèles en 2D dans les applications électroniques, le cas classique de sources de chaleur a été ensuite exploré avec des modèles numériques en 3D. En 1995, **Heindel** et **Ramadhani** [11] ont développé des modèles 2D et 3D pour le calcul d'un écoulement naturel laminaire dans une cavité verticale contenant plusieurs sources chauffées placées sur l'une de ses parois. Les résultats numériques ont été comparés avec les mesures de la température de chauffe et la visualisation de l'écoulement. Une bonne concordance a été notée avec le modèle 3D. Cependant, le modèle 2D a surestimé la température du substrat.

Plusieurs recherches ont été menées sur le refroidissement des modules chauffés en convection mixte. **Kim** et al. [12] ont étudié numériquement la convection mixte dans un canal contenant des sources de chaleur. Ils ont remarqué que les hypothèses trop simplificatrices ne sont pas appropriées pour simuler le refroidissement des équipements électroniques.

Rahman et al. [13] ont mené une étude numérique en 3D sur le transfert de chaleur par convection mixte dans 4 modules chauffés implantés sur la surface d'une carte électronique,

les modules sont exposés à deux types d'écoulement : un écoulement de convection forcée dans la direction horizontale et un écoulement de convection naturelle dans la direction verticale.

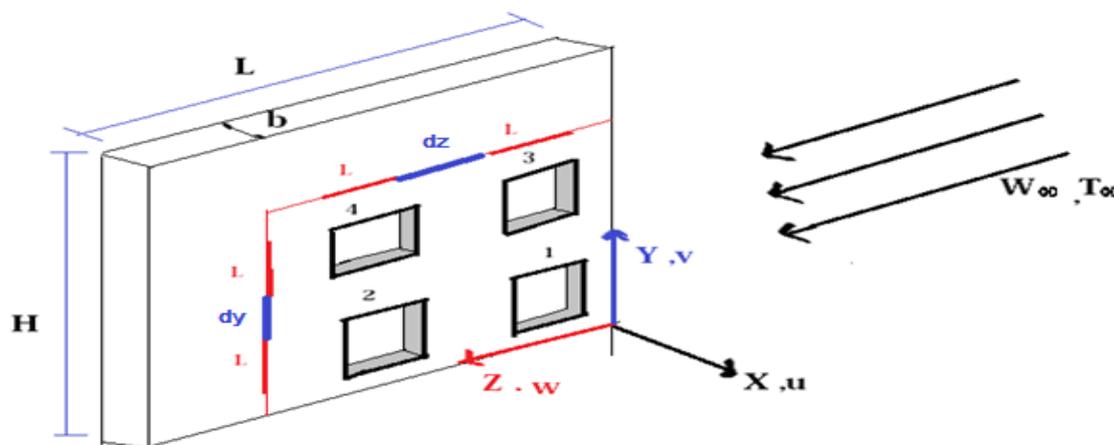


Figure I.3 : Schéma des 4 modules chauffés montés sur la plaque [13].

Les auteurs ont montré que la variation du nombre de Nusselt est fortement liée au nombre de Richardson (tableau1). Pour $Ri \leq 2,5$, ils ont constaté que les particules fluides se déplacent principalement dans la direction de l'écoulement forcé (horizontal). Le mouvement vertical lié aux forces de flottabilité est limité aux zones stagnantes entre les modules 1, 2 ainsi que 3 et 4, où $Ri = Gr / (Re^2)$. Avec Gr : nombre de Grashof.

Tableau I.2 : Nombre de Nusselt pour quatre modules chauffés [13].

Richardson Number	Dimensionless Time	Heat Transfer 1	Heat Transfer 2	Heat Transfer 3	Heat Transfer 4
2.5	4	11.0346	10.5687	10.8693	9.7416
2.5	16	11.1186	9.6672	10.9063	7.9958
2.5	70	10.9122	8.8634	10.5552	6.920
2.5	100	10.8732	8.7510	10.5072	6.7752
100	4	15.5431	19.3094	14.8547	15.5083
100	16	15.94	19.2847	14.6082	15.4621
100	70	16.0124	19.0688	14.5511	15.2151
100	100	16.0140	19.0503	14.5476	15.1953
1000	4	26.8423	25.5942	24.4297	25.2938
1000	16	26.8948	25.6023	24.0761	24.7605
1000	70	28.8974	25.6704	23.9772	24.6673
1000	100	26.8983	25.6714	23.9753	24.6595

Boutout et **Bessaih** [14], ont simulé la convection naturelle bidimensionnelle non stationnaire dans un boîtier rectangulaire contenant des sources de chaleur refroidies par convection selon le schéma sur la figure I.4. Deux configurations ont été étudiées. La première concernait une enceinte contenant une seule source de chaleur montée sur sa paroi inférieure (voir la figure I.4.a), tandis que la deuxième configuration visait une enceinte comprenant deux sources de chaleur identiques montées, de même, sur sa paroi inférieure (voir la figure I.4.b).

Les résultats montrent que dans le cas d'une seule source de chaleur, l'écoulement devient oscillatoire pour les valeurs critiques suivantes du nombre de Rayleigh, $Ra_{cr} = 1,26 \cdot 10^4$; $1,9 \cdot 10^4$ et $1,02 \cdot 10^5$, correspondant, respectivement à la conductivité thermique de l'aluminium, du silicium et de la céramique. Toutefois, pour le cas de deux sources de chaleur, l'espacement entre elles a un effet important sur l'écoulement du fluide et de transfert de chaleur, et par conséquent, sur la valeur du nombre critique de Rayleigh. Le champ de température dans chaque composant a été trouvé comme étant à peu près uniforme. Le mouvement du fluide oscillant généré par l'instabilité thermique peut aider efficacement le transfert de chaleur le long des surfaces des composants électroniques, et donc, peut améliorer le taux de transfert de chaleur. Les fréquences des oscillations ont été déterminées, et le diagramme de stabilité a également été présenté.

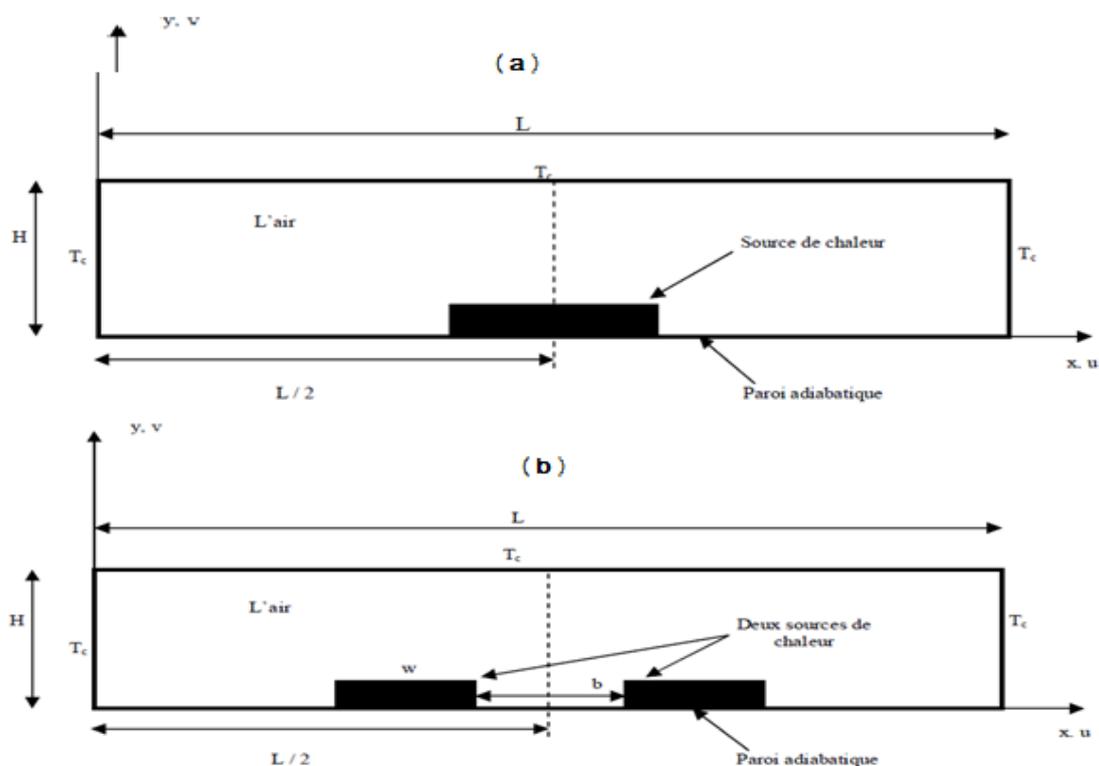


Figure I.4 : Schéma de configuration du problème et des conditions aux limites [14].

Par la suite, **Icoz** et **Jaluria** [15] ont élaboré une méthodologie pour la conception et l'optimisation des systèmes de refroidissement des équipements électroniques. Dans cette approche, les données expérimentales ou de simulation numérique, notamment le nombre de Reynolds et la taille des composants, ont été utilisées pour obtenir une conception thermique acceptable et optimale.

De plus, **Dogan** et al. [16] ont étudié expérimentalement la convection mixte dans un canal contenant des sources de chaleur en bas et en haut. Ils ont montré que la force de flottabilité, le début de l'instabilité et l'amélioration du transfert de chaleur sont directement liés aux nombres de Grashof et de Reynolds.

Zeighami et al [17], ont étudié la transition d'un écoulement laminaire d'eau vers la turbulence dans un microcanal, leurs travaux ont indiqué que la transition de l'écoulement a eu lieu à une transition du nombre de Reynolds qui est moins de 2200, due à la surface rigoureuse et la viscosité. Jusqu'à maintenant les travaux analytiques n'ont pas pu déterminer la transition du nombre de Reynolds à l'échelle microscopique, cette transition peut être étudiée uniquement par la voie expérimentale. **Zeighami** et al ont généré un domaine de vecteurs dans un microcanal de dimensions $150 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 1 \text{cm}$. Des domaines de vitesses ont été générés à $Re= 200, 720, 1200, \text{ and } 1600$; à l'exception de $Re=1600$, où les vitesses semblent stables et parallèles, c'est à ce stade l'écoulement a commencé de se trembler, les vitesses fluctuent et deviennent assez asymétriques.

I.3.2 .Convection forcée :

Après les travaux de **Tuckerman** et **Pease** en 1981[2], Plusieurs recherches ont été menées afin d'étudier le transfert thermique convectif monophasique en utilisant l'eau [18,19 ,20], l'eau ionisée [21,22] comme fluide de fonctionnement, en 1989 **Samalam**[23] a étudié analytiquement et numériquement la convection forcée dans un microcanal destiné au refroidissement des composants électroniques, il a présenté une exacte équation pour le calcul du transfert de chaleur et les dimensions optimums du microcanal.

En 1990, **Pfahler** et al. [24] ont continué cette étude, ils ont présenté des mesures du coefficient de frottement à partir des différentes études expérimentales sur des écoulements liquides dans trois canaux de faible section rectangulaire s'étalant de 80 à 7200 μm . L'isopropanol (liquide polaire) était le premier liquide de fonctionnement. Leurs objectifs étaient de déterminer l'échelle de longueur en dessous de laquelle l'hypothèse de continuité n'est plus valable et de vérifier la concordance des équations de Navier-Stokes avec le comportement observé de l'écoulement. Ils ont montré que, pour les canaux larges, leurs observations

coïncident avec les résultats déduits des équations de Navier-Stokes. Cependant, pour les canaux de taille plus faible, une déviation considérable est notée.

Plus tard, **Peng** et **Peterson** [25,26 ,27] ont mené des recherches expérimentales sur le transfert thermique de convection forcée monophasique et les caractéristiques d'un écoulement d'eau dans des microcanaux rectangulaires ; de petite taille, de diamètre hydraulique compris entre 0,133 - 0,367 mm et de différentes configurations géométriques. Ils ont montré l'influence de ces diamètres sur le transfert thermique. Ils ont noté, aussi, que la forme des canaux n'a pas d'influence sur les régimes d'écoulement (laminaire ou turbulent).

Cependant, ils ont constaté que le transfert thermique, en régime laminaire, dépend du rapport du diamètre hydraulique sur la distance qui sépare les microcanaux. En se basant sur les résultats déjà cités, **Mala** et **Li** [28] ont mené des études sur des tubes de différentes longueurs et de diamètre intérieur compris entre 50 et 254 μm . Ils ont étudié l'effet de la double couche électrique (modèle décrivant la variation du potentiel électrique aux abords d'une surface) sur la surface solide, le transfert thermique et l'écoulement du liquide dans les microcanaux. Ils ont noté que la double couche électrique modifie les profils de vitesse et diminue la vitesse moyenne ce qui entraîne une augmentation de la chute de pression et une diminution du taux de transfert thermique.

Weilin et **Mala** [29] ont étudié l'écoulement dans des microcanaux de section trapézoïdale dont les diamètres hydrauliques sont compris entre 51 et 169 μm , et ont mis en évidence une différence significative entre les résultats expérimentaux et la théorie, qui va dans le même sens que les études précédentes. Ils proposent alors un modèle comportemental rugosité/viscosité afin d'interpréter ces différences.

Colgan et al [30] ont présenté une étude expérimentale qui prouve un changement radical dans l'implémentation des microcanaux avec multiple entrées et sorties, le nombre de Nusselt obtenu est supérieur de 25, le coefficient de transfert convectif était de l'ordre de 130,000 W/m^2 °C. quoique le coefficient de frottement associé était considérablement grand .les entrés et les sorties ont conservé l'étendue du flux à 3mm seulement.

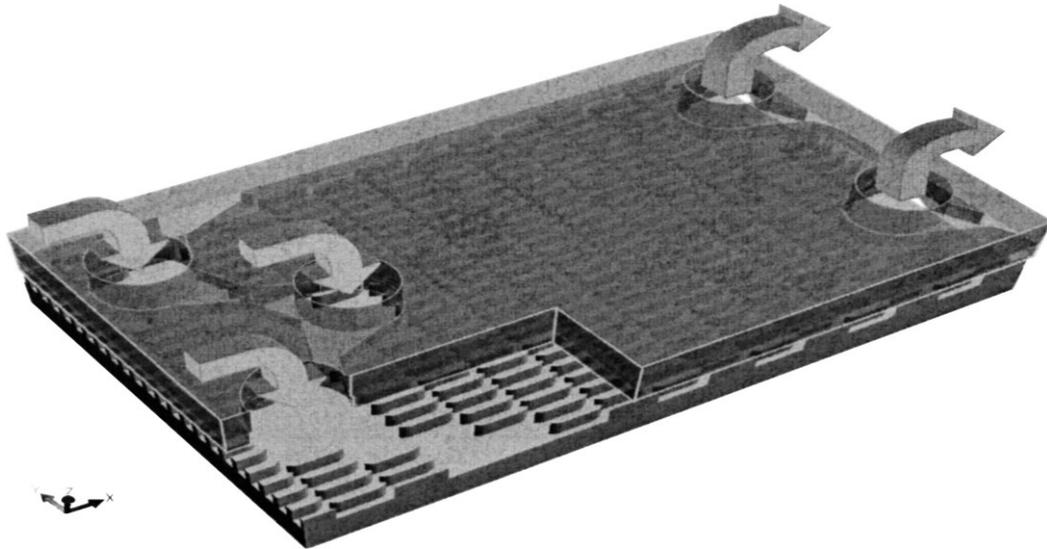


Figure I.5 : schéma de micro échangeurs étudiés par Colgan et al [30].

M. Bahrami [31] et al ont étudié le comportement de pression d'un écoulement laminaire dans un microtube rigoureux, après avoir négligé la compressibilité et la raréfaction, ils ont montré que le rayon local dépend de la nature aléatoire de la rugosité angulaire 'p' et longitudinale 'q', et que l'influence de la rugosité sur la résistance frictionnelle est représenté commettant un facteur de correction, les résultats obtenus sont représentés sous forme d'une compacte corrélation.

L'effet de la rugosité est d'augmenter la chute de pression dans le microtube, cet effet peut être négligé si la rugosité relative est moins de 3%.

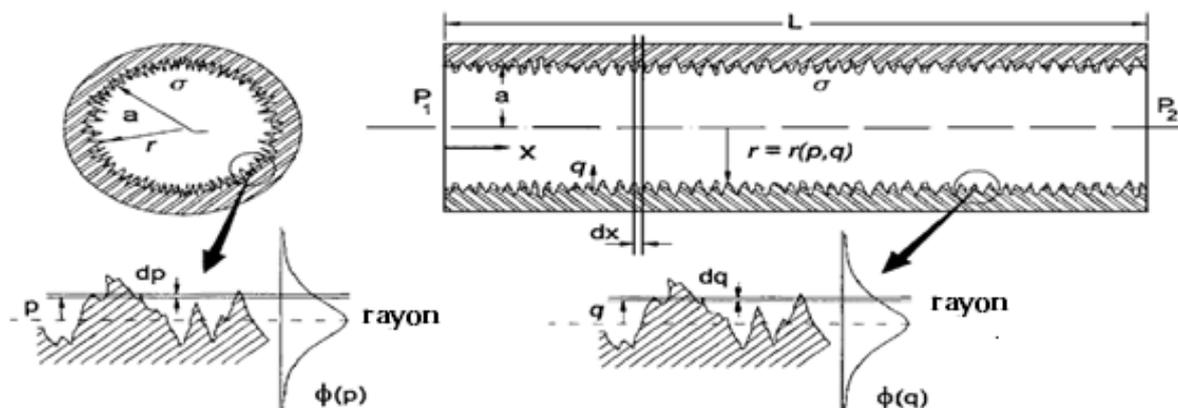


Figure I.6 : Rugosité aléatoire dans un microtube : distribution de Gauss [31].

Shanglong et **Guangxin** [32], deux chercheurs chinois ont fait une simulation numérique de la convection forcée dans quatre types de microcanaux différents :

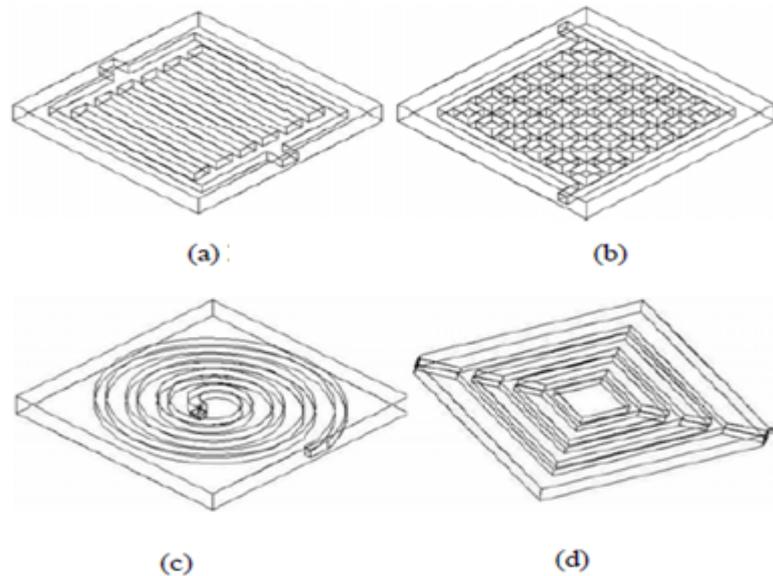


Figure I.7 : Schéma illustratif des géométries étudiées par Shanglong et Guangxin [32].

Ils ont montré que la géométrie de microcanaux a une influence déterminante sur les performances de refroidissement de composant électrique ; et surtout sur le comportement de la différence de pression entre l'entrée et la sortie, ainsi sur la vitesse moyenne de l'écoulement dans le microcanal.

Beskok et **Karniadis** [33] ont développé un modèle physique simple qui prévoit la distribution de la vitesse, le débit massique et volumétrique de l'écoulement et la distribution de la pression dans un microcanal, un pipe et une conduite, pour les écoulements de régime dit régime de glissement ; ce régime est caractérisé par le nombre de Knudsen ¹ ($0 < \text{Kn} < \infty$).

Ils ont proposé une condition au limite générale de second ordre pour le régime de glissement (slip flow régime) pour ($0.01 < \text{Kn} < 0.1$), et qui est utilisée pour présenter la distribution de vitesse avec une précision raisonnable. Leur modèle donne des petites déviations uniquement dans la phase de transition, et qui les adressent à l'augmentation de la zone de Knudsen avec l'étendue du microcanal, ils ont validé leur modèle en le comparant devant la simulation de Monte Carlo, et la base de données numérique et expérimentale de Boltzman.

¹ Knudsen : Thermicien Danois, il a classifié les régimes d'écoulement en terme de continuité, selon le nombre $\text{Kn} = \lambda/L$

Mikhailov et **cotta** [34] ont également développé un package mathématique qui calcule les fonctions, les intégrales, la température dimensionnelle et le nombre de Nusselt pour les écoulements convectifs dans les microcanaux, en tenant compte de la stagnation de la vitesse et la variation de la température. Ils ont résolu le transfert thermique stable avec une température d'entrée uniforme et périodique, et un autre écoulement électro-osmotique dans les microcanaux, avec une paroi chauffante et une température à l'entrée.

Bayazitoglu et **KaKac** [35] ont discuté les régimes d'écoulement et les paramètres dimensionnels qui influent sur le domaine de l'écoulement monophasique laminaire dans les microcanaux, avec un fluide de travail gazeux. Ils ont noté que le chauffage visqueux, la compressibilité et la raréfaction sont prises en considération dans les écoulements convectifs gazeux à l'intérieur des microcanaux.

Tunc et **Bayazitoglu** [36] ont élaboré étude hydrodynamique d'un écoulement convective laminaire dans les microtubes, avec une température uniforme et un flux de chaleur uniforme comme conditions aux limites, en utilisant la technique de la transformation intégral. La méthode de résolution a été vérifiée pour le cas où le chauffage visqueux est négligeable, pour le cas de température uniforme et avec un nombre de Brinkman ² donné, qui indique le degré de la viscosité de chauffage ; dans une longueur axiale bien spécifiée, l'effet de chauffage visqueux fut envisagé et le nombre de Nusselt atteint sa valeur maximale. Ils ont prouvé l'effet combiné de nombre de Knudsen, le nombre de Brinkman, et le nombre de Prandtl sur le transfert thermique, en estimant la valeur maximale de nombre de Nusselt.

En 2013, **Ghaedamini** et al [37] ont présenté une étude numérique de la convection forcée dans un micro canal convergent –divergent, ils ont varié les sections (aspect ratio S), et le coefficient d'expansion Υ , ainsi le niveau de courbure λ

² Brinkman : physicien néerlandais, il a défini un nombre adimensionnel qui donne le rapport entre l'énergie des forces visqueuses dissipées et l'énergie transférée par conduction thermique $Br = \frac{\mu V^2}{\lambda \Delta T}$

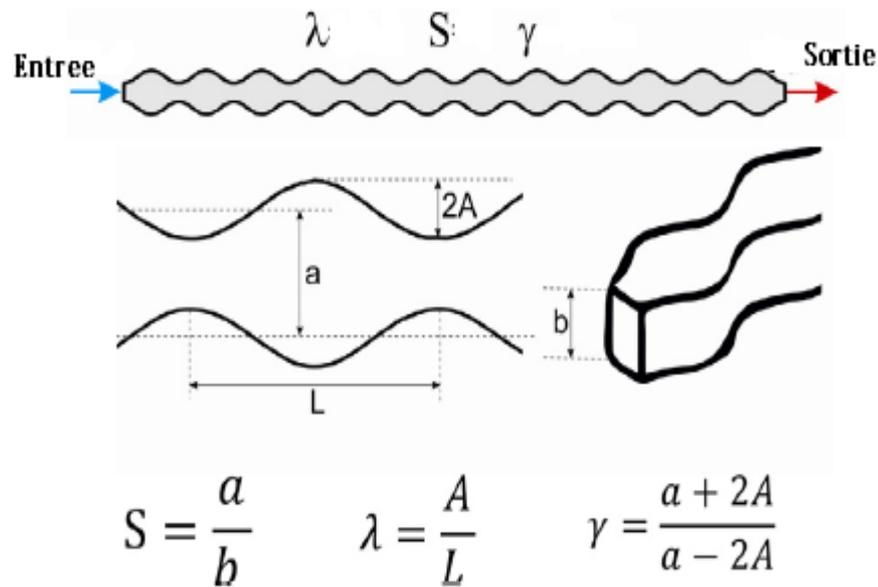


Figure I.8 : Géométrie de microcanal étudié par Ghaedamini [37].

Ils ont montré que les trois dimensions caractéristiques (S , γ , λ) ont une influence directe sur la performance de transfert thermique le long du microcanal, ils ont prouvé que pour le régime d'advection régulière, si on augmente λ le transfert de chaleur s'améliore et s'étend vers les régions étroites, le nombre de Reynolds et le coefficient d'expansion contrôlent la présence de l'advection chaotique dans le système, ou l'augmentation de transfert est accompagnée avec une forte chute de pression.

Très récemment, **Chai** et al [38] ont réalisé une étude numérique et expérimentale, sur deux types de microcanaux, chaque microcanal est muni d'un changement périodique de section transversale (élargissement –rétrécissement), ensuite ils ont comparé avec un microcanal simple. Ils ont constaté que pour les deux études (expérimentale et numérique), l'équation de l'énergie et les équations de Navier Stokes restent valides pour $Re < 750$, et que la chute de pression des deux microcanaux (changement périodique de section transversale) est plus petite que celle du microtube pour $Re < 300$; et augmente rapidement pour $300 < Re < 750$.

En comparant avec le microtube simple, l'augmentation de transfert de chaleur est très considérable pour les microcanaux avec changement périodique de section transversale, et le nombre de Nusselt moyen s'accroît avec un taux d'ordre de 1.8; et qu'avec l'augmentation de l'énergie pompée, la résistance thermique convective s'accroît et la résistance conductrice reste constante.

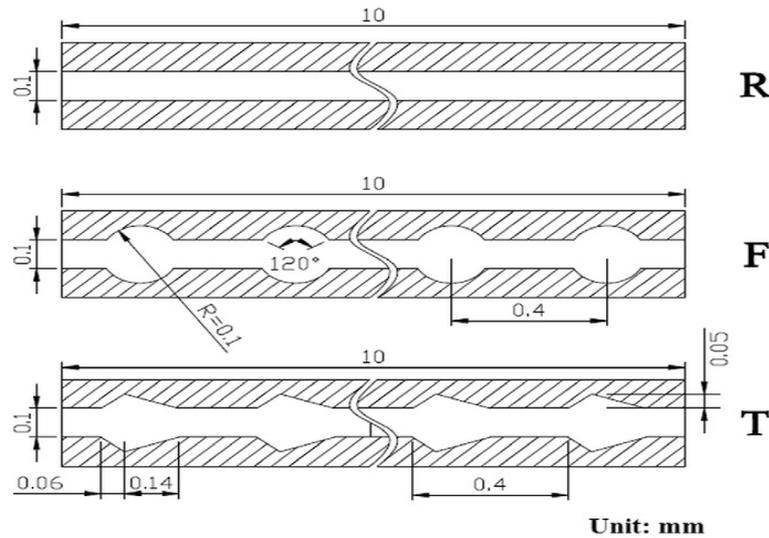


Figure I.9 : Schéma illustratif des travaux de Chai [38].

Et dernièrement **Suabsakul Gururatana** [39] a fait une simulation numérique en 2D sur la convection forcée dans les microcanaux avec des fossettes, il a montré que les fossettes fait améliorer le transfert thermique en augmentant le nombre de Nusselt, surtout en arrière de la fossette, cette augmentation de flux est accompagnée par une augmentation du nombre de Reynolds et en même temps une augmentation de chute de pression, il a conclu que ces constatations sont valables uniquement si $Re \geq 125$.

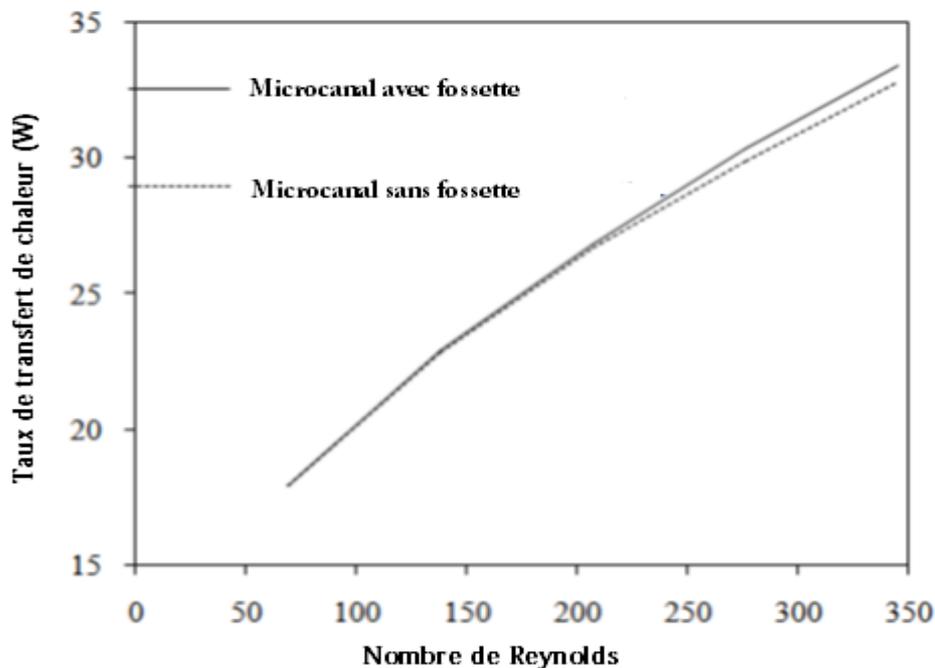


Figure I.10 : Effet de nombre de Reynolds sur le transfert thermique [39]

I.3.3. Objectifs :

Les objectifs de notre travail consistent en la détermination de l'effet de certains paramètres dans le but d'améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur d'un microcanal en simulant deux types de microcanaux munis d'un changement périodique de section transversale (élargissement – rétrécissement), le premier est un microcanal avec des fossettes, le deuxième est un microcanal avec des sections triangulaires. Ces changements de section transversale vont être étudiés d'abord au niveau de la paroi inférieure (paroi chauffante).

Ensuite, on va proposer deux autres géométries en jouant sur la section transversale, pour améliorer la performance de transfert de chaleur. Dans la première géométrie les sections additives seront parallèles et dans les deux cotés ; et dans la dernière géométrie on va chevaucher ces sections additives. L'étude sera basée sur les équations de Navier Stocks et l'équation de l'énergie, qui sont obtenus en prenant les conditions que celles utilisées dans la simulation qu'a été faite par **Suabsakul Gururatana** [39] : l'effet de l'entrée du microcanal, la vitesse et la température.

Conclusion :

Dans ce chapitre, 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 traditionnelles de refroidissement par convection naturelle et forcée avec des écoulements gazeux et liquides. Les chercheurs ont mené des études analytiques, numériques et expérimentales pour mieux comprendre les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique. Les résultats de leurs recherches sont parfois très dispersés, voir même contradictoires aussi bien pour les caractéristiques de l'écoulement que pour le transfert thermique. Certaines études mettent en évidence une augmentation des transferts thermiques. Plusieurs chercheurs attribuent cette augmentation à la réduction de la viscosité du liquide, d'autres la concèdent à la miniaturisation des dimensions.

Différentes interprétations ont été détaillées pour expliquer certains changements de comportement et différentes questions ont été posées afin d'éclaircir ces contradictions à savoir les limites de validité d'utilisation des systèmes de plus en plus complexes.

C'est dans ce contexte, qu'on va mener cette étude en simulant un écoulement convectif forcé dans des microcanaux munis de changements de section transversale, ce dernier va attribuer dans le but d'améliorer les performances de refroidissement.

Chapitre II :

Modélisation du problème

La convection est un mode de transfert de chaleur qui est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un fluide. La caractéristique essentielle du transfert de chaleur par convection est le transport de l'énergie par mouvement moléculaire, ce que l'on appelle par "diffusion" ; et par mouvement macroscopique du fluide, ce que l'on appelle par "advection". Ce phénomène est formulé mathématiquement par les équations aux dérivées partielles et se passe dans la configuration considérée dans notre étude.

II.1.Géométrie du problème :

II.1.1. Description du micro échangeur de chaleur :

Un micro échangeur de chaleur peut être décrit comme un réseau de microcanaux parallèles, fabriqués en silicium dans la plupart des cas en utilisant la technologie de micro gravure sèche, pour notre étude le microcanal est en aluminium, le micro échangeur sera collé à l'élément chauffé, la circulation du fluide de travail est assurée par une micro pompe, la **figure (II.1)** illustre un échangeur à microcanaux.

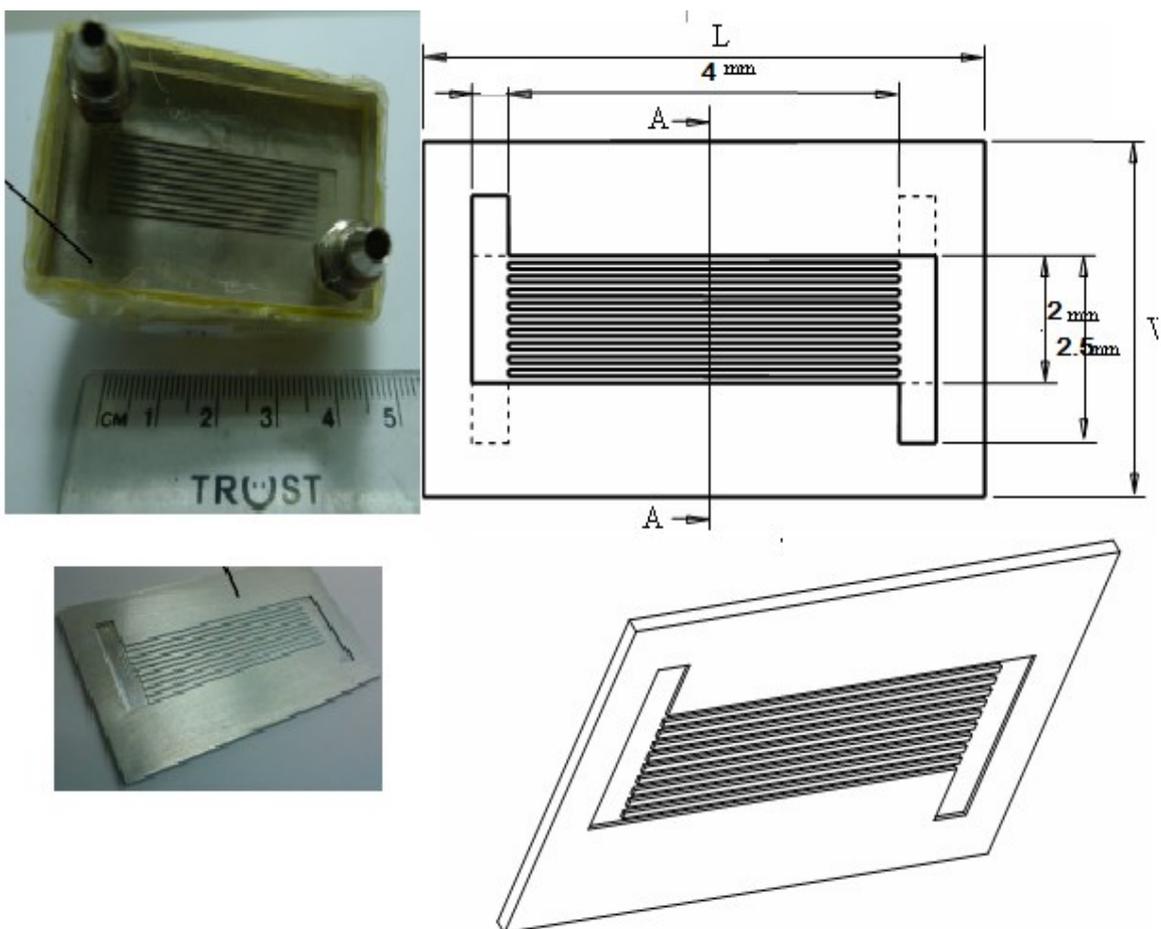


Figure II.1 : schéma illustratif d'un échangeur à microcanaux.

II.1.2. Description du microcanal :

Le premier microcanal à étudier étant rectangulaire, il a 4mm de longueur, 0.2mm de largeur et de 1mm d'épaisseur, soit donc la géométrie (J), les deux autres microcanaux sont munis d'un changement périodique de section transversale (élargissement –rétrécissement). L'un avec des fossettes de rayon de 0.1mm dans la paroi inférieure qui est la géométrie (K), et l'autre est muni d'une expansion transversale de section de longueur de 0.06mm, et de constriction de section de 0.14mm de longueur. Le profondeur de la cavité triangulaire est de l'ordre de 0.1mm, soit donc la géométrie (L).

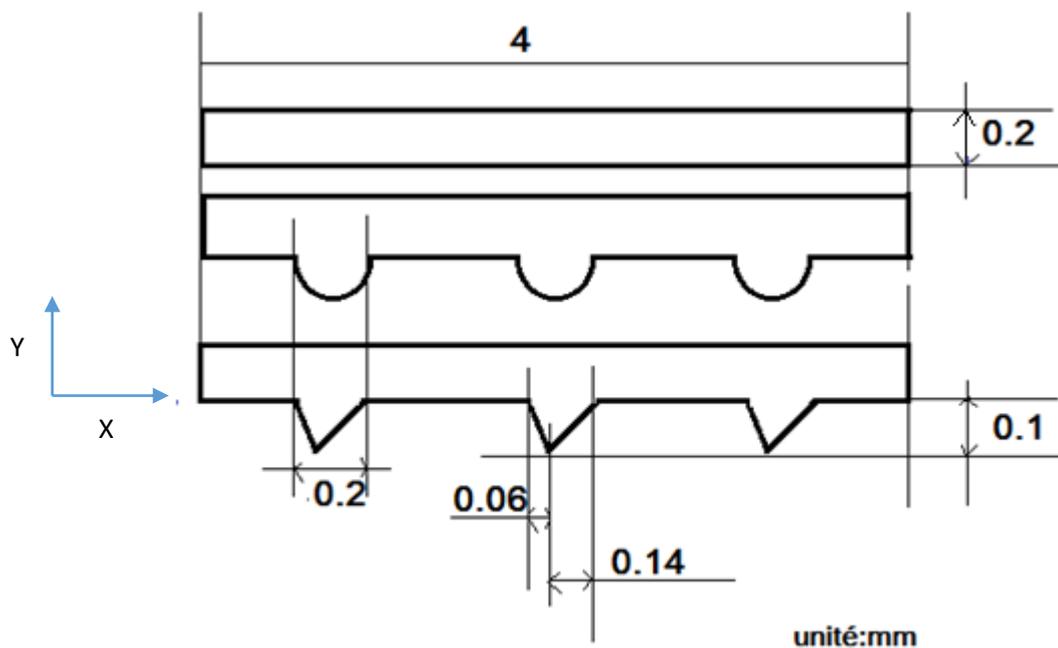


Figure II.2 : Dimensions des microcanaux.

Ensuite, on va étudier deux autres géométries munis de même changement de section transversale, mais dans les deux cotés soient donc les géométries (M) et (N).

Enfin, une autre étude sera établie pour deux autres géométries (M1) et (N1) qui sont munis d'un changement de section transversale en chevauchement.

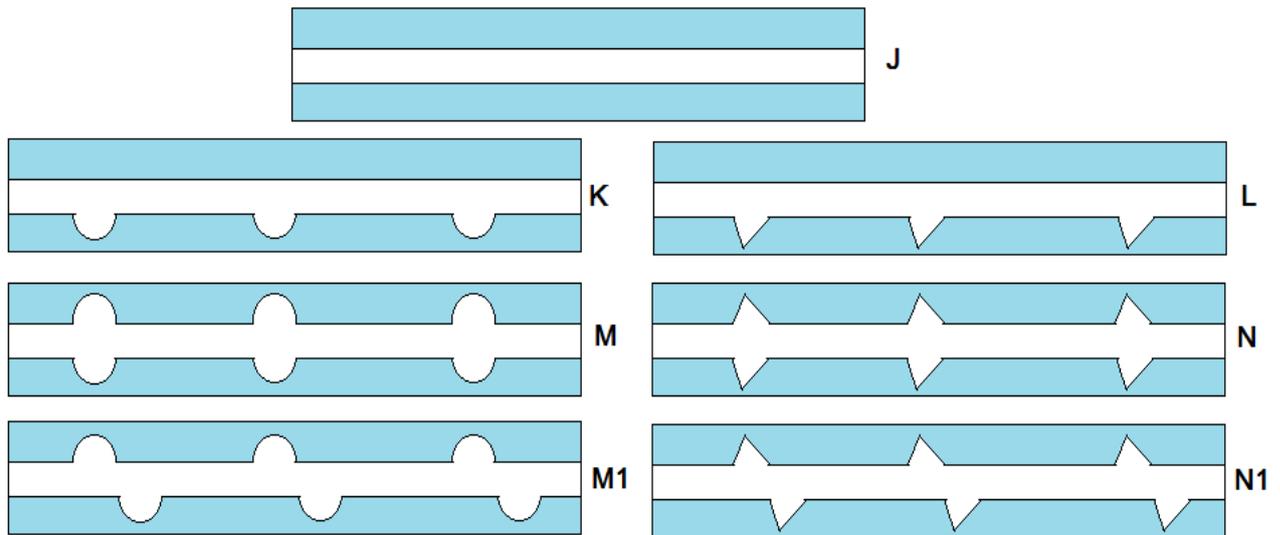


Figure II.3 : Géométrie des différents microcanaux étudiés.

II.2. Etude de la convection thermique forcée :

Le transfert de chaleur par convection se classifie selon la nature de l'écoulement : si celui est généré par des moyens externes qui imposent une certaine vitesse moyenne (comme, par exemple, un ventilateur) on parle de convection forcée tandis que si le mouvement du fluide est dû aux forces d'Archimède induites par des différences de masse volumique dans une ambiance soumise à la force de la pesanteur, il s'agit de convection naturelle ou libre. Dans ce travail on a uniquement étudié des situations de transfert en convection forcée.

En particulier, on s'est intéressé au transfert de chaleur entre une surface solide et un fluide en mouvement qui ont des températures différentes. Une conséquence de l'interaction fluide-surface est le développement d'une région dans le fluide dans laquelle la vitesse varie de sa valeur nulle à la surface à la valeur finie de l'écoulement extérieur. Cette région est appelée la couche limite hydrodynamique. De plus, si les températures de la surface et du fluide sont différentes, il y aura aussi une région dans le fluide à travers laquelle la température du fluide variera entre sa valeur à la paroi et celle de l'écoulement externe. Cette région correspond à la couche limite thermique.

À la paroi, la vitesse du fluide est nulle et donc, la chaleur se transmet uniquement par diffusion moléculaire. Ce phénomène perd progressivement de l'importance à mesure que l'on s'éloigne de la surface et c'est le mouvement macroscopique du fluide qui contrôle le processus de transfert. La structure de la couche limite hydrodynamique conditionne le transfert thermique en proche paroi et sa compréhension est la clé de la maîtrise des échanges thermiques par convection forcée.

Le modèle utilisé pour décrire un problème général de convection est connu comme la loi de refroidissement de Newton,

$$Q = h S(T_p - T_f) \quad (1)$$

Où Q , le flux de chaleur échangée par convection (W), est proportionnel à la surface d'échange S et à la différence de température entre la surface (T_p) et le fluide (T_f). La constante de proportionnalité h (W/m²K) s'appelle coefficient de transfert de chaleur par convection. Il dépend des propriétés de la couche limite, concrètement de la géométrie de la surface, de la vitesse et la nature du mouvement du fluide et de propriétés thermiques du fluide. A partir d'une analyse dimensionnelle des équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible et un fluide aux propriétés constantes dans la couche limite hydrodynamique et thermique, on obtient une solution pour le coefficient de convection h [40].

II.3. Formulation mathématique et équations gouvernantes :

II.3.1. Equations de bilans :

La formulation mathématique des phénomènes de convection repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. Ces équations sont obtenues à partir de :

- La loi de conservation de masse (équation de continuité)
- La loi de conservation de quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes)
- La loi de conservation d'énergie (équation d'énergie)

II.3.1.a. Equation de continuité :

Dans le cas d'un milieu continu, s'il n'y a ni apparition, ni disparition de matière au cours du mouvement, le flux de masse est alors nul à travers une surface fermée (théorème de la divergence).

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\nabla(\rho \vec{V}) = 0 \quad (2)$$

avec :

ρ : masse volumique en kg/m³

\vec{V} : Vecteur vitesse en m/s

II.3.1.b : Equation de Navier Stokes (bilan de la quantité de mouvement) :

D'après la loi fondamentale de la mécanique, les forces appliquées à un système sont les sources de quantité de mouvement. Ces forces se divisent en deux catégories :

- Les forces de volume qui proviennent des forces extérieures : forces de pesanteur, forces d'Archimède (convection mixte et naturelle) et forces électromagnétiques (dans les fluides chargés électriquement).
- Les forces de surface : définies par le tenseur des contraintes.

Dans le cas où la viscosité dynamique μ est constante, l'équation de bilan de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\nabla(\vec{V} \otimes \vec{V}) = \rho \vec{g} - \nabla P + \mu \Delta \vec{V} \quad (3)$$

Où p est la pression

II.3.1.c. Equation de bilan de l'énergie :

D'après le premier principe de la thermodynamique, les sources d'énergie appliquées au système sont formées par :

- la puissance des forces extérieures au domaine,
- le flux de chaleur fourni par le milieu extérieur à travers la surface,
- la puissance calorifique créée à l'intérieur du domaine (sources volumiques).

La distribution de température et le mouvement d'un fluide sont reliés par l'expression suivante :

$$\vec{V} \cdot \nabla T = \frac{1}{\rho C_p} \vec{V} \cdot \nabla P + \frac{\nu}{Pr} \Delta T \quad (4)$$

Avec :

ν : viscosité cinématique du fluide

C_p : capacité calorifique à pression constante

Pr : nombre de Prandtl.

II.3.2. Hypothèses :

- Fluide Newtonien et visqueux.
- Milieu continu.
- Écoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées x, y).
- Régime laminaire
- La dissipation visqueuse est négligeable ($\mu \Phi = 0$).

- Les propriétés physiques du fluide et des composants électroniques (ρ , C_p , μ , k) sont respectivement, la densité, la chaleur spécifique, la viscosité dynamique et la conductivité thermique et elles sont supposées constantes.

II.4. Equations dimensionnelles :

Si (x, y) et (u, v) sont respectivement les deux coordonnées dimensionnelles et les deux composantes de vitesse dimensionnelle, les équations dimensionnelles peuvent s'écrire comme suit :

- Equation de continuité :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (5)$$

- Equation de quantité de mouvement :

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (7)$$

- -Equation de l'énergie :

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (8)$$

avec : ρ , C_p et λ sont les propriétés du fluide qui sont respectivement : la densité, la chaleur spécifique et la conductivité thermique.

Si on néglige la production de la chaleur par frottement visqueux dans l'écoulement, ce qui permet d'écrire :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (9)$$

Si on veut adimensionaliser le système d'équations gouvernantes, on prend :

$$X = \frac{x}{D_h}$$

$$U = \frac{u}{U_i}$$

$$\hat{P} = \frac{\Delta P}{\rho U_i^2}$$

$$Y = \frac{y}{D_h}$$

$$V = \frac{v}{V_i}$$

$$\theta = \frac{T_f - T_i}{T_p - T_i}$$

II.5. Nombres adimensionnels :

La forme adimensionnelle est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes Physiques indépendamment des systèmes de mesure. Elle permet aussi la simplification de la résolution des systèmes d'équations et la réduction des paramètres physiques.

Les nombres adimensionnels dépendent des paramètres suivants :

- * D_h : Diamètre hydraulique [m]
- * V_0 : Vitesse caractéristique [m/s]
- * ρ : Masse volumique du fluide [kg/m^3]
- * $T_{p/f}$: Temperature respectivement de la paroi et du fluide [K]
- * λ : Conductivité thermique du fluide [w/m.k]
- * ν : Viscosité cinématique du fluide [m^2/s].
- * μ : Viscosité dynamique du fluide [pa.s].
- * h : Coefficient de transfert convectif [$\text{w/m}^2.\text{K}$]

- Le nombre de **Reynolds** (Re) :

Fait intervenir la vitesse V_0 de l'écoulement et la viscosité μ du fluide. Il est interprété couramment comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Cette interprétation perd son sens quand on se place dans la couche limite, parce que dans cette région il y a toujours un bilan entre forces d'inertie et de friction, alors que Re peut attendre des valeurs de 10^5 pour les écoulements externes [40].

$$Re = \frac{\rho V_0 D_h}{\mu} \quad (10)$$

avec :

$$D_h = \frac{4. \text{Section de passage}}{\text{Périmètre mouillé}}$$

- Le nombre de **Prandtl** (Pr) :

Pr est le rapport entre les diffusivités de quantité de mouvement, i.e. la viscosité cinématique, et de chaleur. C'est une propriété thermodynamique du fluide, et pour l'air, dans les conditions normales de température et pression, il a une valeur de 0.7. Il représente l'efficacité relative du transport de quantité de mouvement et de chaleur par diffusion.

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (11)$$

- Le nombre de **Nusselt** (Nu) :

Nu est l'expression adimensionnelle du coefficient h, et il peut s'interpréter comme le rapport du flux thermique par convection sur le flux thermique de conduction dans le fluide.

$$Nu = \frac{h \cdot D_h}{\lambda} \quad (12)$$

- Le nombre d'**Eckert** (Ec)

Ec représente le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie thermique

$$Ec = \frac{V_0^2}{C_p (T_p - T_i)} \quad (13)$$

On définit aussi d'autres paramètres déterminants pour le transfert de chaleur :

- Le coefficient de frottement **f** :

Qui définit le rapport entre les forces de pression qu'exerce le fluide sur les parois et l'énergie cinétique du fluide le long de la paroi.

$$f = \frac{2 \cdot \Delta P \cdot D_h}{\rho U_i^2 L} \quad (14)$$

- Le flux de chaleur transféré au fluide :

$$Q = q_m C_p (T_f - T_i) \quad (15)$$

avec :

q_m : est le débit massique du fluide [kg/s].

- Le coefficient de transfert thermique h :

Qui est déterminé à partir du nombre de Nusselt Nu , sinon on peut le calculer d'une autre façon si nous avons une condition au limite constante au niveau de la paroi [41].

$$h = \dot{Q} \frac{\ln\left(\frac{T_p - T_i}{T_p - T_f}\right)}{(T_p - T_i) - (T_p - T_f)} \quad (16)$$

$$\dot{Q} = \frac{q_m C_P (T_i - T_f)}{A} \quad (17)$$

avec :

\dot{Q} : est la portion de flux gagné par le fluide divisé sur la section de transfert.

A : est la section de de transfert convectif.

$$h_{moy} = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx \quad (18)$$

Ou bien encore

$$h_{moy} = \frac{\dot{Q} A_{film}}{A_{cond} \Delta T_m} \quad (19)$$

$$\text{avec : } \Delta T_m = T_p - \frac{1}{2}(T_i - T_f)$$

Ce coefficient est utilisé pour déterminer le nombre de Nusselt moyen.

$$Nu_{moy} = \frac{h_{moy} D_h}{\lambda} \quad (20)$$

Muzychka [42] a présenté une corrélation pour le calcul de nombre de Nusselt moyen :

$$Nu_{moy}(X) = \left\{ Nu_d^5 + \left[0.6135 \left(\frac{fRe}{X} \right)^{1/3} \right] + \left(\frac{0.664}{Pr^{1/6} X^{1/2}} \right)^5 \right\}^{1/5} \quad (21)$$

avec : Nu_d est le nombre de Nusselt net développé par tout l'écoulement.

- L'efficacité des microcanaux :

On définit l'efficacité du microcanal HTE (Heat Transfer Efficiency) commettant le rapport entre le taux de transfert thermique représenté par la chaleur interceptée par le fluide, et la perte de pression ΔP .

$$\text{HTE} = \frac{(Q_{mic}/Q_J)}{(\Delta P_{mic}/\Delta P_J)^{1/3}} \quad (22)$$

avec :

Q_{mic} : est la chaleur transférée au fluide pour le microcanal considéré.

Q_J : est la chaleur transférée au fluide pour le microcanal (J) sans changement de section transversale.

ΔP_{mic} : la perte de pression du microcanal considéré.

ΔP_J : la perte de pression du microcanal simple (J).

II.6. Conditions aux limites :

On définit deux types de conditions aux limites : de Dirichlet et de Newman pour chaque microcanal ; et puisque l'élément à refroidir est situé au-dessous du microcanal, on applique une température $T=350\text{K}$ à la paroi inférieure, tandis que les autres parois sont adiabatiques ; on définit dans chaque entrée de microcanal une vitesse initiale de 3m/s pour l'eau qui circule dedans et qui sort avec une pression P .

- à $y = 0, 0 < x < L$; Paroi $T = 350\text{K}$.
- à $y = H, 0 < x < L$; Paroi $T_p = 300\text{K}$.
- à $x = 0, 0 < y < H$ $T = 300\text{K}$, $u = \frac{Re \cdot \mu}{\rho D_h}$ (Entrée du microcanal).
- à $x = L, 0 < y < H$ P_{sortie} (Sortie du microcanal).

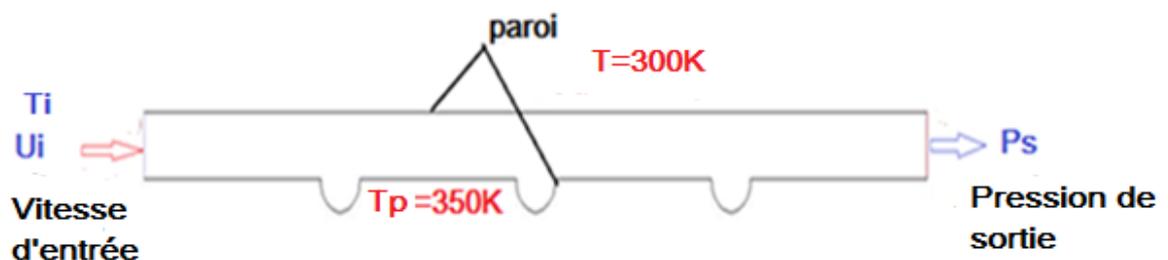


Figure II.4 : Conditions aux limites.

Remarque :

Il est à noter que les microcanaux M, N, M1 et N1 peuvent être utilisés entre deux éléments à refroidir ; c'est-à-dire que les températures chaudes seront posées dans les deux parois inférieure et supérieure.

II.8. Propriétés du fluide et matériau utilisés :

Dans notre étude, nous allons travailler avec de l'eau comme fluide de travail, et l'aluminium comme le matériau des microcanaux étudiés ; le tableau ci-dessus présente les propriétés thermo physiques prises dans notre simulation.

Tableau II.1. Propriétés thermo physiques des matériaux.

	λ (w/m.K)	μ (N-s/m ²)	ρ (kg/m ³)	Cp (kj/kg.k)
Eau	0.613	0.000855	998	4182
Aluminium	202.4	solide	2719	871

Conclusion :

Dans ce chapitre, le but était de présenter la formulation du problème en commençant par détailler les équations nécessaires qui sont :

- l'équation de continuité.
- Les équations de Navier Stocks
- Les équations de bilan d'énergie

Ces équations ne peuvent que décrire le problème d'une façon dimensionnelle ; pour bien connaître le phénomène de transfert de chaleur par convection forcée à l'intérieure des microcanaux, il faut adimensionner le problème en utilisant les nombres adimensionnels qui nous aident à étudier le phénomène et améliorer ses performances.

Chapitre III :

Simulation numérique

Dans ce chapitre, nous présentons la modélisation d'un écoulement monophasique à l'intérieur d'un microcanal muni d'un changement périodique de section transversale. Deux parties seront détaillées :

- -La première étape consiste à présenter les phases de la construction du modèle géométrique du système et la génération du maillage nécessaire à la simulation numérique.
- - Dans la deuxième, nous présenterons la méthode des volumes finis utilisée par le logiciel Fluent afin de résoudre le système d'équations.

III.1.Modélisation du domaine physique :

Avant de réaliser les simulations numériques, nous créons le modèle géométrique à l'aide du logiciel GAMBIT. Nous avons choisi une modélisation en 2D dans le but d'étudier le transfert convectif dans les microcanaux, collés à une source de chaleur (élément chauffant).

III.1.1.Présentation du préprocesseur GAMBIT :

GAMBIT 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 .

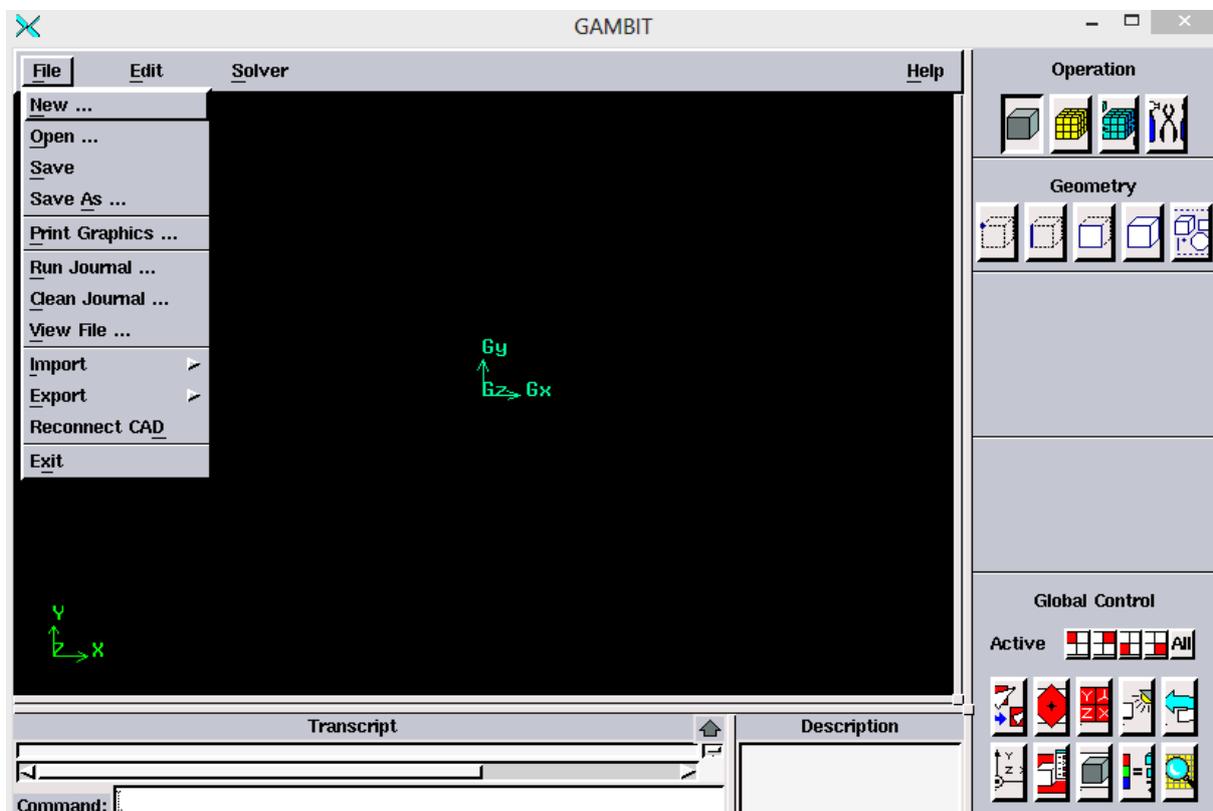


Figure III.1 : Interface de travail du préprocesseur Gambit.

III.1.2. Procédure de génération du fichier « .mesh » :

Le travail avec Gambit consiste en des étapes successives :

- Le choix du solveur et l'affectation des valeurs par défaut.
- Création de la géométrie ou l'importation du fichier de la géométrie.

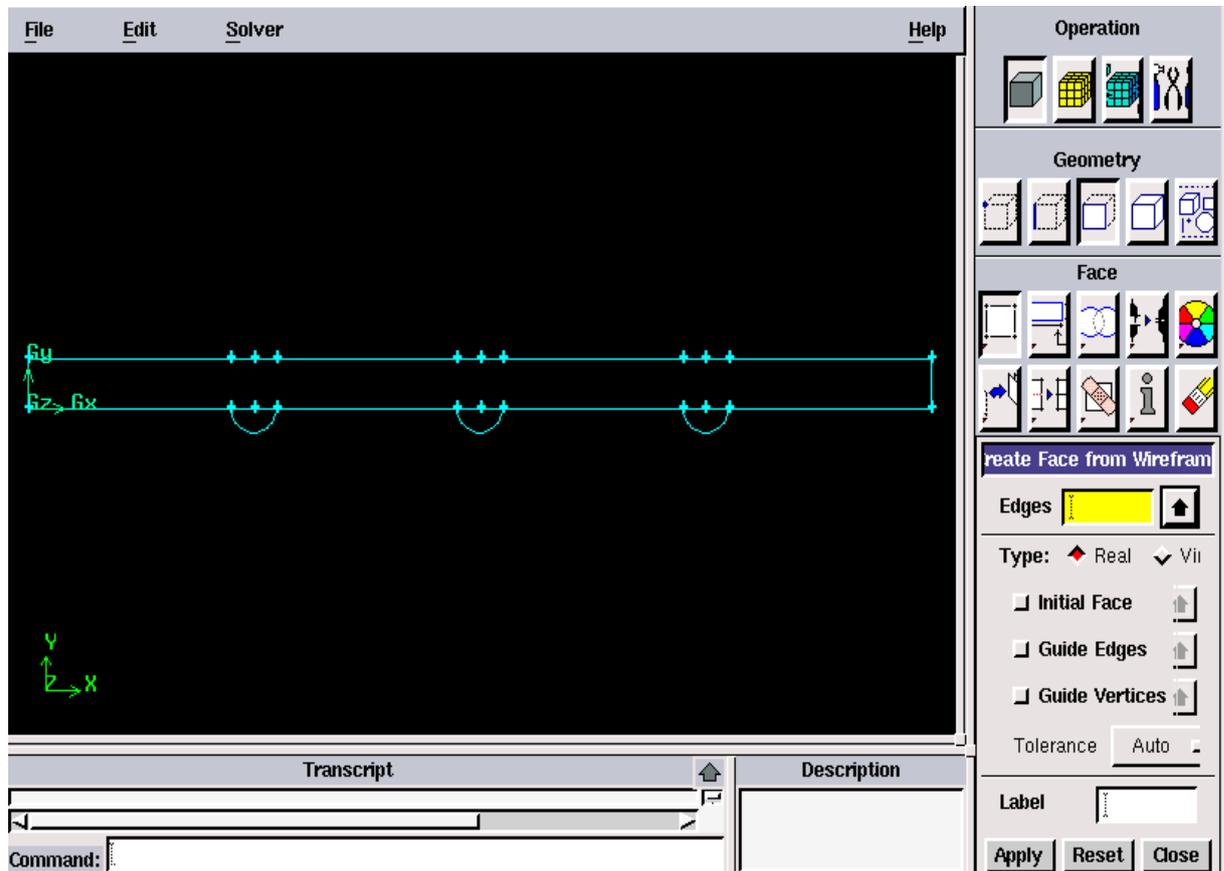


Figure III.2 : création de la géométrie du microcanal K sur Gambit.

- Maillage de la géométrie.

Le choix du maillage est une étape cruciale de la simulation numérique. Il est donc important de bien choisir un maillage s'adaptant au mieux aux problèmes considérés.

GAMBIT peut utiliser différents types de maillages, à savoir : des maillages structurés, non structurés et hybrides (combinaison géométrique d'éléments de différentes natures). Un maillage structuré est généralement composé de cellules quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré peut être composé de mailles quadrilatérales et triangulaires en 2D (**Figure III.3**) et hexaédriques ou tétraédriques en 3D.

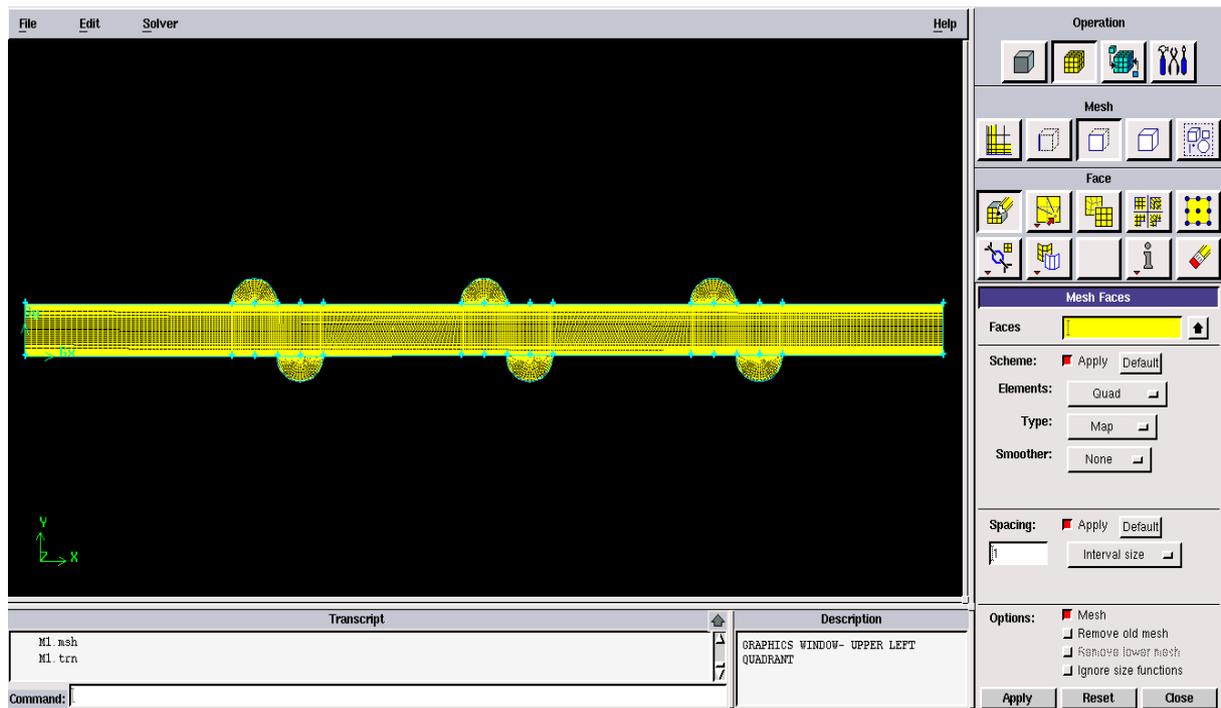


Figure III.3. Exemple de maillage du microcanal M1 sur Gambit.

- Vérification du maillage
- Spécification de la nature des zones et la nature des limites.

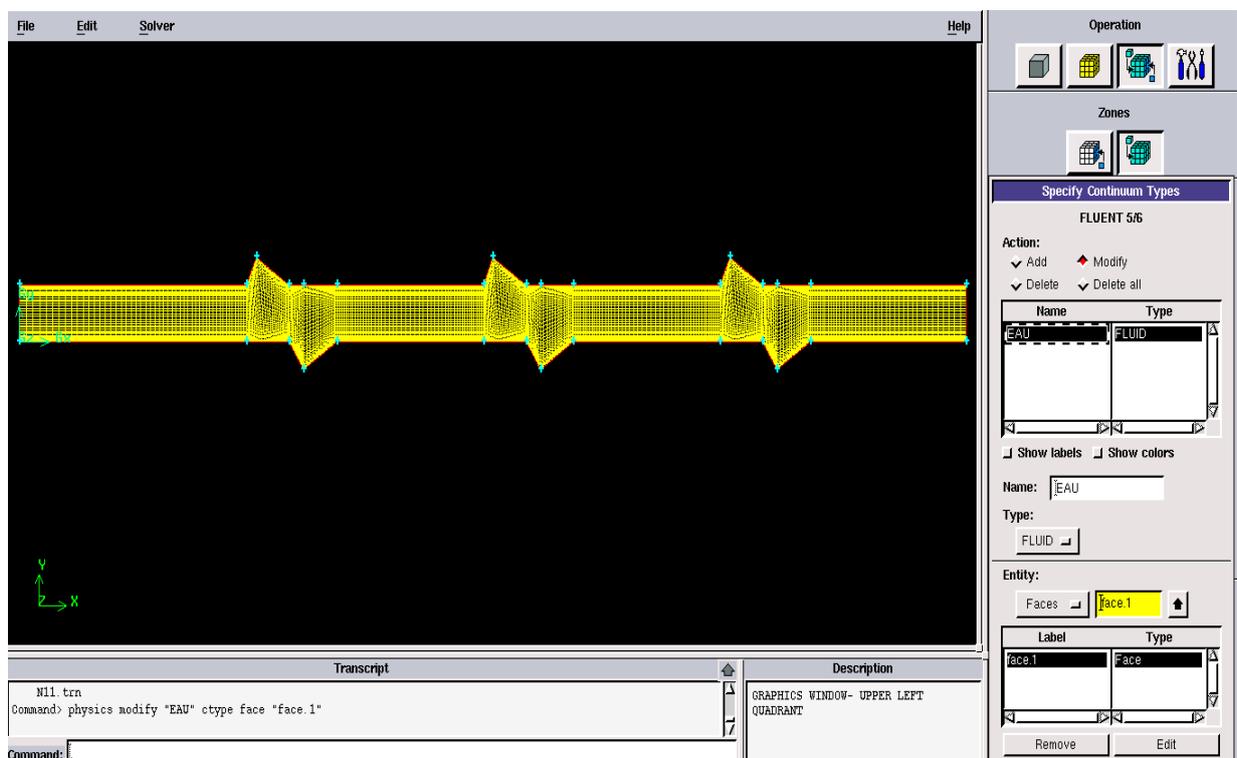


Figure III.4. Définition des zones et les limites sur gambit.

- Génération du fichier « .mesh ».

III.2.Simulation numérique du domaine physique étudié par Fluent :

III.2.1. Présentation du logiciel Fluent :

Le calcul numérique a été effectué à l'aide du code de calcul "Fluent" 6.3. Le logiciel Fluent est un code CFD (Computational Fluid Dynamics) [43] qui permet la prédiction des écoulements fluides par résolution des équations de bilan en se basant sur la méthode des volumes finis. Fluent permet de simuler tous les écoulements fluides, incompressibles ou compressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que les écoulements multiphasiques, la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques...

L'analyse d'un phénomène physique avec Fluent consiste en des étapes successives :

- Importer le fichier « .mesh ».
- Vérifier le maillage
- Spécifier l'échelle de la géométrie.
- Indiquer le modèle physique correspondant.
- Définir les propriétés thermo-physiques des matériaux.
- Spécifier les conditions opérationnelles.
- Spécifier les conditions aux limites.
- Donner une solution initiale.
- Indiquer les paramètres du solveur.
- Indiquer les critères de convergence
- Lancer le calcul
- Vérifier les critères de convergence.
- Visualiser les résultats
- Analyser les résultats.

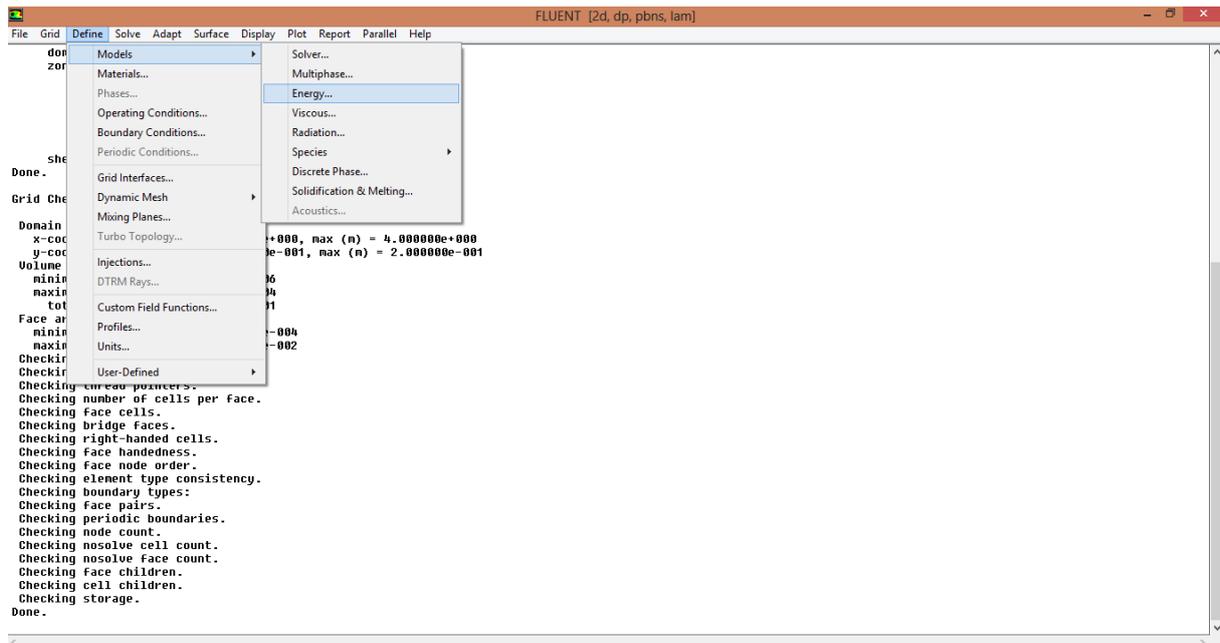


Figure III.5. L'interface graphique du code Fluent.

III.2.2. Traiter le fichier « .mesh » avec Fluent :

Comme il est décrit auparavant, nous avons exécuté les 14 étapes précédentes pour faire la simulation de l'écoulement convectif dans les différents microcanaux.

III.3. Définition du domaine fluide étudié et les matériaux utilisés :

Dans le module "Defline" de Fluent, on peut choisir le type du fluide (gaz ou liquide), les conditions d'opération (effet de la gravité et de la pression), les conditions aux limites...

Les matériaux et le fluide utilisés pour notre étude sont choisis à partir de la banque de données dans Fluent.

- Le fluide dans le domaine est l'eau, nous avons précisé sa masse volumique et sa viscosité cinématique suivant les conditions expérimentales à une température de 325K.
- Le matériau utilisé pour la plaque, est l'aluminium solide, ce matériau existe déjà dans la base de données de Fluent. Si nous utilisons un autre matériau qui n'existe plus dans la base de données comme le silicium solide, on l'ajoute en précisant ces propriétés physiques.

III.4. Conditions opérationnelles et conditions aux limites :

Un des trois écoulements classiques est l'écoulement interne. Le fluide est en contact avec une paroi matérielle, L'exemple le plus simple d'un écoulement interne est celui d'un canal rectangulaire contenant un écoulement de vitesse uniforme.

Au voisinage de la surface, il s'établit un gradient de vitesse. Ce gradient est dû au phénomène de viscosité : plus on s'approche de la paroi, plus le fluide est freiné, la vitesse étant nulle à la surface (condition d'adhérence à la paroi). La région de l'écoulement où se manifestent ces variations rapides de vitesse est appelée couche limite dynamique (**figure III.5**).

L'écoulement que nous étudions est supposé laminaire, permanent et incompressible pour un fluide newtonien. Nous supposons que le système ne dépend pas des forces de gravité. L'écoulement modélisé au cours de cette étude est bidimensionnel, avec un nombre de Reynolds $Re = (\rho \cdot V_0 \cdot D_h / \mu) < 2200$.

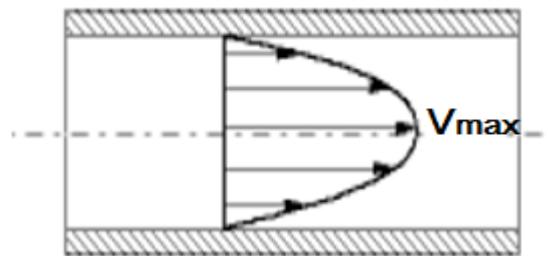


Figure III.6 : Comportement de la vitesse longitudinale d'un écoulement entre deux plaques planes fixes.

Notre étude sera effectuée en prenant pour un nombre de Reynolds :

$Re = 150, 300, 500, 800, 1000, 1500$.

Le tableau suivant présente les valeurs de nombre de Reynolds et les vitesses de l'entrée.

Tableau III-1 : les valeurs de nombre de Reynolds et les vitesses initiales.

Re	150	300	500	800	1000	1500
Vitesse (m/s)	0.88674	1.773	3	4.7245	5.91	8.87

On définit à l'entrée de chaque microcanal une vitesse initiale (velocity inlet), l'eau sort du microcanal avec une pression (pressure-outlet) ; les parois sont déclarés comme des murailles (Wall), ou la paroi inférieure est soumise à une température de 350K, et la paroi supérieure à une température de 300K (**Figure III.7**).

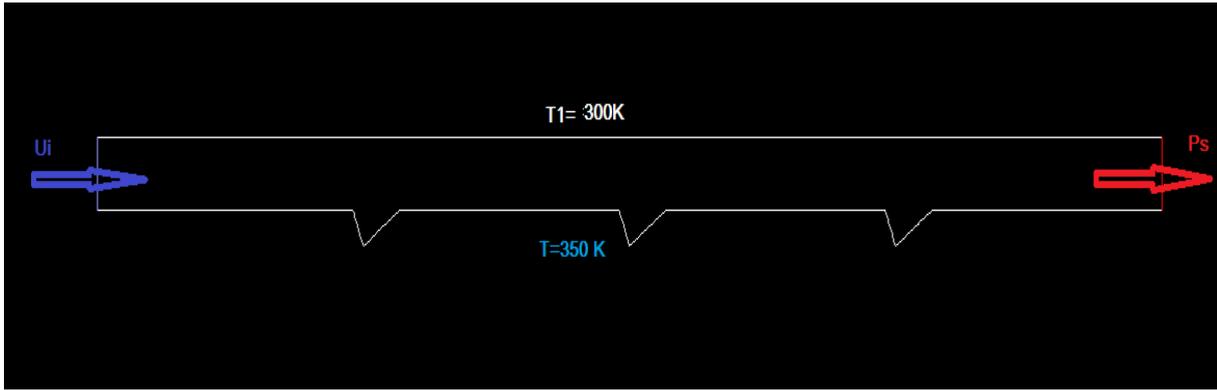


Figure III.7. Conditions aux limites appliquées aux différents microcanaux.

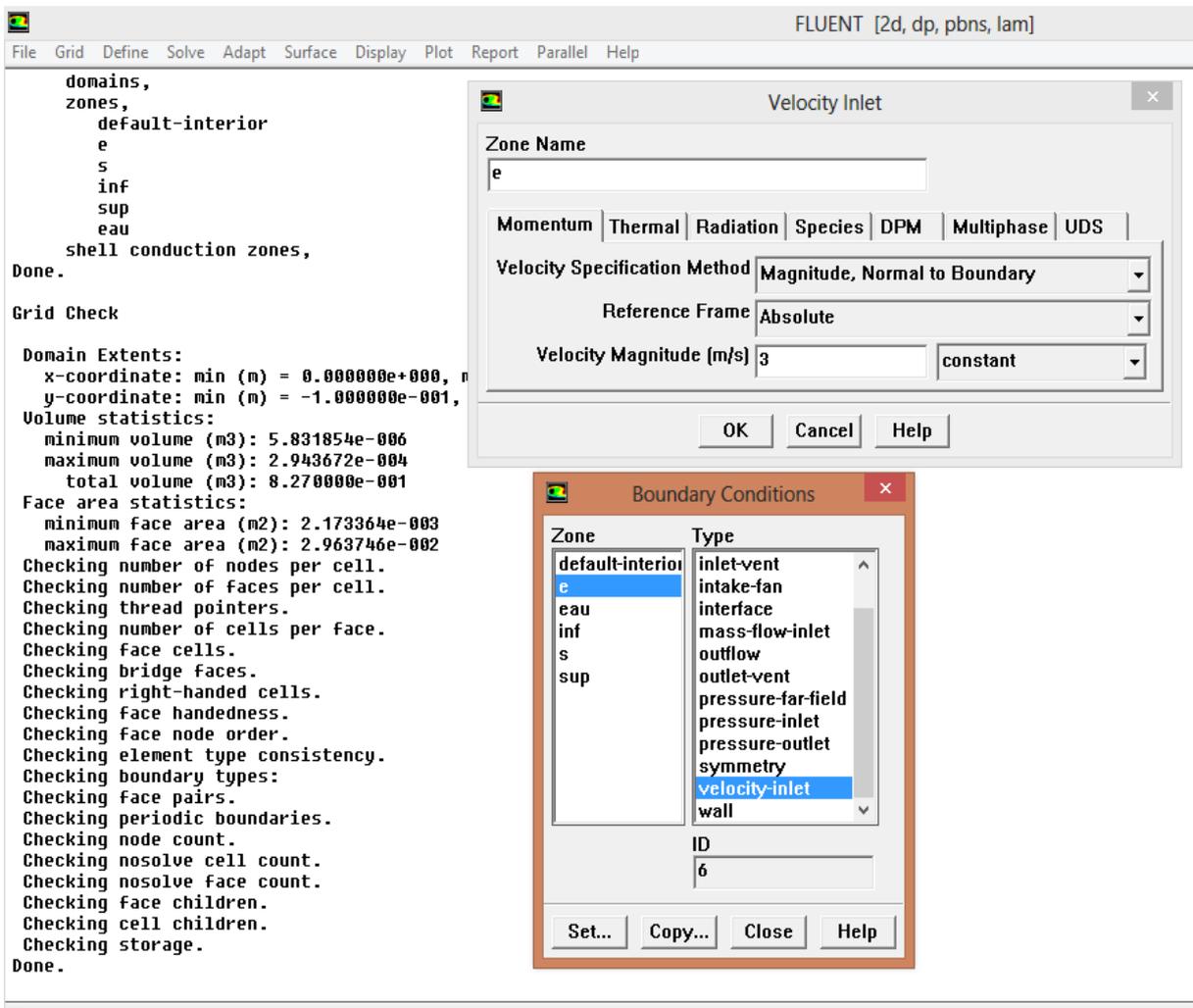


Figure III.8 : Définition des conditions aux limites sur Fluent.

III.5. Choix de la méthode numérique :

Depuis plusieurs années, les scientifiques se penchent sur la résolution des problèmes de plus en plus complexes, pour lesquels des solutions analytiques ne peuvent être trouvées. Ces types de problèmes sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non-linéaires. Pour obtenir une solution numérique à ces problèmes étudiés, on doit transformer les équations différentielles du modèle mathématique en systèmes d'équations algébriques linéaires par une méthode de discrétisation avant de résoudre ce système par des méthodes directes ou par itérations. Parmi les méthodes de discrétisation les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulements et de transfert de chaleur, on peut citer les méthodes des différences finies, d'éléments finis et des volumes finis. Pour notre présente étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis pour sa simplicité et applicabilité à toutes les géométries (y compris les géométries complexes). Elle est aussi avantageuse, puisque :

- Elle garantit la conservation de masse et de quantité de mouvement dans tout le domaine de calcul.
- Elle facilite la linéarisation des termes de sources d'énergie (s'ils ne le sont pas),
- Elle permet un traitement plus facile des milieux hétérogènes.

Le principe de la méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations de transport sur un ensemble discret de volume finis jointifs appelés volumes de contrôle, couvrant le domaine physique. Le résultat de la discrétisation en un point est une équation algébrique liant la valeur d'une variable aux valeurs des variables des points voisins.

III.6. Méthode des volumes finis :

La méthode des volumes finis utilise des approximations d'intégrales. Toutefois, elle consiste à discrétiser le domaine de l'écoulement en une multitude de volumes de contrôle (hexaèdres, tétraèdres, prismes ...) qu'on appelle aussi cellules ou mailles. Ensuite, cette méthode permet d'effectuer des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sur tous les volumes ainsi que dans tout le domaine de calcul. Son avantage est qu'elle est conservative : tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans le volume voisin [44]. Les expressions des termes de source volumique et de diffusion varient en fonction des types d'équations résolues, le terme de gradient de pression est inclus dans le terme source.

Il existe deux procédés de stockage des variables en utilisant la méthode des volumes finis. Dans le premier, les variables scalaires telle que la pression, la température, etc... sont calculées aux centre des cellules du maillage. En revanche, les variables vectorielles

(composantes de la vitesse...) sont calculées sur les faces des volumes de contrôle. Ce procédé de stockage est appelé "maillage décalé". Dans le second procédé, toutes les variables sont stockées au centre des cellules. Ce procédé est appelé "collocalisé". C'est le procédé utilisé par Fluent.

La méthode des volumes finis, applicable à toutes les géométries (simples ou complexes), facilite la linéarisation des termes dans les équations de conservation. Pour cela, il faut suivre des étapes primordiales pour la détermination du champ des variables dépendantes ϕ , à savoir :

- Définition du domaine d'étude et maillage des volumes correspondants,
- Intégration des équations de conservation sur chaque volume de contrôle,
- Discrétisation des différents termes de l'équation de transport,
- Affectation des conditions aux limites,
- Linéarisation des équations discrétisées,
- Résolution du système final par l'une des méthodes de résolution itérative, semi itérative ou directe.
- Présentation du champ approché de ϕ dans les points discrets du domaine étudié.

III.6.1. Maillage :

Chaque point du domaine physique stockant une grandeur scalaire ou vectorielle vérifie les équations différentielles du modèle mathématique, gouvernant notre phénomène physique. Pour projeter ces équations sur ce domaine, on subdivise ce dernier en un certain nombre de volumes finis, localisés à l'aide d'indices i, j et k et en chaque milieu de chaque volume, on considère les points P , appelés centres des volumes de contrôle. E, W, N, S, F et B sont les centres des volumes de contrôle adjacents, situés respectivement à l'Est, à l'Ouest, au Nord, au Sud, en avant et en arrière du centre P . Les faces d'un volume de contrôle typique sont localisées aux points e, w, n, s, f et b . Chaque volume de contrôle a une dimension $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$. Au centre de chaque volume de contrôle (**Figure. III.9**) sont stockées les variables scalaires (P, K et ε) par contre pour les quantités vectorielles (les vitesses U, V et W), elles sont localisées sur les faces du volume de contrôle.

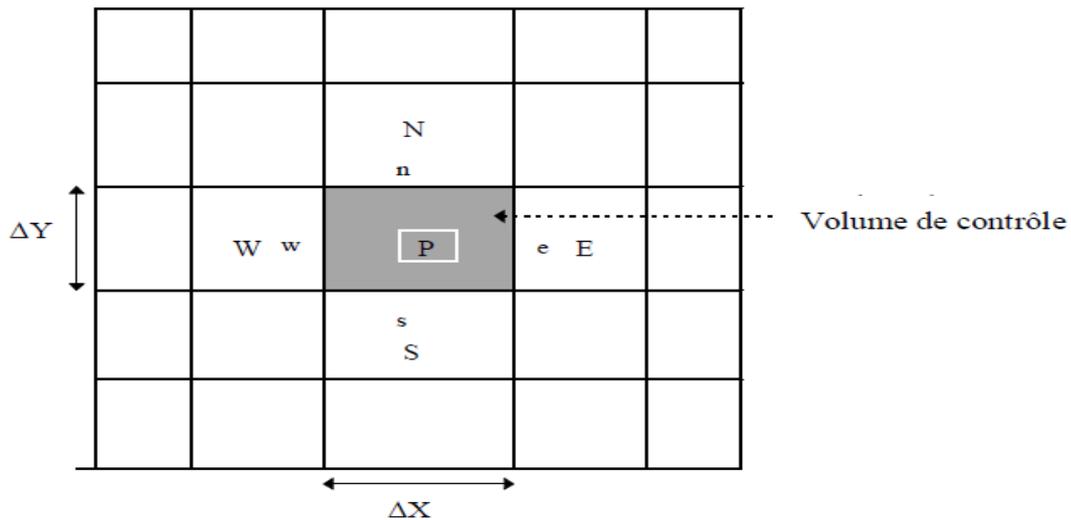


Figure III.9. Décomposition d'un domaine physique en volumes finis bidimensionnels.

III.6.2. Discrétisation :

Le théorème de Green-Ostrogradsky permet de transformer certaines intégrales de surface en intégrales de volume. L'ensemble des équations de transport des grandeurs caractéristiques de l'écoulement peuvent s'écrire sous la forme commune :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}}_a + \underbrace{\nabla \rho \vec{V} \phi}_b = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)}_c - \underbrace{S \phi}_d \quad (25)$$

a : terme instationnaire.

b : terme de convection.

c : terme de diffusion.

d : terme source volumique.

Γ : Coefficient de diffusion thermique.

Les expressions des termes de source volumique et de diffusion varient en fonction des types d'équations résolues. Le terme de gradient de pression est inclus dans le terme source.

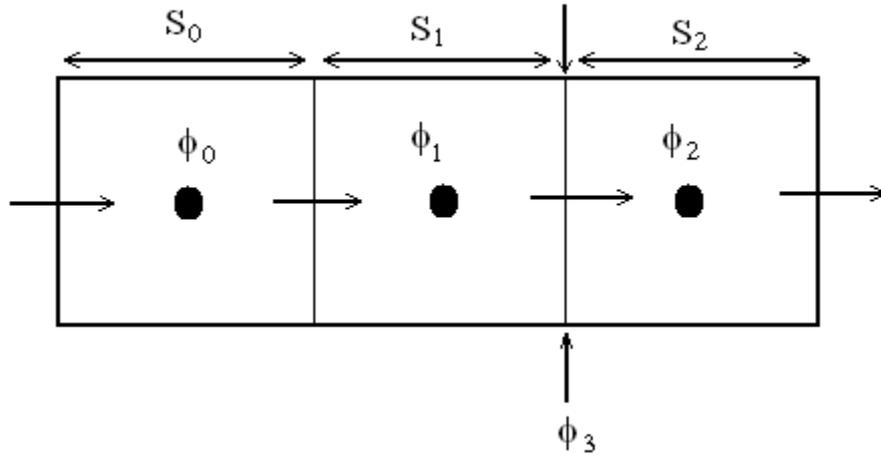


Figure III.10 : Exemple d'un volume de contrôle élémentaire en 2D.

L'équation (25) est appliquée à chaque volume de contrôle dans tout le domaine de calcul. Les valeurs discrètes du scalaire sont stockées aux centres des cellules (**figure II-9**). La discrétisation de l'équation (25) s'écrit sous la forme suivante :

$$\sum_f^{N_{faes}} \rho_f \vec{V}_f \phi_f A_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma(\nabla\Phi)n A_f + Sv \quad (26)$$

ϕ_f : Valeur de ϕ transférée par convection à travers la face f

A_f : Aire de la face f

N_{faces} : Nombre de faces qui entourent la cellule

$\rho_f \vec{V}_f A_f$: Flux massique à travers la face f

$(\nabla\Phi)n$: Valeur de $(\nabla\Phi)n$ perpendiculaire à la face f

v : Volume du volume de contrôle

Les termes de l'équation (26) sont discrétisés de manières différentes. Pour les termes convectifs, Fluent propose plusieurs schémas de discrétisation, parmi lesquels nous citons :

- Le schéma amont du premier ordre : ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs. La valeur stockée au centre d'une cellule est égale à la moyenne de toutes les valeurs de la même cellule. Les valeurs aux niveaux des faces sont égales à celles des cellules se trouvant en amont. Il est à noter qu'un raffinement du maillage est nécessaire pour pouvoir utiliser ce schéma.
- Le schéma amont du second ordre : l'utilisation de cette méthode permet de minimiser la diffusion numérique. Le développement des calculs des valeurs aux centres des cellules est effectué en série de Taylor afin de calculer les valeurs aux faces. La valeur approchée d'une variable au niveau de la face dépend dans ce cas de la valeur au sein du volume des deux autres cellules en amont.

- Le schéma QUICK est un schéma d'ordre supérieur disponible dans Fluent. Il prend en compte le flux aux interfaces. Ce schéma est plus précis dans le cas d'un maillage structuré aligné avec le sens de l'écoulement. Néanmoins, il peut être utilisé avec les maillages bien raffinés, non structurés ou hybrides, dans les zones à forts gradients.

II.6.3. Linéarisation des équations discrétisées :

La linéarisation de l'équation (26) peut être exprimée sous la forme :

$$a_p \Phi = \sum_{nb} a_{nb} \cdot \Phi_{nb} + S_0 \quad (27)$$

avec

Φ :

- = 1 pour l'équation de continuité,
- = u, v, w pour l'équation de quantité de mouvement,
- = h (enthalpie) pour l'équation d'énergie.

a_p et a_{nb} sont les coefficients de linéarisation pour Φ et Φ_{nb} ,

nb : indique les cellules voisines.

Le nombre de cellules voisines est égal à six pour un maillage hexaédrique. Cependant, ce nombre de cellules voisines dépend de la topographie du maillage. Cette équation est décrite pour chaque cellule du maillage, ce qui permet de créer un système d'équations algébriques représenté sous forme de produit de matrices comprenant un grand nombre de coefficients nuls. Fluent résout ce système d'équation linéaires en utilisant la méthode itérative de Gauss-Seidel.

Ces résidus nous renseignent sur le degré de déséquilibre de l'équation associée à chaque variable sur toutes les mailles du domaine. La convergence est déterminée à partir de ces résidus. Il est conseillé d'examiner d'une part, les résidus ainsi que leur évolution et d'autre part, les valeurs des quantités calculées. Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une convergence accélérée et une solution stable.

La linéarisation du terme convectif donne :

$$\theta_e = \frac{1}{2} (\theta_{E+} + \theta_P) \quad (28. a)$$

$$\theta_w = \frac{1}{2} (\theta_P + \theta_W) \quad (28. b)$$

Les équations (28.a) et (28.b) sont tirés de l'équation de d'advection qui prend la forme :

$$\frac{1}{2}(\rho u)_e(\theta_E + \theta_P) - \frac{1}{2}(\rho u)_w(\theta_P + \theta_W) \quad (29)$$

La stabilité de cette équation est toujours assurée uniquement pour le schéma Quick, et le schéma Upwind [45] qui sert à capter la forme de l'onde convective et non pas son amplitude, il est à noter que la valeur du domaine variable est calculée à partir de Upwind zone de la cellule qui vaut :

$$\begin{aligned} \theta_e &= \theta_P & \text{si } u > 0 \\ \theta_e &= \theta_E & \text{si } u < 0 \\ \theta_w &= \theta_W & \text{si } u > 0 \\ \theta_w &= \theta_P & \text{si } u < 0 \end{aligned}$$

Pour une valeur positive de u , le terme convectif de l'équation (25) peut s'écrire comme :

$$(\rho u)_e \theta_P - (\rho u)_w \theta_W \quad (30)$$

Imaginons que le terme ρu est constant, pour comprendre la source de dissipation de la chaleur, on prend $\rho u = 2$; pour simplifier l'analyse le schéma upwind peut s'écrire comme :

$$2\theta_P - 2\theta_W = \theta_P + \theta_P - \theta_W - \theta_W \quad (31)$$

Si on introduit θ_E à gauche :

$$\theta_P + \theta_P - \theta_W - \theta_W = \theta_P + \theta_P - \theta_W + \theta_W + \theta_E - \theta_E$$

L'équation (31) peut s'écrire sous la forme :

$$(\theta_E - \theta_W) - (\theta_E + \theta_W - 2\theta_P) \quad (32)$$

Le premier terme entre parenthèses est proportionnel à un schéma centré de deuxième ordre pour la première dérivée de la fonction du domaine, or le deuxième terme est proportionnel à la deuxième dérivée de la fonction du domaine, ce terme de schéma Upwind de premier ordre s'apparait commettant une discrétisation du terme suivant :

$$\frac{d\theta}{dx} + \alpha \frac{d\theta^2}{dx^2} \quad (33)$$

L'ensemble des équations discrétisées sera résolu en utilisant une méthode numérique de résolutions des systèmes d'équations linéaires et non linéaires, parmi ces méthodes (méthode de Quasi-Newton, méthode l'élimination de Gauss, méthode de Gauss-Seidel), ces équations peuvent être empiriques ou semi empiriques, selon le phénomène étudié.

III.7. Choix du Solveur :

Deux types de solveurs existent dans Fluent :

- Le solveur découplé (Segregated) est le plus approprié pour les écoulements incompressibles, il résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie séparément.
- Le solveur couplé implicite ou explicite est plutôt réservé aux écoulements compressibles à grande vitesse ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements à forte interdépendance entre la pression, la densité et la température. Le solveur couplé permet la résolution simultanée des équations gouvernantes. Dans le cas des écoulements instationnaires, il est judicieux d'utiliser le solveur implicite.

Le choix de l'un des solveurs est basé sur la nature du problème étudié. La différence entre ces deux types de solveur réside dans la manière de résoudre les équations régissant l'écoulement. Nous avons choisi le solveur couplé implicite pour les simulations numériques dans les domaines physiques que nous allons étudier.

III.8. Critère de convergence :

A chaque itération, Fluent permet de juger de l'état de la convergence par le biais du calcul des résidus R_ϕ pour chaque variable (pression, composantes de vitesse, fractions massiques des composés...). Par définition, R_ϕ peut s'écrire :

$$R_\phi = \frac{\sum_{maille} |(\sum_{nb} a_{nb} \cdot \phi_{nb} + S_0 - a_p \cdot \phi_p)|}{\sum_{maille} a_p \cdot \phi_p} < \varepsilon \quad (34)$$

III.9. Initiation et convergence du calcul :

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 en entier. Dans notre cas, nous avons choisi d'initialiser le calcul par une vitesse à l'entrée, la température de la paroi inférieure égale à 350 K, et 300 K pour la paroi supérieure pour tous les microcanaux.

La résolution des équations se fait au sein de chaque volume de contrôle selon l'algorithme suivant :

- -Résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement,
- -Résolution de l'équation de conservation de la matière,
- -Résolution des équations auxiliaires,
- -Actualisation des propriétés physique du fluide
- -Vérification de la convergence,

L'organigramme représentatif de ce processus itératif, dans notre cas d'étude, est illustré par la **figure (III.10)**.

La résolution se fait pour toutes les cellules en même temps. Un solveur d'équation linéaire implicite en un point (Gauss-Seidel) est utilisé. La mise en place du modèle nécessite une série de simulations préliminaires. Nous présenterons dans cette partie les schémas de discrétisations utilisés, la convergence obtenue et le type de maillage choisi.

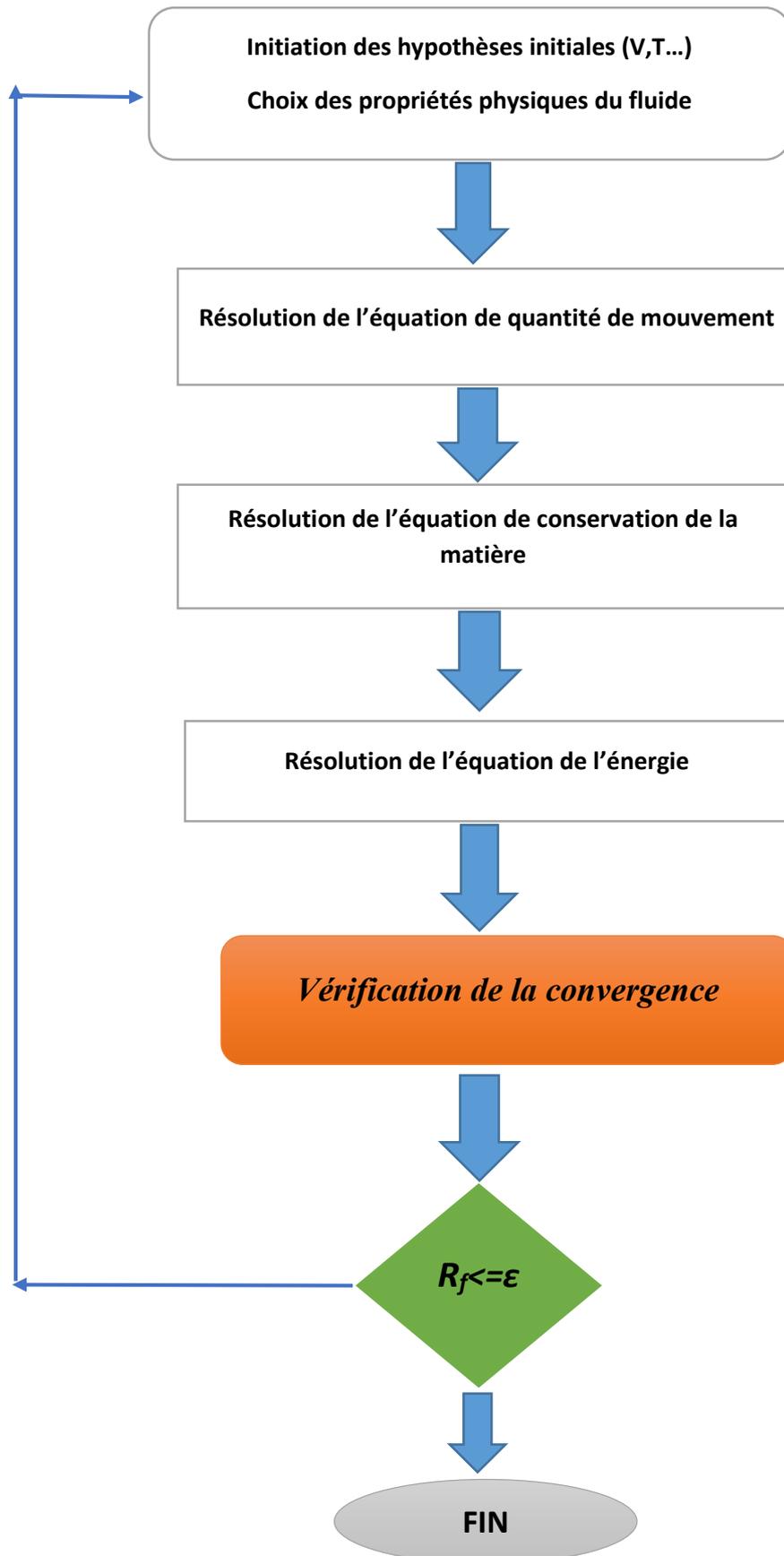


Figure III-11 : Organigramme représentatif de ce processus itératif

Conclusion :

Dans ce chapitre on a présenté les différentes étapes qu'il faut suivre pour la simulation numérique du phénomène étudié, en précisant la :

La structure du maillage adéquat

Les conditions aux limites

Le domaine de fluide utilisé

La méthode numérique de résolution

Le critère de convergence des résultats.

Chapitre IV :

Résultats et discussions

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus et leurs discussions, après avoir optimisé le maillage des microcanaux étudiés, vérifier le critère de convergence, et la validation de notre étude. Les résultats obtenus seront discutés en présentant les paramètres dynamiques et les paramètres thermiques.

IV.1. Effet de maillage :

Pour effectuer une meilleure simulation, il faut d'abord optimiser le maillage, pour cela on va étudier le comportement de la vitesse axiale, la fonction de courant et la température maximale atteinte en fonction de x .

Tableau IV.1. Variation de la vitesse axiale de différents maillages étudiés à une distance de $x=2.5\text{mm}$.

	8464 nœuds	8574 nœuds	9162 nœuds	9264 nœuds	9488 nœuds	9578 nœuds
Ψ	0.00036745	0.0003698616	0.0003675616	0.000355665	0.0003579765	0.000368943
Tmax (K)	350	350	350	350	350	350
Umax (m/s)	4,35204	4,31091	4,33569	4,28902	4,25698	4,17556

Cette procédure sera effectuée pour tous les microcanaux étudiés, afin d'avoir une précision appréciable pour l'étude.

D'après la **figure (IV.1)** qui présente la variation de la vitesse axiale à une section de distance $X=0.0025\text{m}$ pour les différents maillages appliqués au microcanal K, on constate que les vitesses sont presque identiques pour les différents maillages étudiés surtout les maillages 3,4 et 5. Donc on va prendre le maillage le plus petit qui est bien le maillage 3, qui donne 9162 nœuds pour le microcanal (K), la même procédure sera suivie pour tous les autres microcanaux.

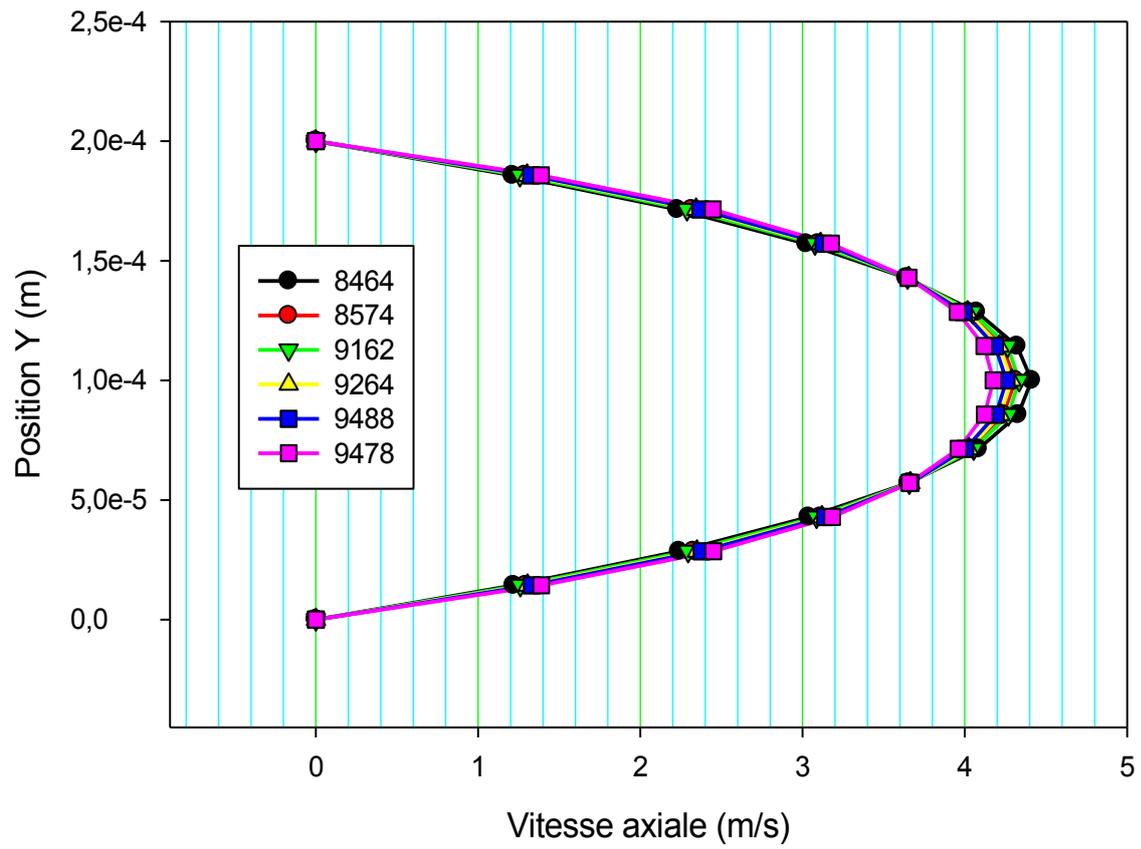


Figure IV.1. Variation de la vitesse axiale pour les différents maillages.

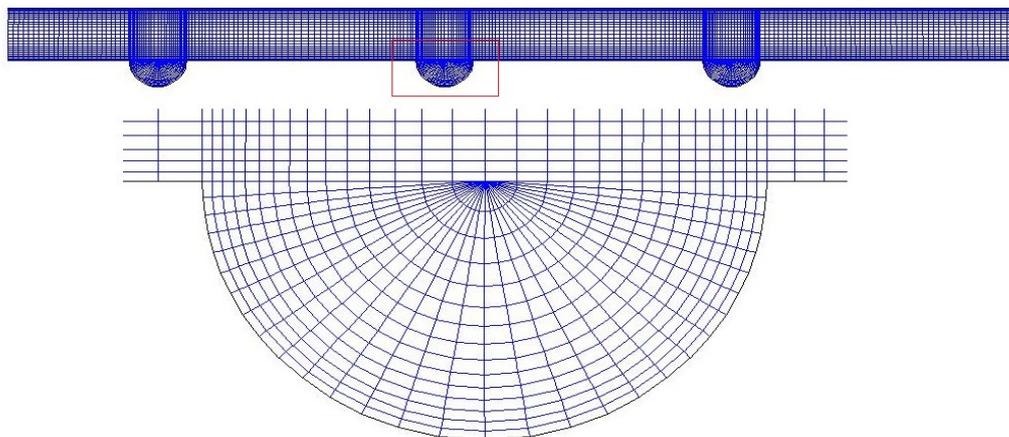


Figure IV.2. Maillage de microcanal (K).

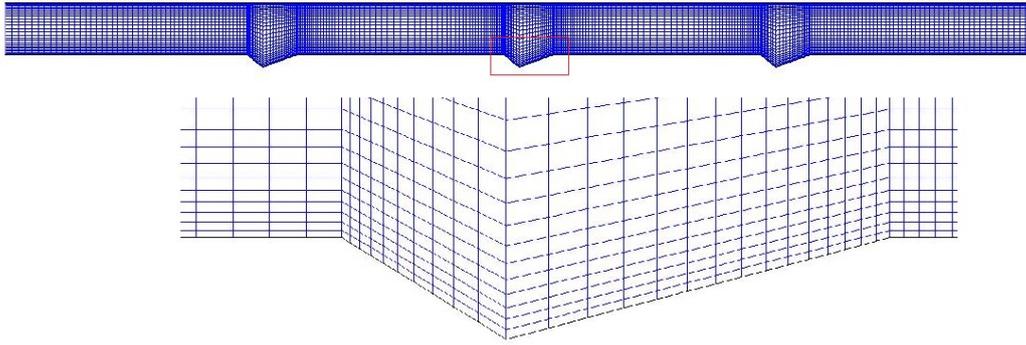


Figure IV.3. Maillage de microcanal (L).

IV.2. Convergence des résultats :

Pour avoir des résultats numériques valables (proches des valeurs exactes) ; il faut que notre méthode numériques satisfait le critère de convergence. Fluent propose un calcul itératif pour vérifier la convergence des équations gouvernantes (de continuité, de quantité de mouvement, et de l'énergie), la **figure (IV.4)** présente la fenêtre d'itérations de Fluent.

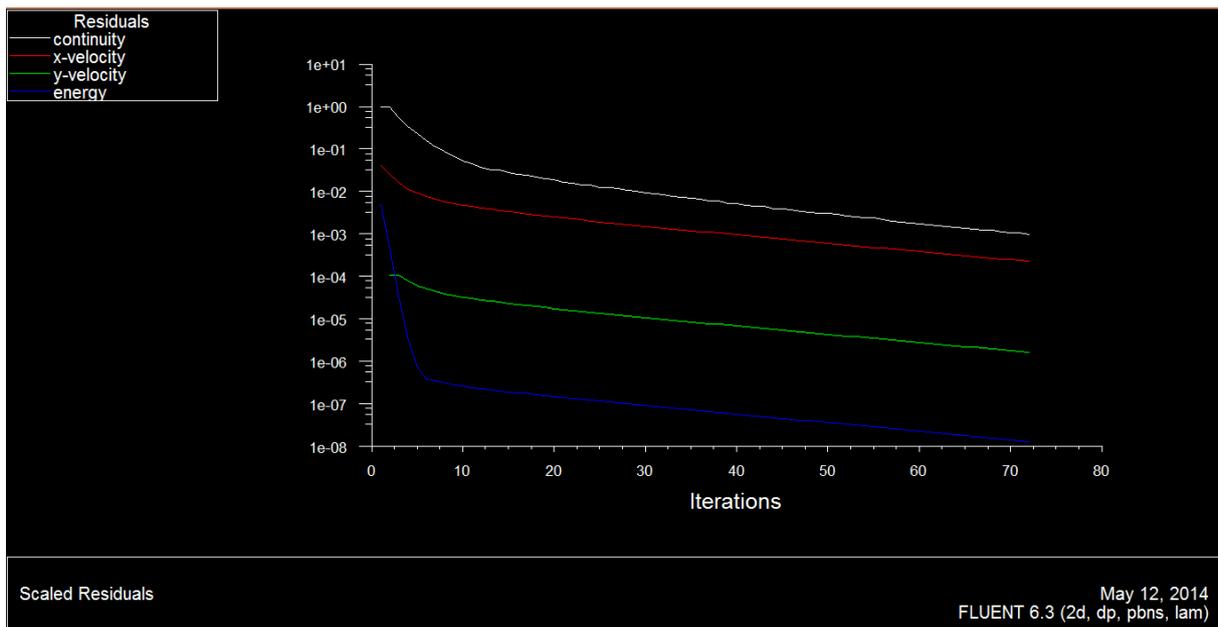


Figure IV.4. Convergence des équations gouvernantes

Il est bien remarquable que les équations gouvernantes tendent vers le zéro, et plus le nombre d'itérations augmente, plus les équations se convergent ; donc le critère de convergence est bien vérifié.

IV.3. Validation des résultats :

Suabsakul Gururatana [35] a fait une simulation numérique en 2D et une étude expérimentale sur la convection forcée dans un microcanal avec des fossettes dans la paroi inférieure, il a étudié thermiquement et dynamiquement un écoulement convectif laminaire pour un nombre de Reynolds < 350 . Cette étude a comme objectif d'améliorer le transfert de chaleur dans les microcanaux destinés au refroidissement des composants électroniques.

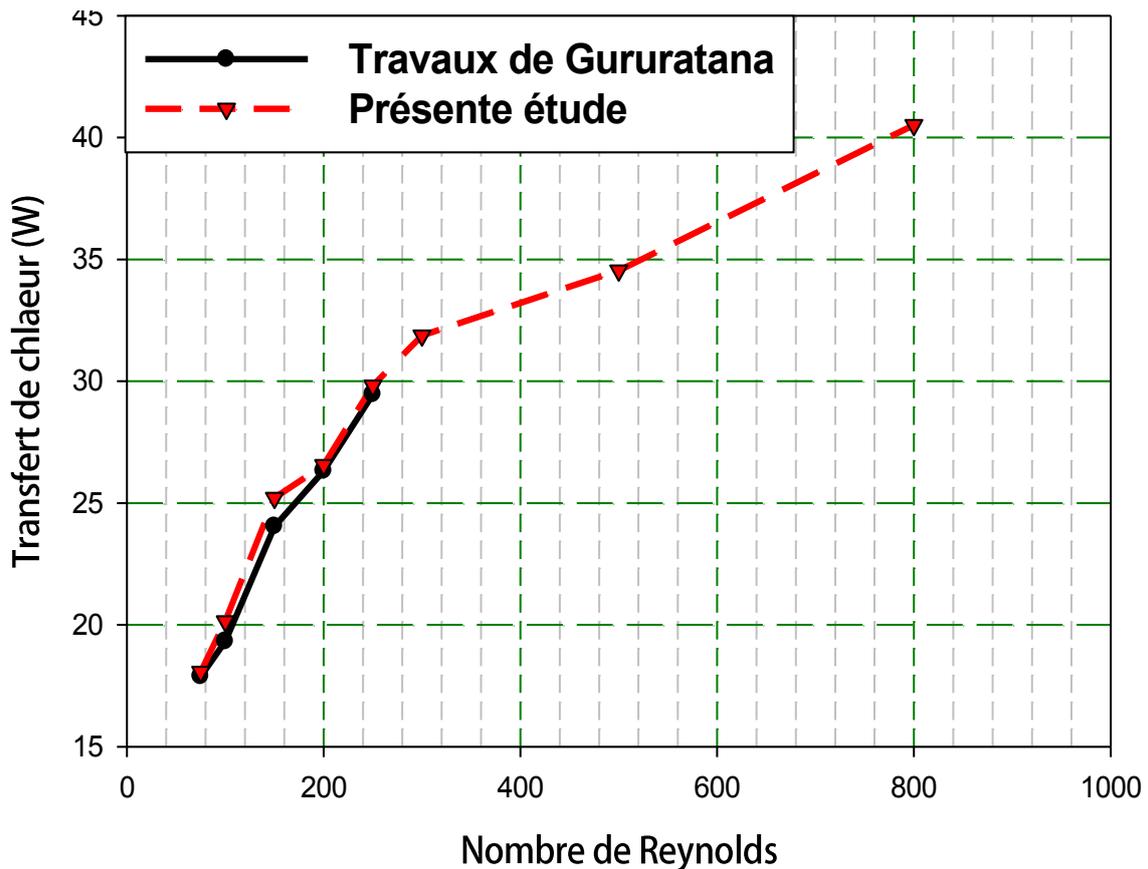


Figure IV.5. Transfert de chaleur en fonction de nombre de Reynolds.

Suabsakul Gururatana [35] a montré que l'utilisation des fossettes est utile si et seulement si le nombre de Reynolds dépasse 125. On remarque que le transfert thermique que nous avons obtenu est presque identique à celle de Suabsakul, qui a étudié le transfert thermique pour un nombre de Reynolds allant de 75 jusqu'à 250, et nous sommes intéressés par l'étude de transfert thermique par convection forcée dans presque toute la marge de l'écoulement laminaire ($150 \leq Re \leq 1500$).

IV.4.Partie dynamique :

IV.4.1. Distribution de la vitesse :

La figure suivante présente la distribution de la vitesse dans les microcanaux (J, K et L) pour $Re= 500$, la vitesse initiale appliquée à l'entrée est de 3m/s.

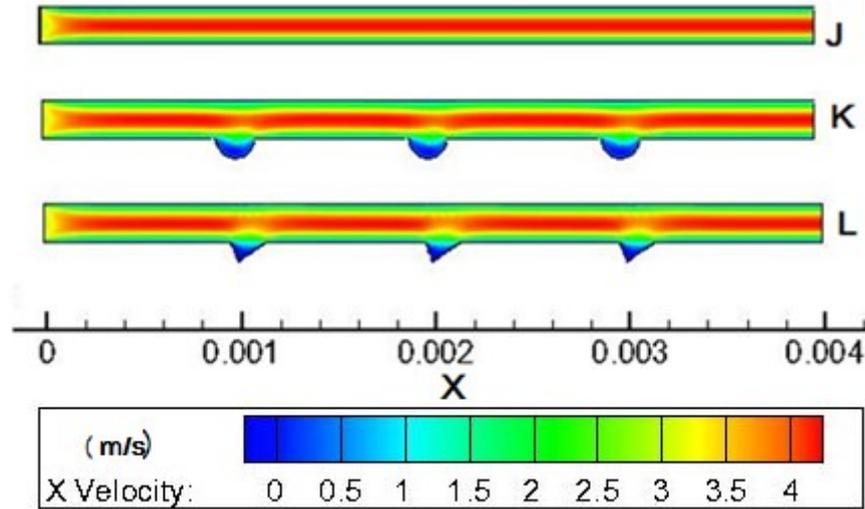


Figure IV.6. : Distribution de la vitesse longitudinale pour les microcanaux (J, K, L) pour $Re=500$.

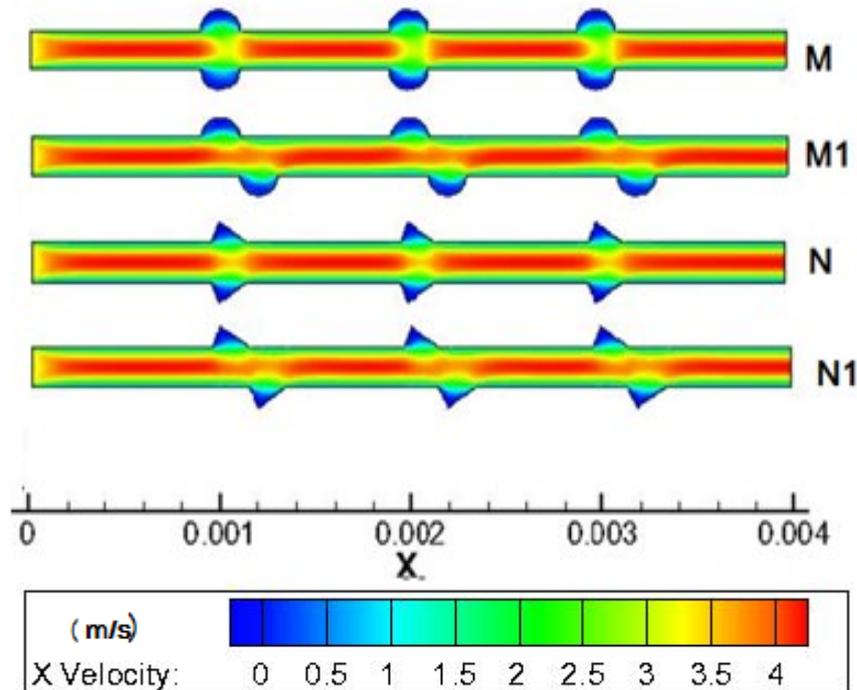


Figure IV.7. Distribution de la vitesse longitudinale pour les microcanaux (M, N, M1, N1) pour $Re=500$.

D'après les **figures (IV-6) et (IV.7)**, on constate que la vitesse de l'écoulement au milieu du microcanal atteint sa valeur maximale (4m/s), et elle s'annule au voisinage des parois. Pour les microcanaux avec changement de section transversale, on remarque une stagnation de la vitesse au niveau des sections additives.

La stagnation de la vitesse au niveau des sections additives, nous conduit à étudier la vitesse au voisinage de ces sections, la **figure (IV.8)** présente une distribution de la vitesse d'écoulement d'eau et son comportement dynamique au niveau des sections additives.

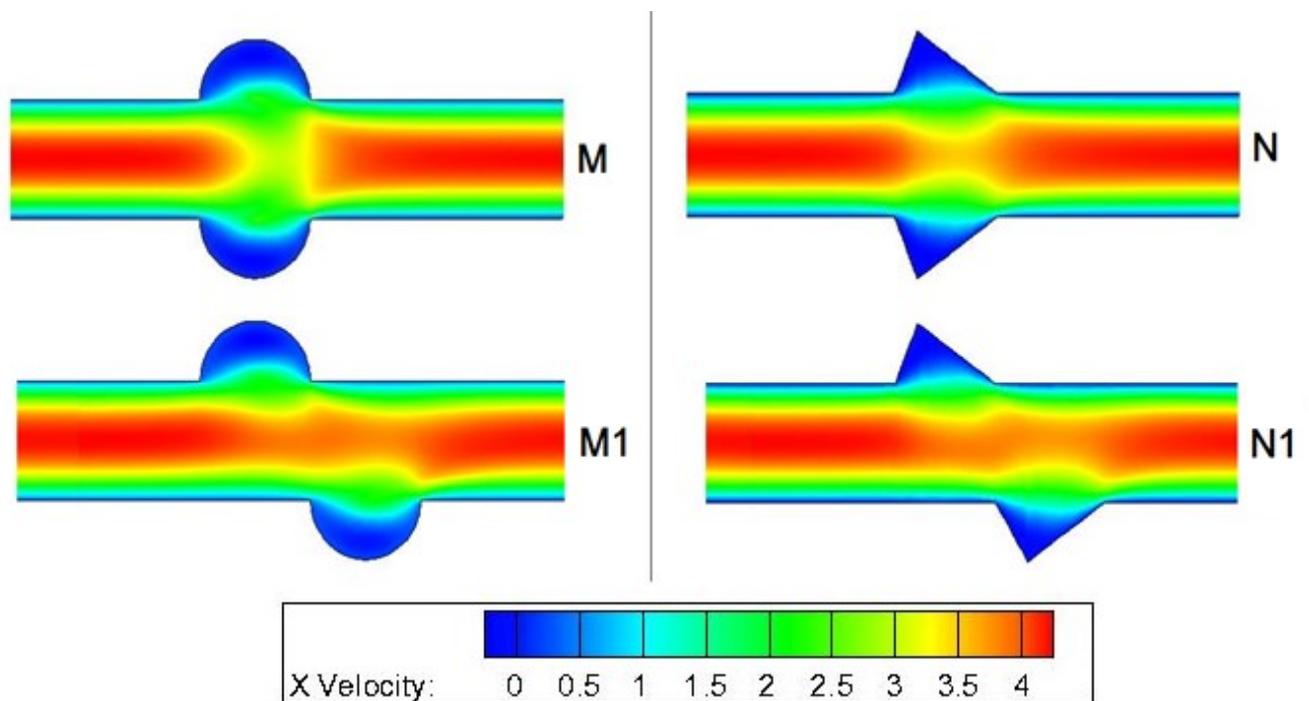


Figure IV.8. Comportement de la vitesse longitudinale au niveau des sections additives.

D'après la **figure (IV.8)**, on remarque que :

- l'écoulement se ralentit dès qu'il arrive à la section additive.
- Pour tous les microcanaux, la vitesse d'écoulement s'accroît au milieu, et s'annule au voisinage des sections additives.
- Le microcanal M applique une forte stagnation de vitesse qui fait ralentir l'écoulement au milieu du microcanal

- La vitesse maximale de l'écoulement au milieu du microcanal s'apparait comme une tranche continue, qui se rétrécit un peu au niveau des sections additives, sauf pour le microcanal M ou elle se tronçonne au début de chaque fossette.

La figure suivante montre l'effet des sections additives sur la distribution de la vitesse axiale à une section de distance $X=0.0021\text{m}$.

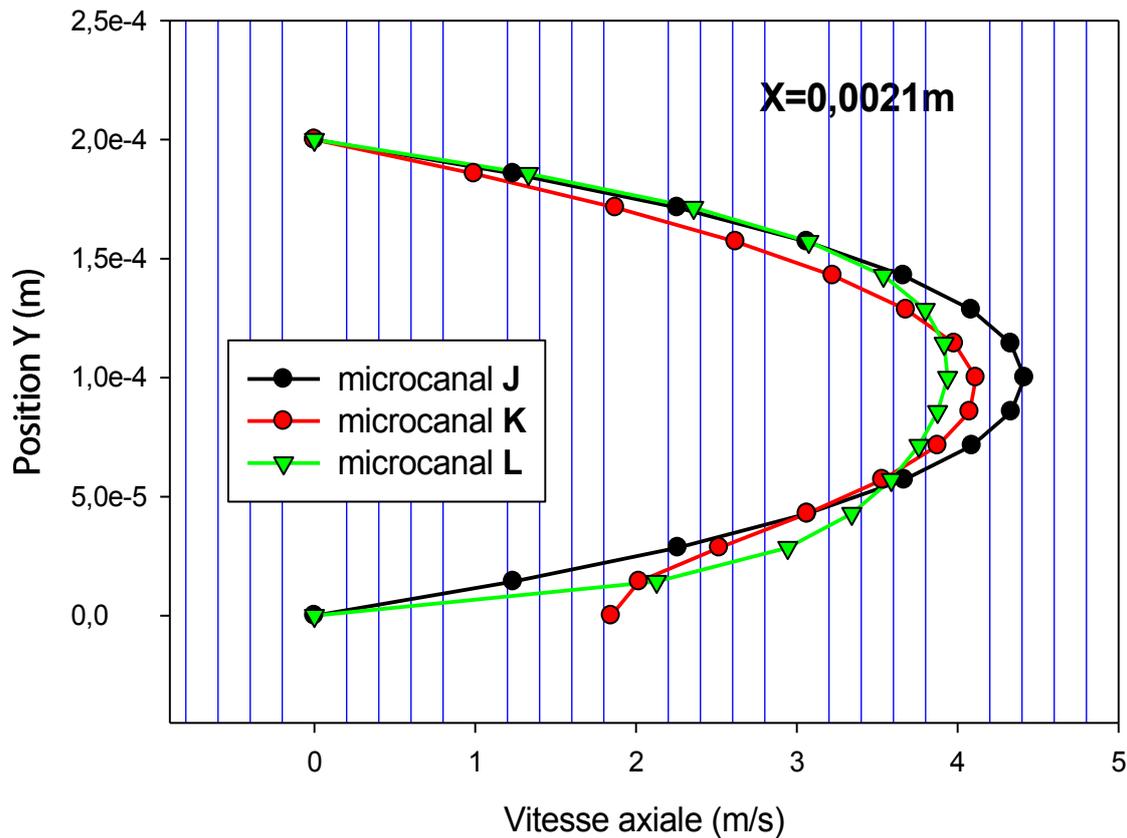


Figure IV.9. Variation de la vitesse axiale à une section de position $x=0.0021\text{m}$

D'après la **figure (IV.9)**, on constate que les courbes semblent un peu différentes l'une de l'autre, ce qui montre l'effet des sections additives sur la distribution de la vitesse à une section de distance $X=0.0021\text{m}$.

Pour les microcanaux (K et L), on remarque que les courbes sont différentes, et les valeurs de la vitesse au voisinage de la paroi inférieure sont très importantes que celles de la paroi supérieure, ce qui est expliqué par l'influence des sections additives sur la vitesse.

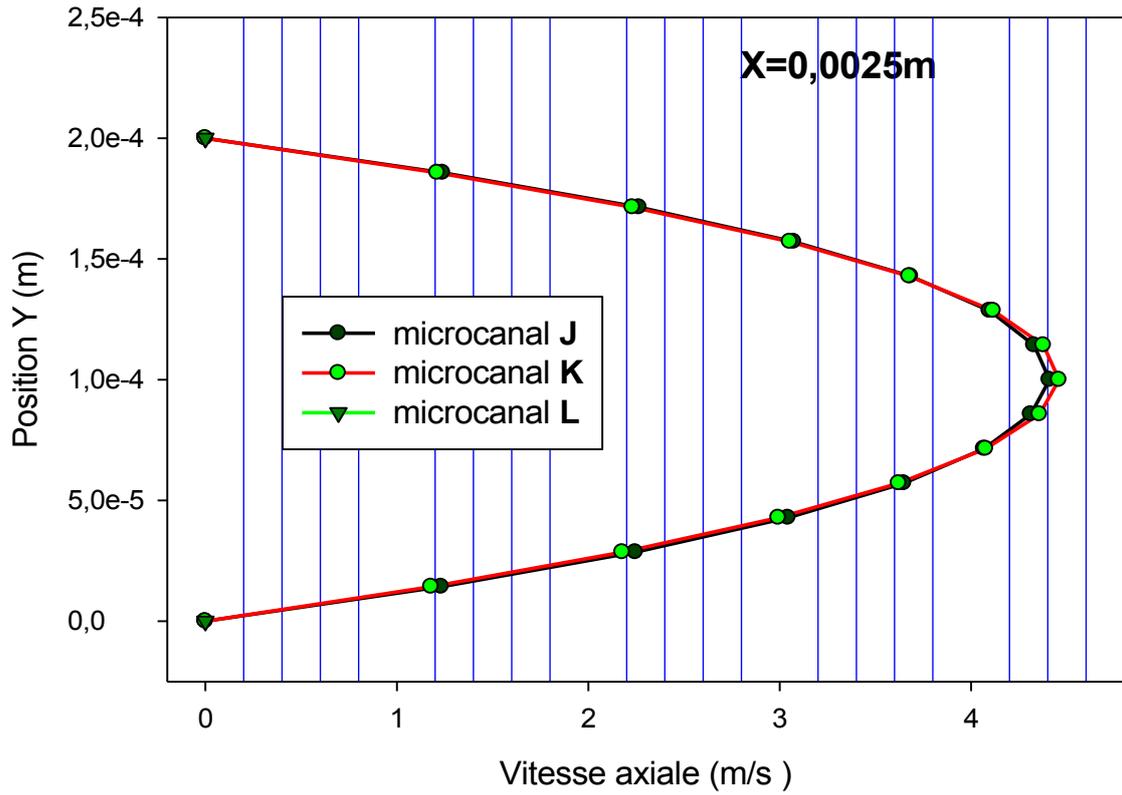


Figure IV.10. Variation de la vitesse axiale à une section de position $X=0.0025m$

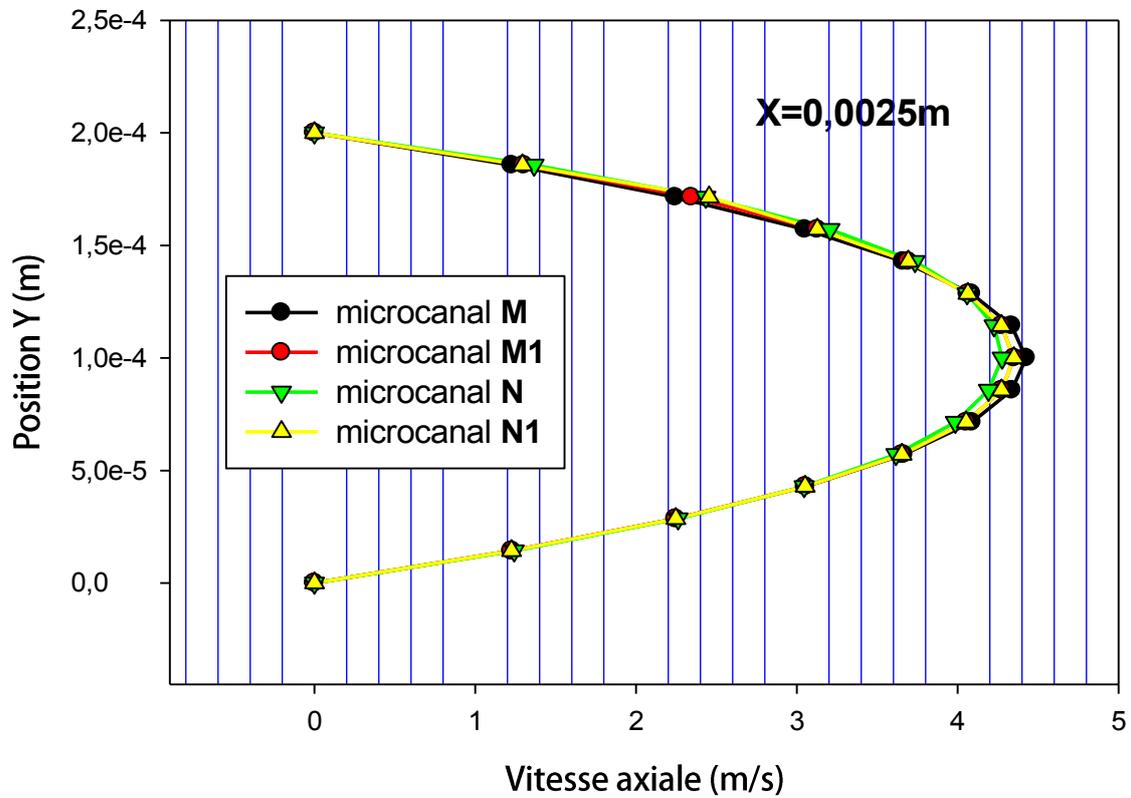


Figure IV.11. Variation de la vitesse axiale à une section de position $X=0.0025m$ pour les microcanaux (M, M1, N, N1)

Les figures (IV.10) et (IV.11) montrent la variation de la vitesse axiale à une section de $X=0.0025m$, ou on remarque que les courbes sont paraboliques et presque confondues, ce qui vérifie la distribution logique de la vitesse le long d'un écoulement entre deux parois fixes, ou la vitesse diminue au voisinage des parois à cause du frottement due à la viscosité du fluide et la condition de non glissement ; ce qui donne une couche limite hydrodynamique adéquate.

IV.4.2. Champs de pression :

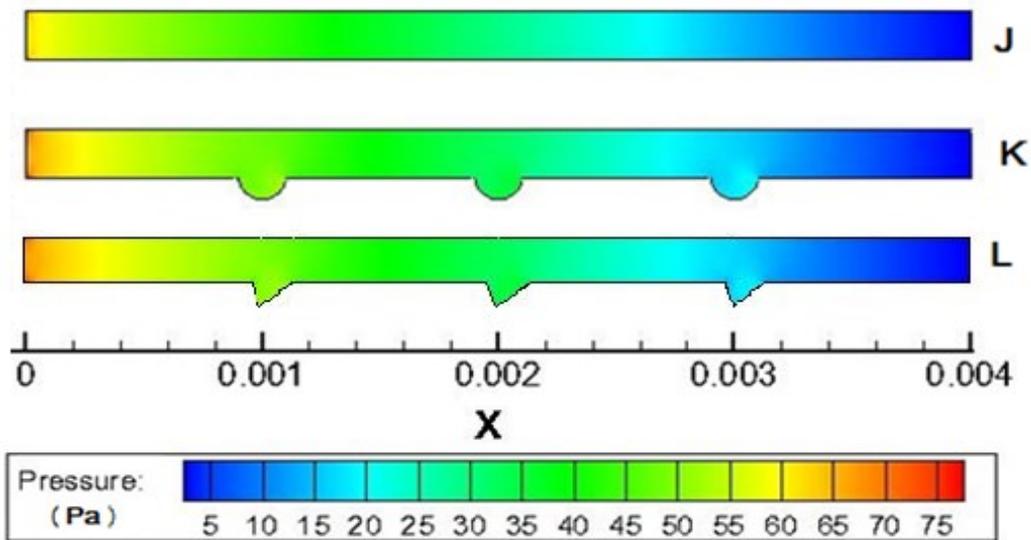


Figure IV.12. Distribution de la pression pour $Re=500$ pour les microcanaux (J,K,L).

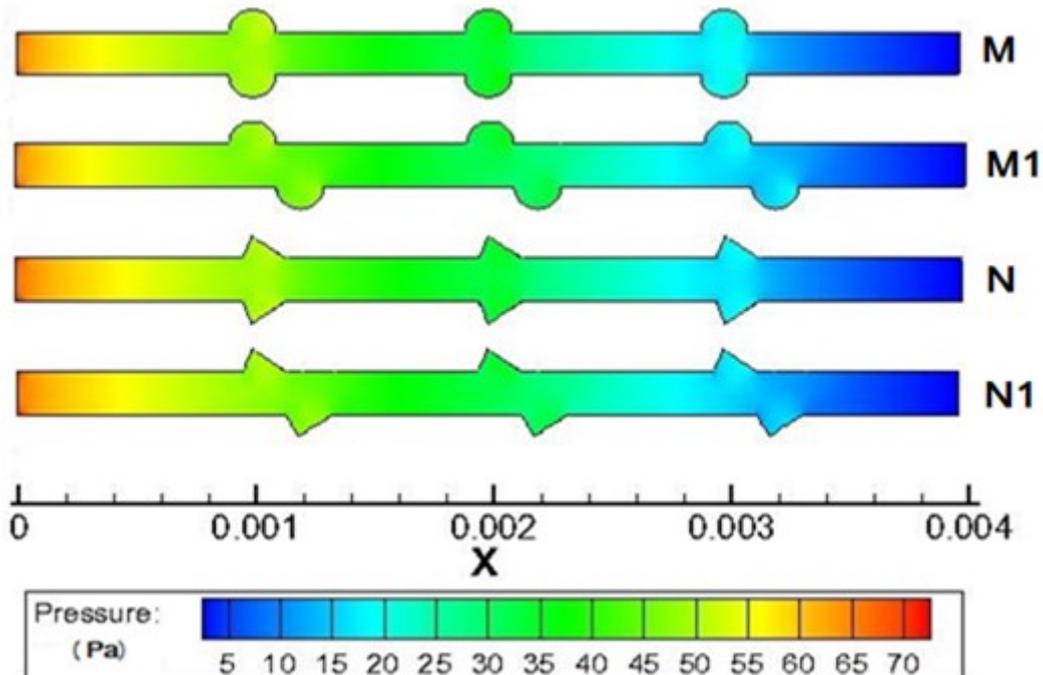


Figure IV.13. Distribution de la pression pour $Re=500$ pour les microcanaux (M, M1, N, N1).

Les figures (IV-12) et (IV-13), illustrent la distribution de la pression pour $Re=500$, ou on remarque des tranches de pression qui se suivent le long de chaque microcanal.

On peut distinguer trois régimes de pression le long des microcanaux avec changement de section transversale :

- Zone de pression importante : de l'entrée jusqu'au voisinage de la première section additive.
- Zone de pression faible : qui règne sur la totalité de l'aire du microcanal, jusqu'à la dernière section additive.
- Zone de pression très faible : elle se commence de la dernière section additive jusqu'à la sortie du microcanal.

La perte de pression dans chaque microcanal augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ceci est expliqué par le principe de conservation de l'énergie et selon le théorème de Bernoulli, la pression statique augmente et l'énergie cinétique diminue, les figures suivantes illustrent la variation de la pression en fonction de nombre de Reynolds, ce qui nous permet de faire une comparaison dynamique entre les microcanaux, et d'apprécier la relation entre la pression et le nombre de Reynolds.

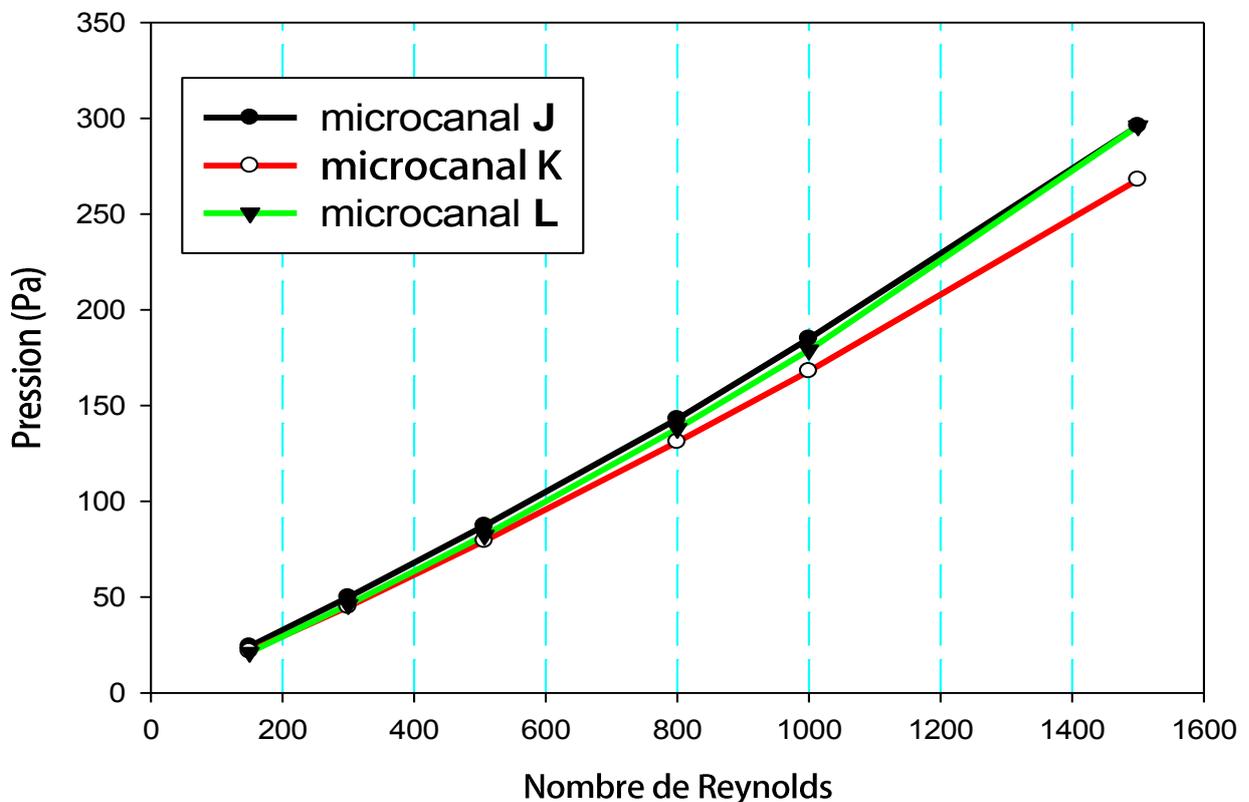


Figure IV.14. Variation de la perte de pression en fonction de Re.

D'après la **figure (IV.14)**, on remarque qu'il y a une relation linéaire entre le nombre de Reynolds et la perte de pression, plus le nombre de Reynolds augmente, plus l'inertie de l'écoulement augmente or la pression diminue le long de l'écoulement, donc on obtient une forte chute de pression.

On remarque que la chute de pression augmente avec le nombre de Reynolds pour chaque microcanal avec une supériorité de microcanal (J), Si Re augmente de 300-1000, la chute de pression augmente de 370%. La figure suivante illustre le comportement de la chute de pression en fonction de Re .

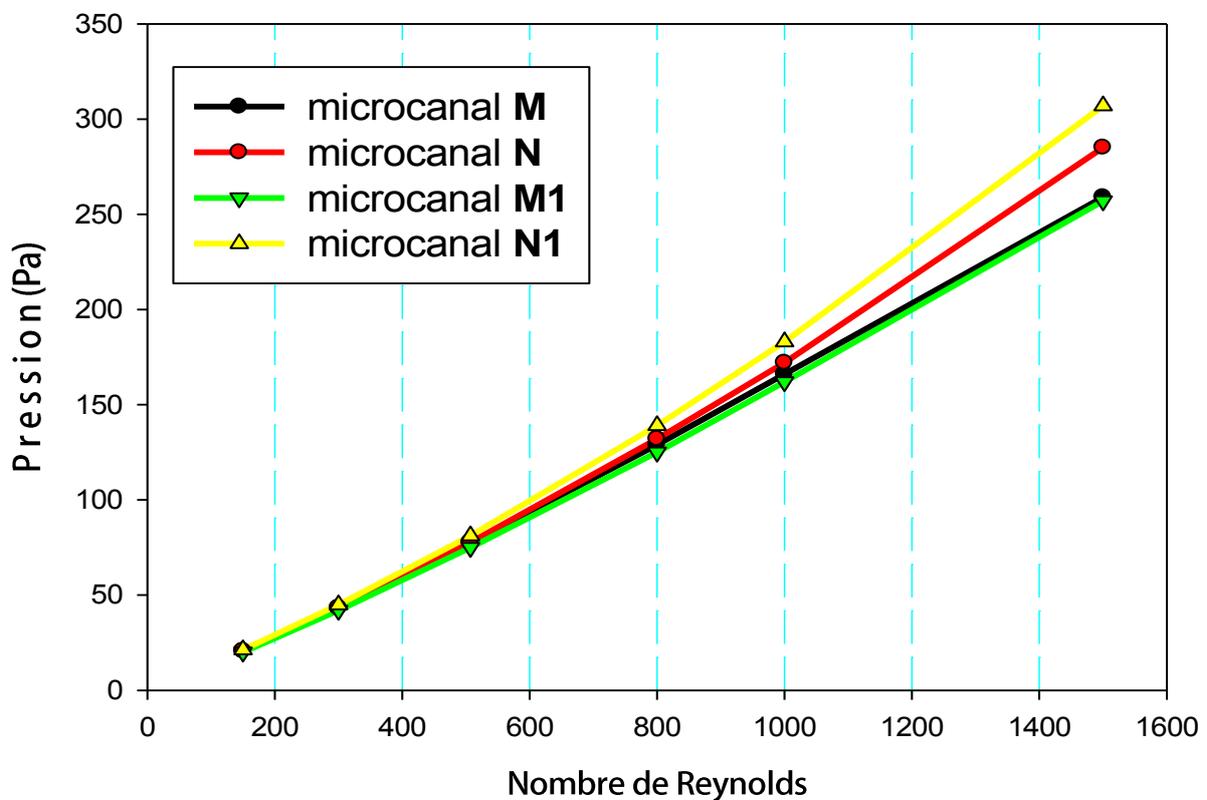


Figure IV.15. Variation de la perte de pression en fonction de Re pour les microcanaux (M, N, M1, N1).

D'après le graphe illustré dans la **figure (IV.15)**, on remarque que la pression augmente avec l'augmentation de nombre de Reynolds, et elle devient très importante pour $Re \geq 1000$, les différents microcanaux donnent une pression presque identique jusqu'à que le nombre de Reynolds atteint la valeur de 500, et commence à diverger au-delà de cette valeur. Il est à noter que le microcanal N1 donne la meilleure pression devant les autres microcanaux, et qu'avec une augmentation de Re de 300-1000, la chute de pression augmente de l'ordre de 320%.

IV.4.3. Coefficient de frottement :

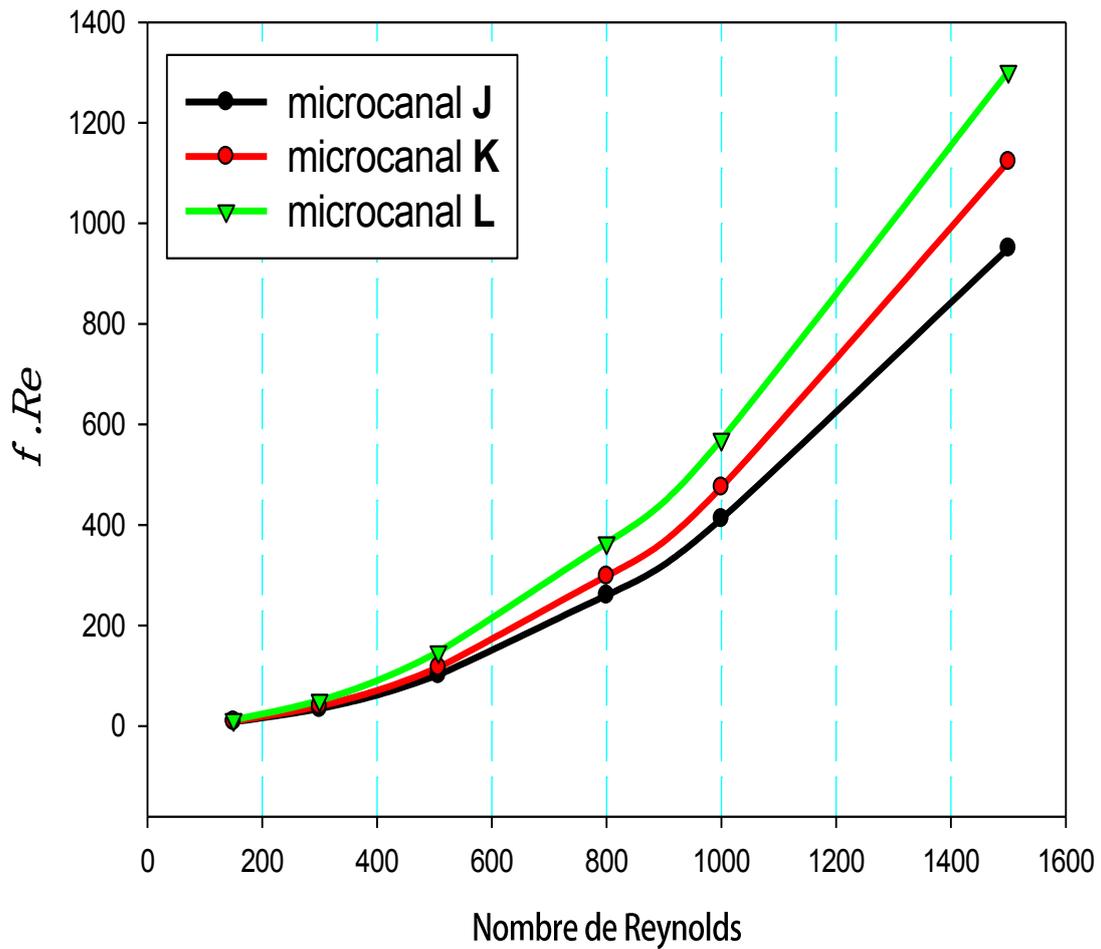


Figure IV.16. Variation du produit $Re.f$ en fonction de Re pour les microcanaux (J, K, L).

Le coefficient de frottement moyen s'accroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds, d'après la **figure (IV-16)**, on constate que pour $Re \leq 300$ le coefficient de frottement est presque identique pour tous les microcanaux, et il commence à se diverger à partir de $Re > 300$, en comparant les trois microcanaux, le coefficient de frottement pour le microcanal (L) est supérieur de ceux des microcanaux (K, J).

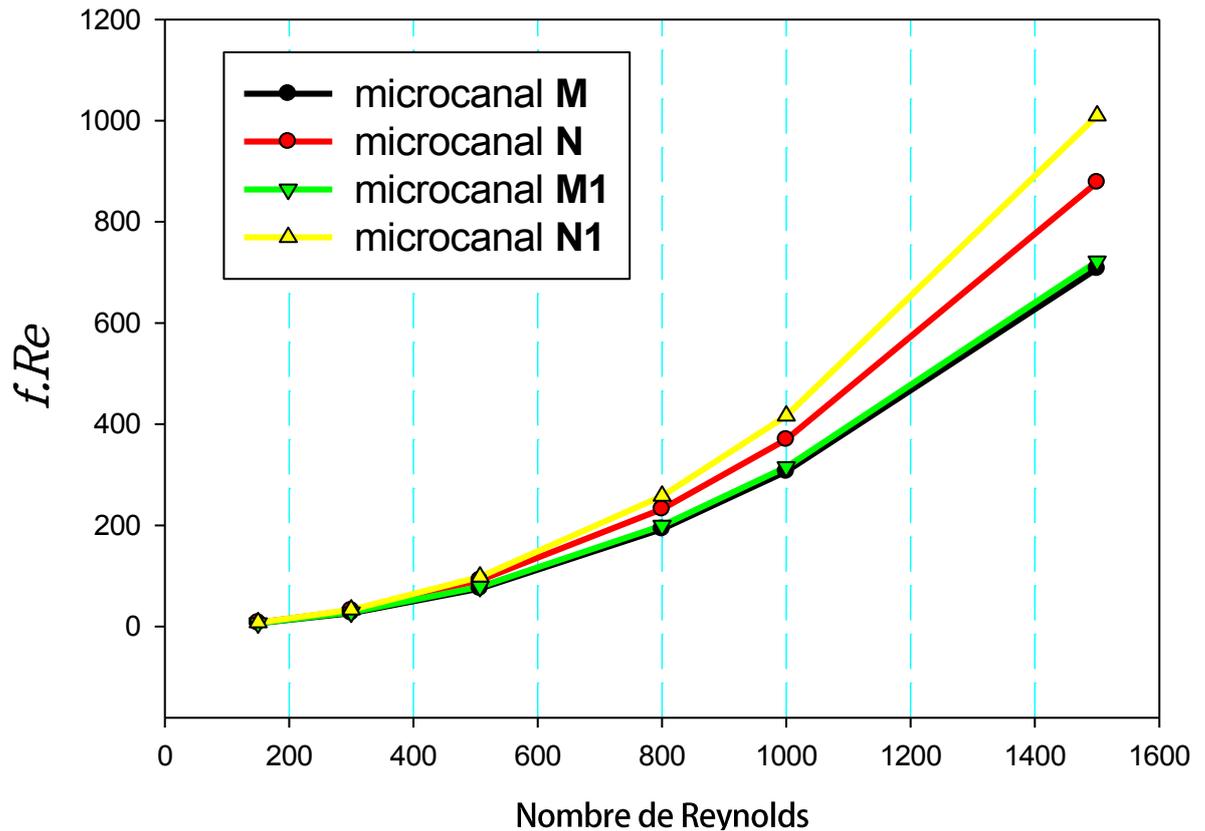


Figure IV.17. Variation du produit $Re.f$ en fonction de Re pour les microcanaux (M, M1, N, N1)

Le coefficient de frottement moyen augmente avec le nombre de Reynolds pour tous les microcanaux (**Figure IV-17**), ou il commence à s'accroître fortement à partir de $Re > 500$, et il est presque identique pour tous les microcanaux à $150 < Re < 500$.

Pour les microcanaux munis des sections additives triangulaires, le coefficient de frottement est plus important que celui des microcanaux munis des fossettes, car l'inertie du fluide au niveau des sections triangulaires est très importante que celle au niveau des fossettes, ce qu'il fait que les forces de frottement du fluide avec les parois sont primordiales.

Après avoir une idée sur la variation de coefficient de frottement moyen, la variation de coefficient de frottement local est présentée par les **figures (IV.18) et (IV.19)**, qui indiquent que f_{local} est très important à l'entrée de chaque microcanal, et il diminue le long du microcanal avec une augmentation considérable au niveau de chaque section additive.

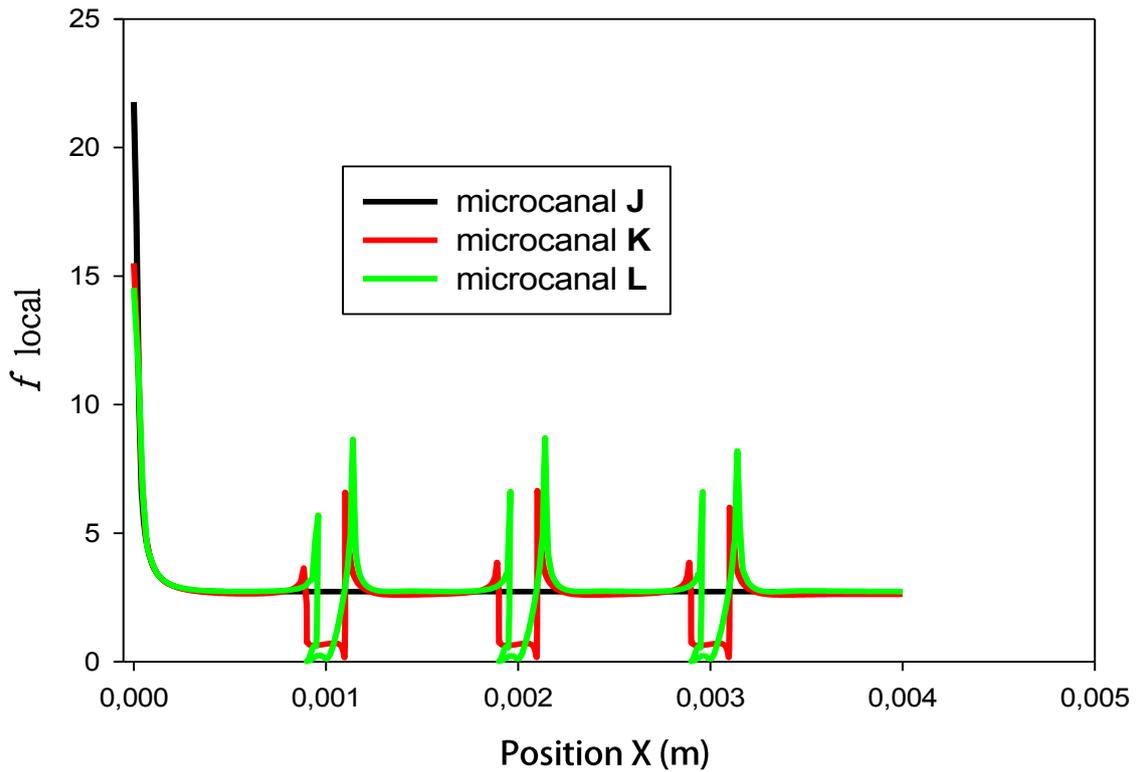


Figure .IV.18. Comportement de coefficient de frottement local le long des microcanaux (J, K, L).

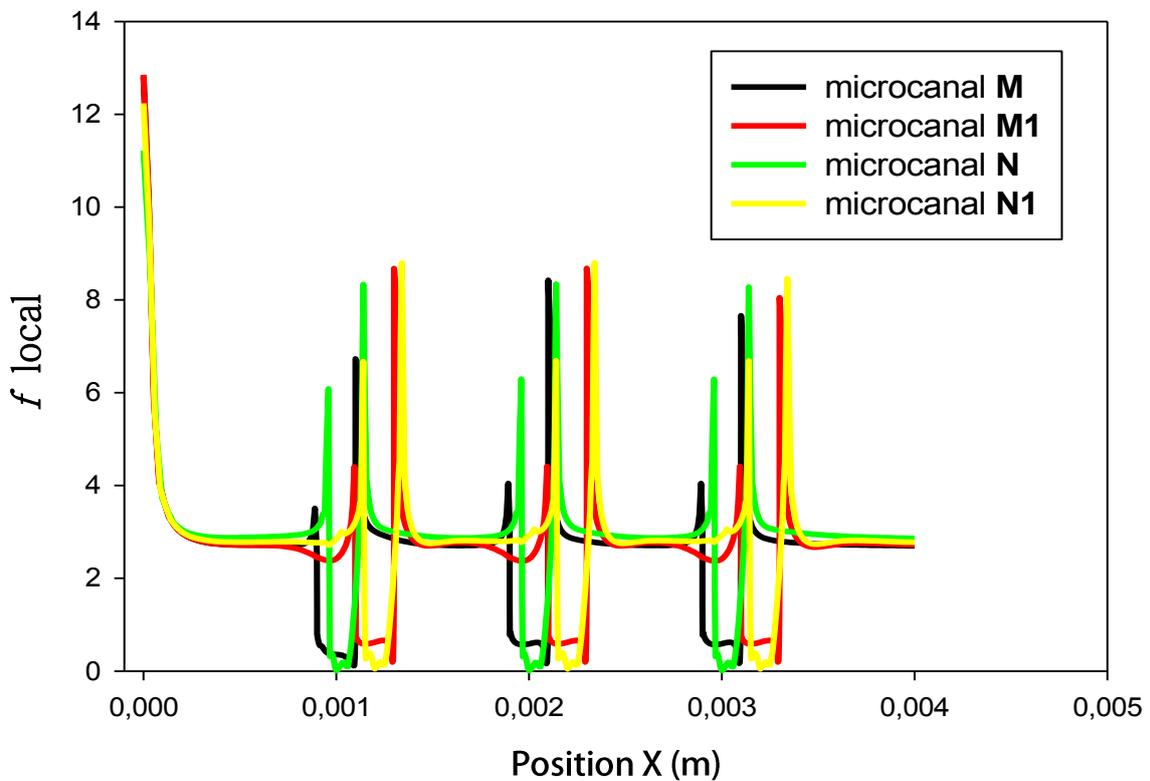


Figure IV.19. Comportement de coefficient de frottement local le long des microcanaux (M, M1, N, N1).

IV.5. Partie thermique :

IV.5.1. Champs de températures :

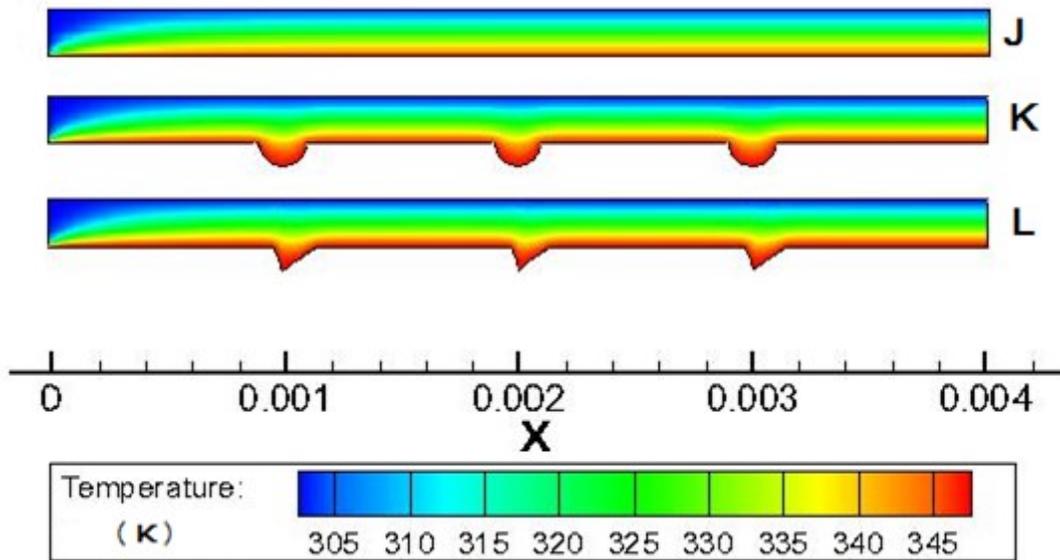


Figure IV.20. Simulation des champs de températures dans les microcanaux (J, K, L) pour $Re=150$

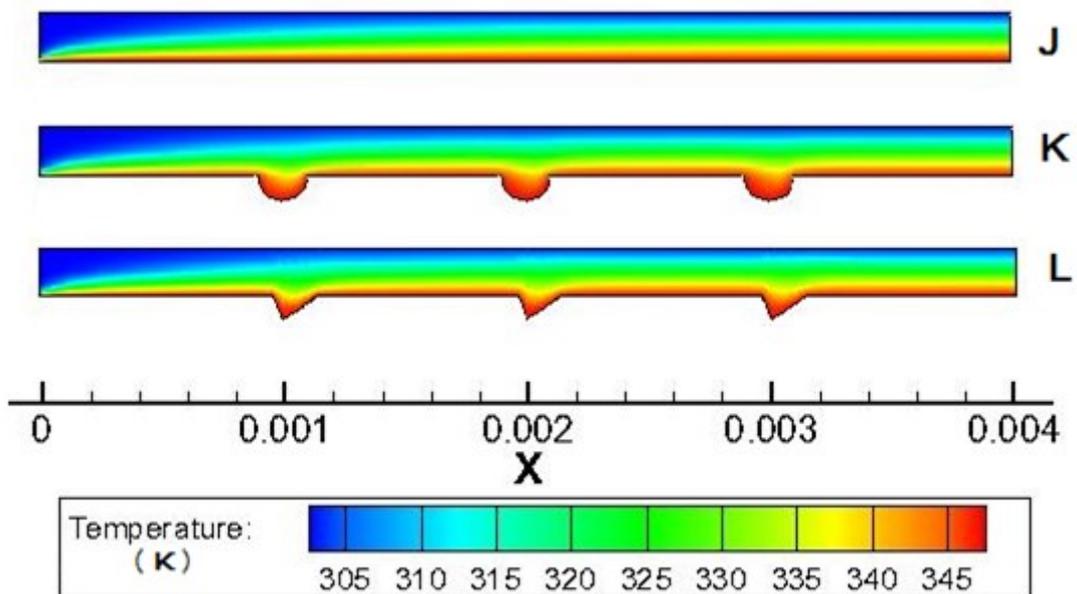


Figure IV.21. Simulation des champs de températures dans les microcanaux (J, K, L) pour $Re=500$

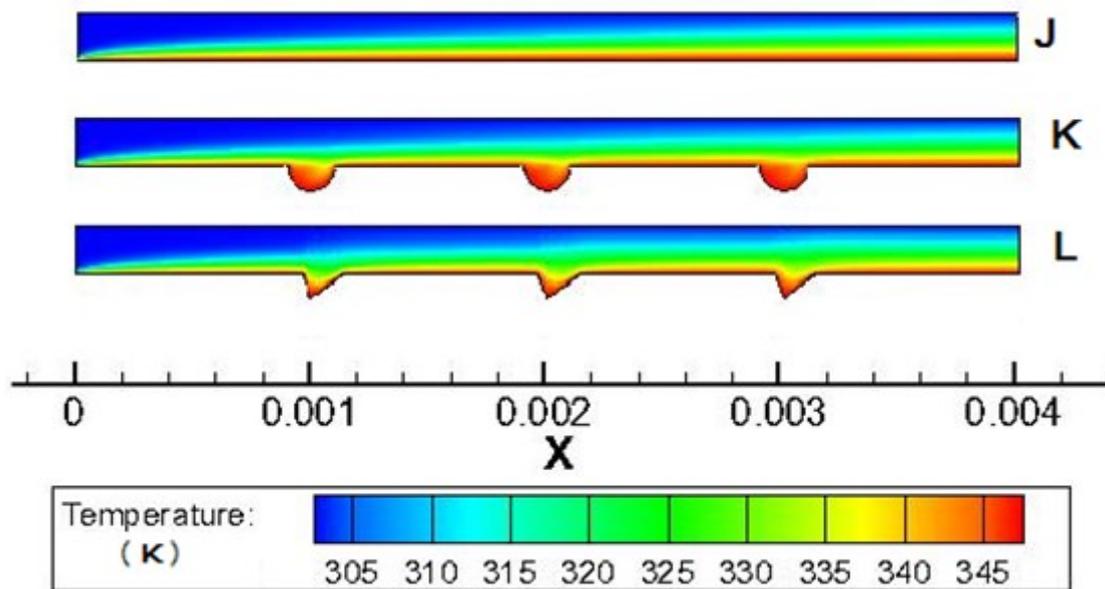


Figure IV.22. Simulation des champs de températures dans les microcanaux (J, K, L) pour $Re=1500$

On remarque que plus le nombre de Reynolds augmente, plus la nappe chaude devient plus étendue dans les microcanaux, ceci est expliqué par l'augmentation de la vitesse d'écoulement qui diminue le temps de séjour du fluide à l'intérieur des microcanaux. D'un point de vue purement thermique, on peut dire que le transfert thermique par convection forcée est efficace à l'intérieur des microcanaux pour un nombre de Reynolds inférieure ou égal à 500.

La **figure (IV.23)** présente le contour de température totale dans les microcanaux (M, N, M1, N1) pour un nombre de Reynolds de 500, ou on remarque une zone chaude qui règne sur la partie inférieure de chaque microcanal.

Il est bien remarquable aussi que la température au niveau des fossettes est complètement chaude, tandis que pour les sections triangulaires, la température chaude règne sur la moitié de l'aire de la section triangulaire.

Il est à noter que l'eau circulant à l'intérieur des microcanaux étudiés commence à se chauffer dès qu'il arrive au premier changement de section transversale.

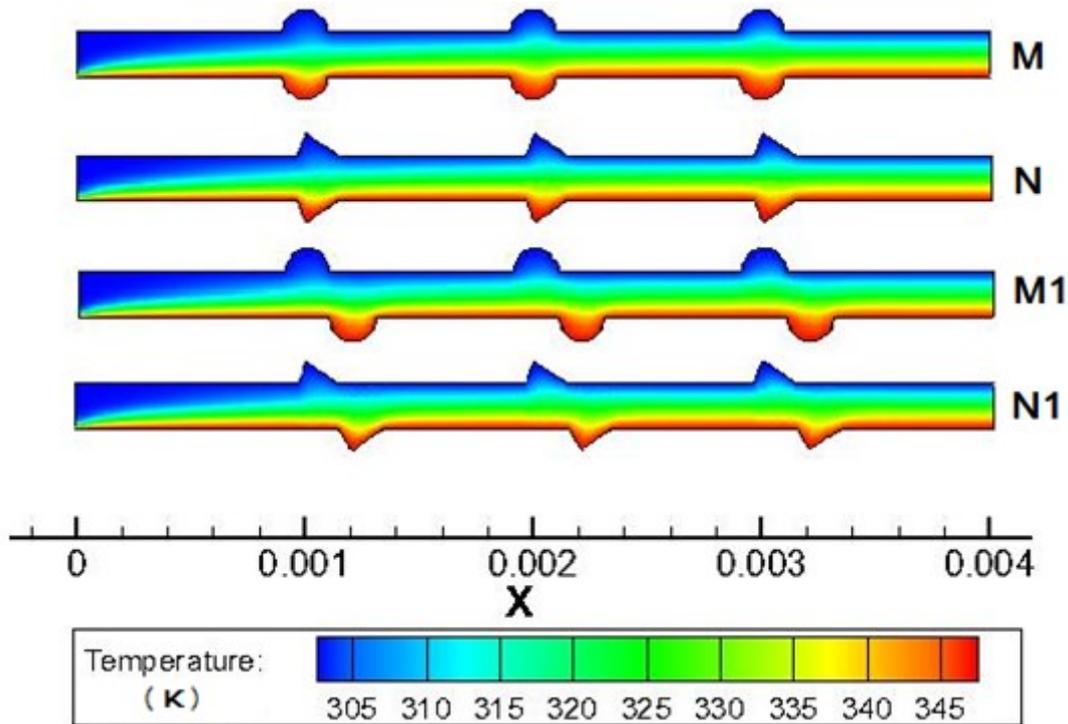


Figure IV.23. Distribution de températures pour les microcanaux (M, N, M1, N1) pour $Re=500$

IV.5.2. Nombre de Nusselt :

Le nombre de Nusselt est un paramètre déterminant pour le phénomène de transfert de chaleur par convection forcée, car il caractérise le rapport entre le transfert convectif et le transfert conductif, la détermination de nombre de Nusselt nous aide à estimer le coefficient de transfert thermique convectif h ($w/m^2 \cdot K$), qui est la clé de la convection forcée.

Pour la variation de nombre de Nusselt local, les **figures (IV.24), (IV.25) et (IV.26)** illustrent sa distribution le long des microcanaux étudiés, ou on constate que les valeurs minimales du nombre du Nusselt sont observées le long du passage. Les valeurs importantes du nombre de Nusselt sont observées au voisinage de l'entrée du microcanal, et au voisinage des sections additives à cause de la présence des zones de recirculation.

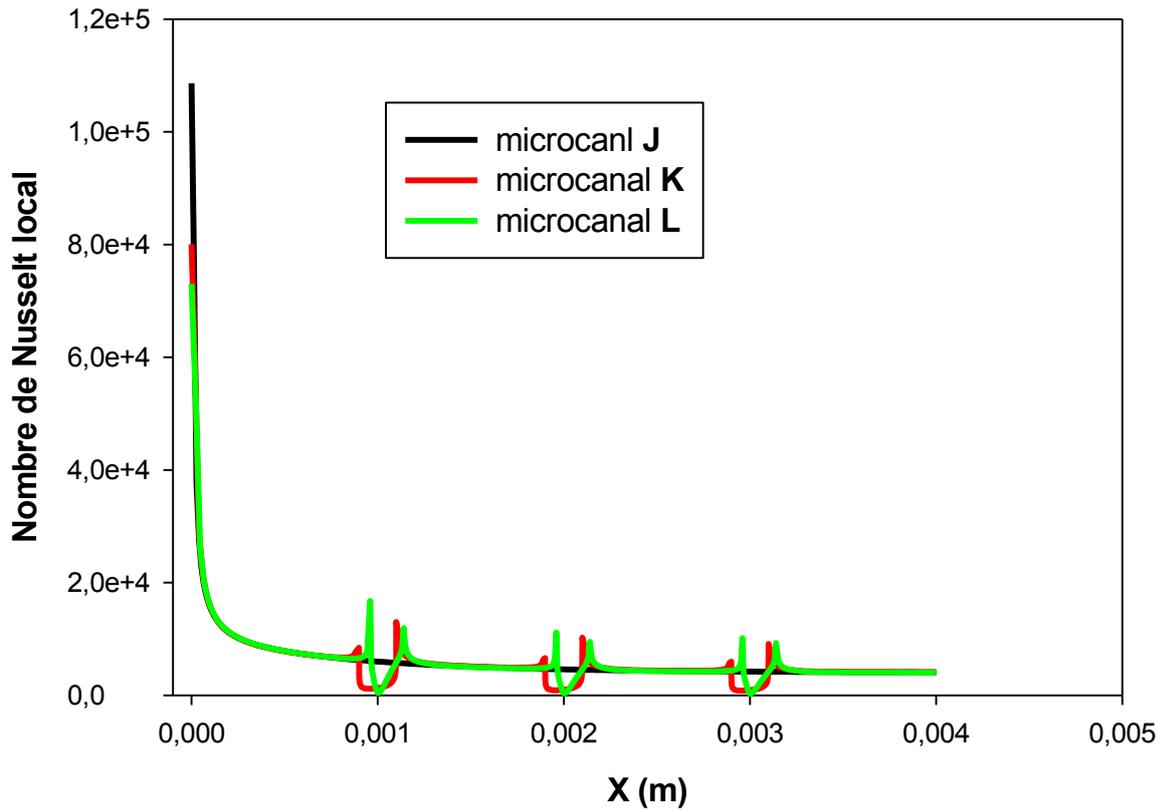


Figure IV.24. Nombre de Nusselt local en fonction de X pour les microcanaux(J, K, L).

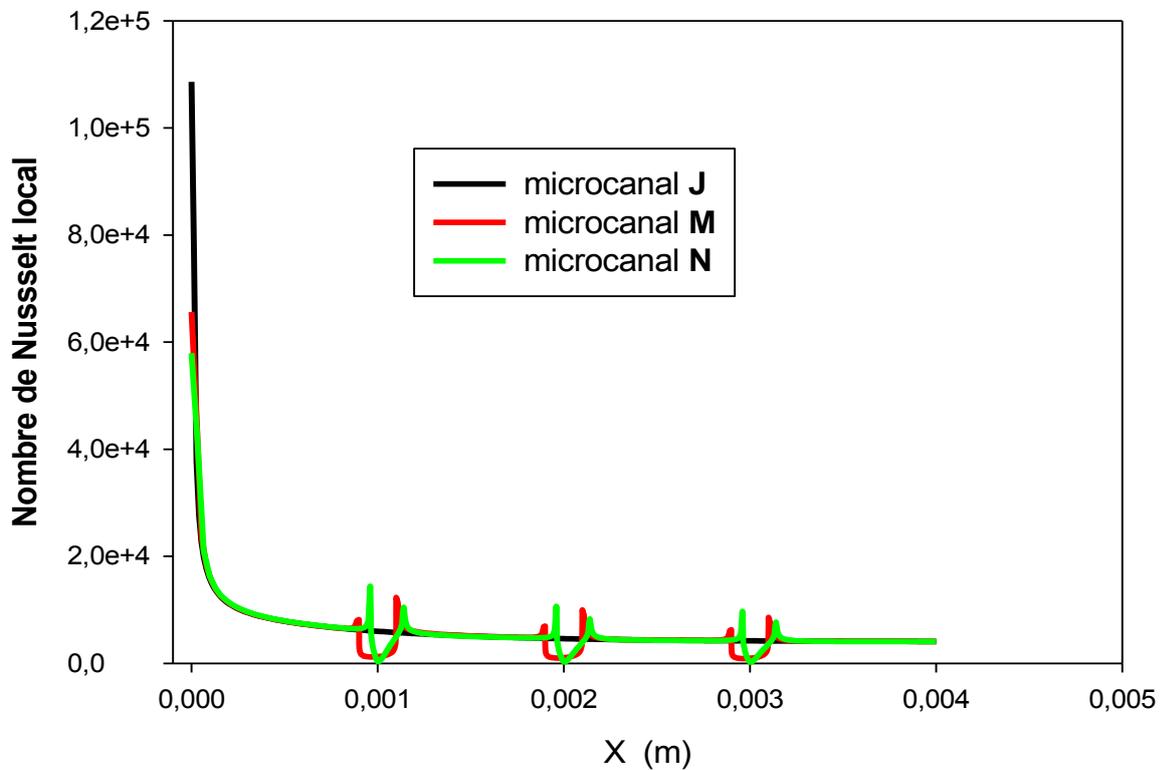


Figure IV. 25. Nombre de Nusselt local en fonction de X pour les microcanaux (J, M, N)

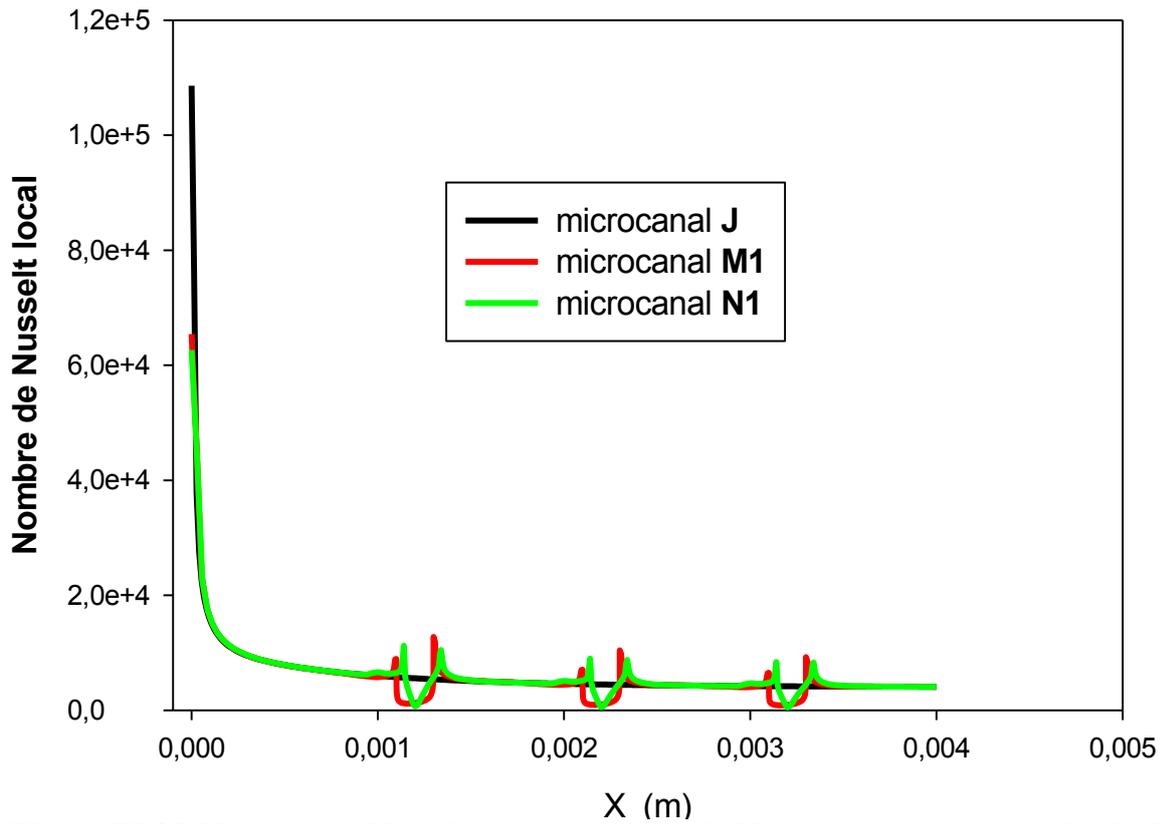


Figure IV.26. Variation de Nusselt local en fonction de X pour les microcanaux (J, M1, N1)

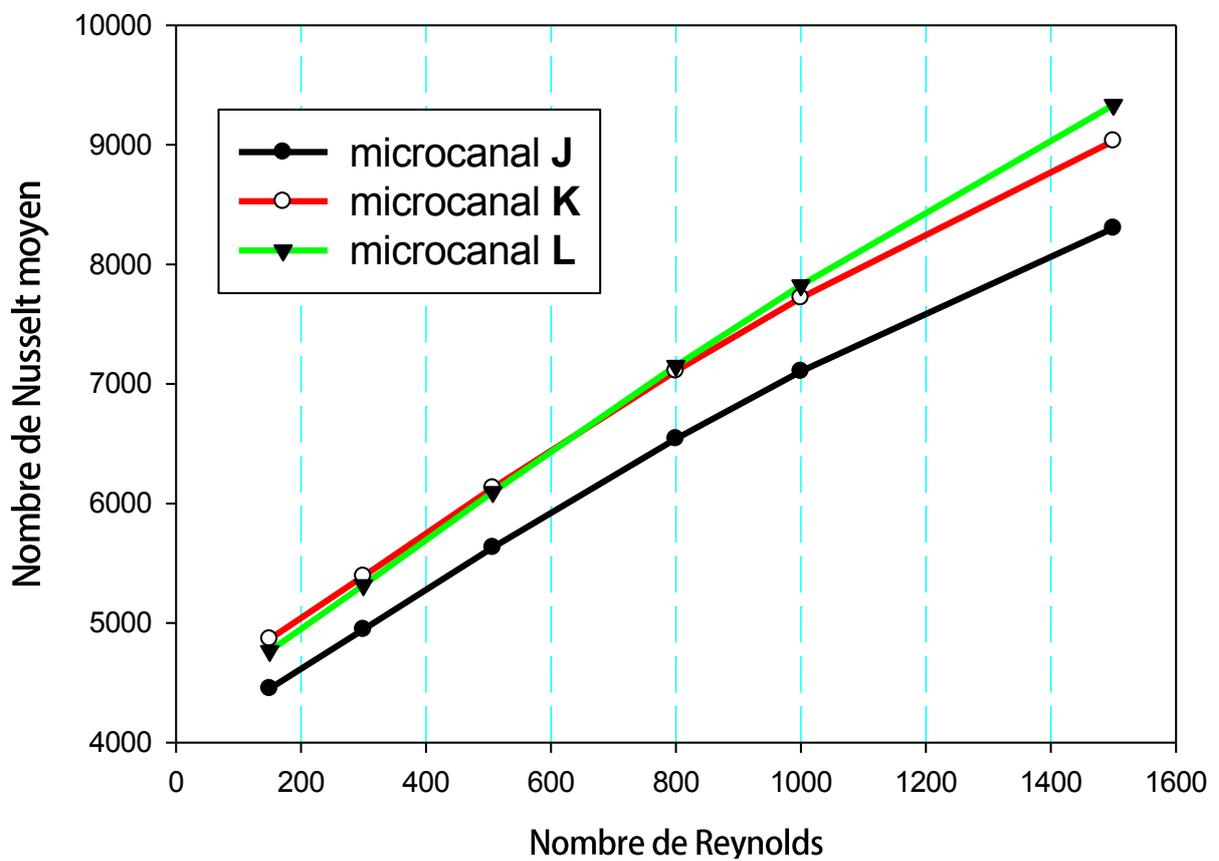


Figure IV.27. Variation de nombre de Nusselt moyen de la paroi inférieure en fonction de Re

La variation de nombre de Nusselt moyen en fonction de nombre de Reynolds est illustrée dans la **figure (IV.27)**, montre que les microcanaux avec changement de la section transversale donnent un nombre de Nusselt moyen meilleure devant celui du microcanal simple.

En comparant entre les deux microcanaux avec changement périodique de la section transversale, on constate que le nombre de Nusselt moyen de microcanal avec fossettes (K) est supérieur de celui du microcanal avec des sections additives triangulaires (L) jusqu'à que le nombre de Reynolds dépasse 500 ; ou le nombre de Nusselt de microcanal (L) devient le meilleure.

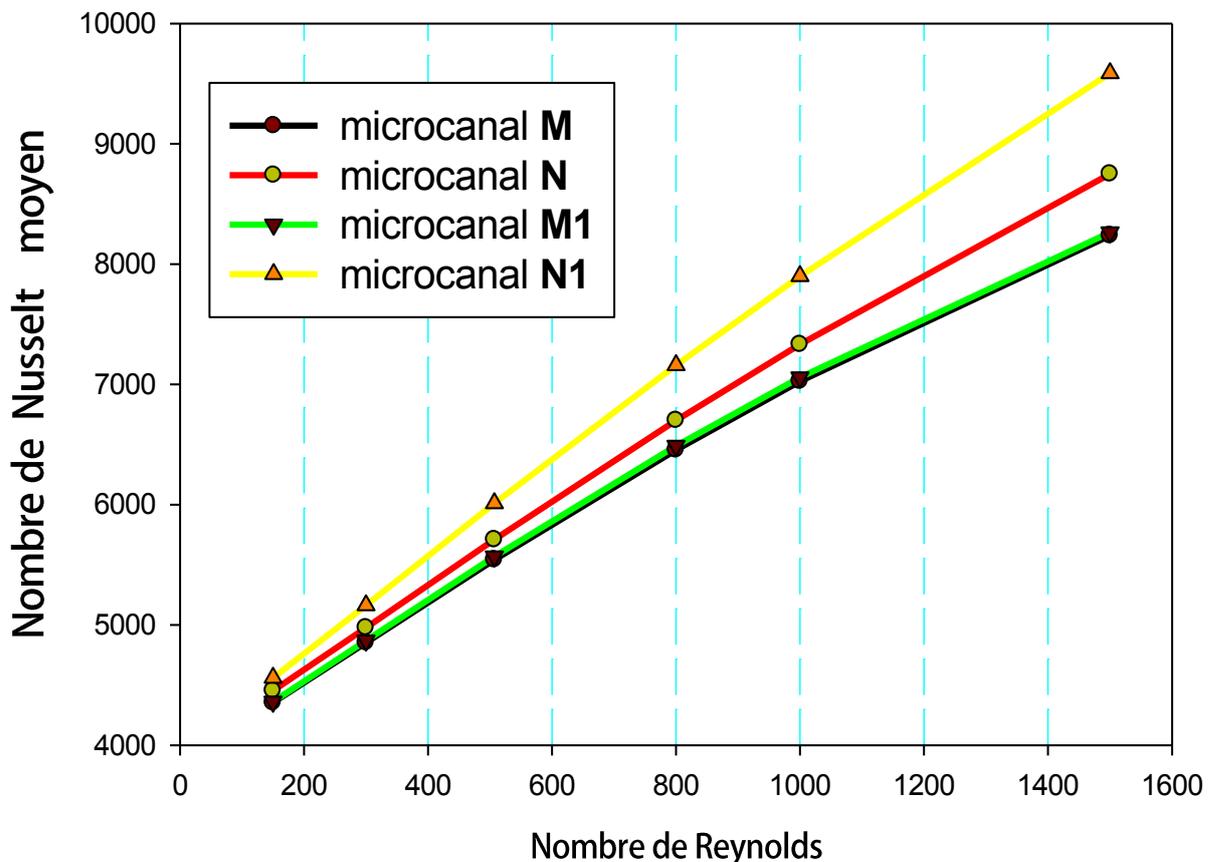


Figure IV .28. Variation de nombre de Nusselt moyen de la paroi inférieure en fonction de Re

D'après la **figure(IV.28)**, on remarque que le nombre de Nusselt moyen augmente avec le nombre de Reynolds, surtout pour $Re \geq 500$ ou le nombre de Nusselt s'accroît fortement, en comparant entre les microcanaux, le nombre de Nusselt moyen des microcanaux avec des sections triangulaires (N et N1) est supérieur de celui des microcanaux avec des fossettes.

Le microcanal avec des sections triangulaires chevauchées donne le meilleur nombre de Nusselt moyen devant les autres microcanaux.

IV.5.3. Transfert de chaleur :

Le transfert de chaleur est étudié, en présentant la chaleur transférée au fluide à partir de la paroi inférieure, c'est-à-dire le flux inter-facial.

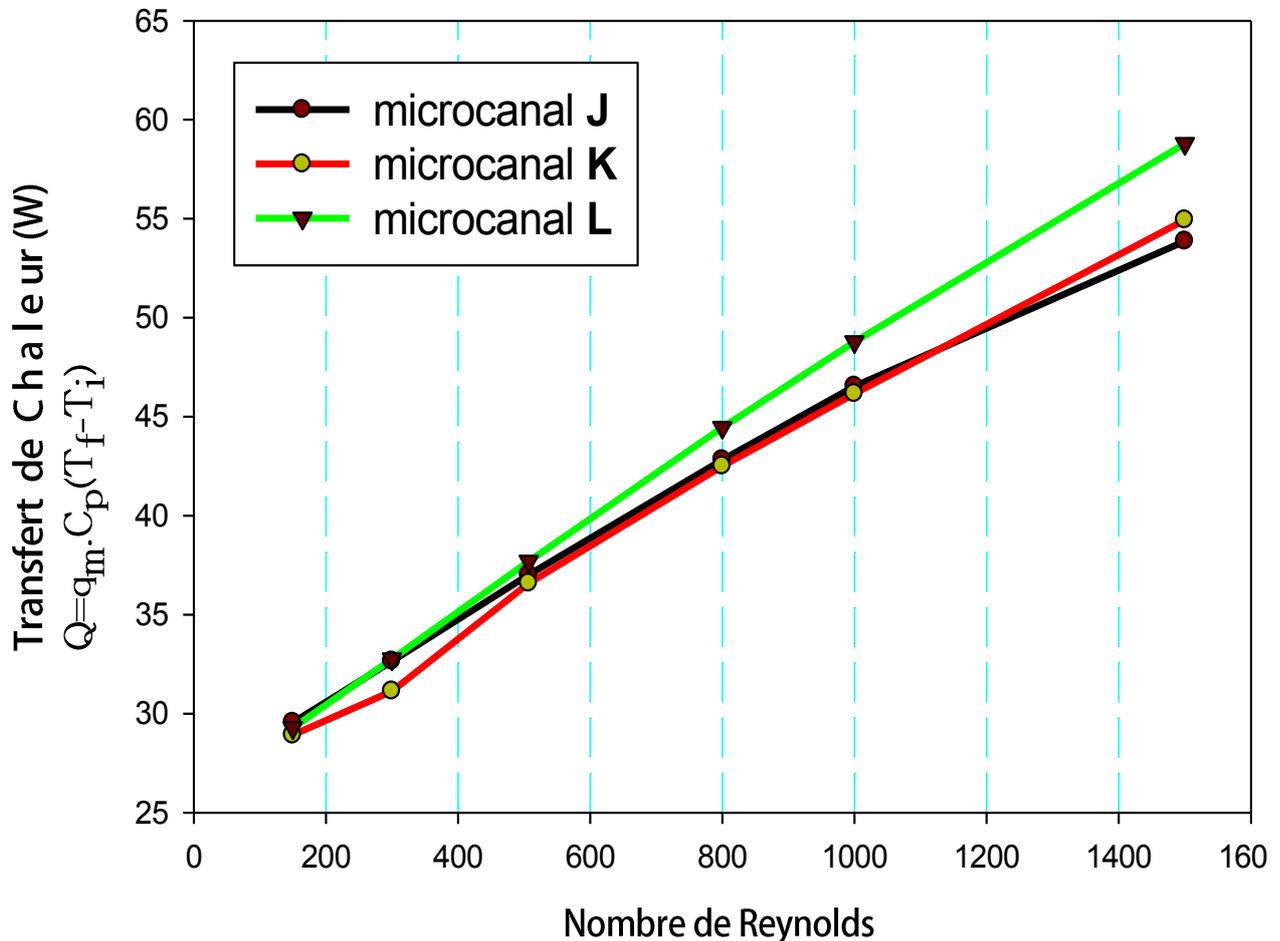


Figure IV.29. Quantité de chaleur reçue par le fluide en fonction de Re pour les microcanaux (J, K, L).

La **figure (IV.29)** présente la quantité de chaleur transmise au fluide à partir de la paroi chauffante pour les microcanaux (J, K, L). L'effet de nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur est bien clair : une forte augmentation de chaleur avec l'augmentation de Re.

Pour $Re < 500$, la chaleur reçue par le fluide reste moins considérable, or pour $Re > 500$ la chaleur s'accroît de l'ordre de 125%, le microcanal (L) transfère beaucoup de chaleur par rapport aux microcanaux (J) et (K) qui sont presque identiques.

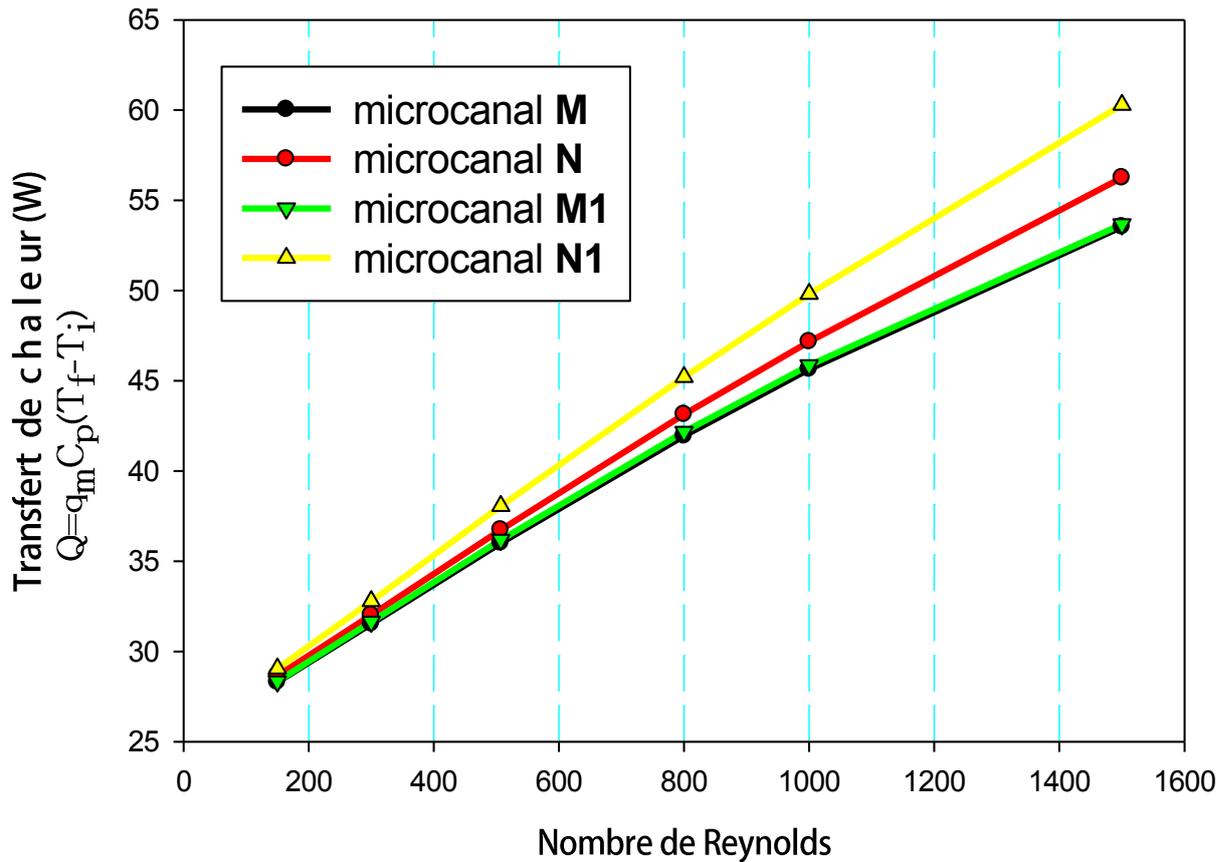


Figure IV.30. Quantité de chaleur reçue par le fluide en fonction de Re pour les microcanaux (M, N, M1, N1).

D'après la **figure (IV.30)**, on peut dire que :

- Les microcanaux avec des fossettes donnent un transfert de chaleur presque identique pour les différents nombre de Reynolds.
- Le transfert de chaleur est primordial dans les microcanaux avec des sections triangulaires (N et N1) par rapport aux microcanaux avec fossettes (M et M1).
- La quantité de chaleur pour le microcanal (N1) est la plus importante.

IV.6. Efficacité des microcanaux étudiés :

Pour effectuer une comparaison raisonnable, il faut donner une expression qui fait apparaître le rapport entre le gain thermique et la dépense dynamique comme la suivante :

$$\text{HTE} = \frac{\left(Nu_{mic} / Nu_J \right)}{\left(f_{mic} / f_J \right)^{1/3}} \quad (a)$$

L'expression de l'efficacité que nous allons choisir est l'équation (22) dans le chapitre II, et qui donne les résultats illustrés dans la figure suivante :

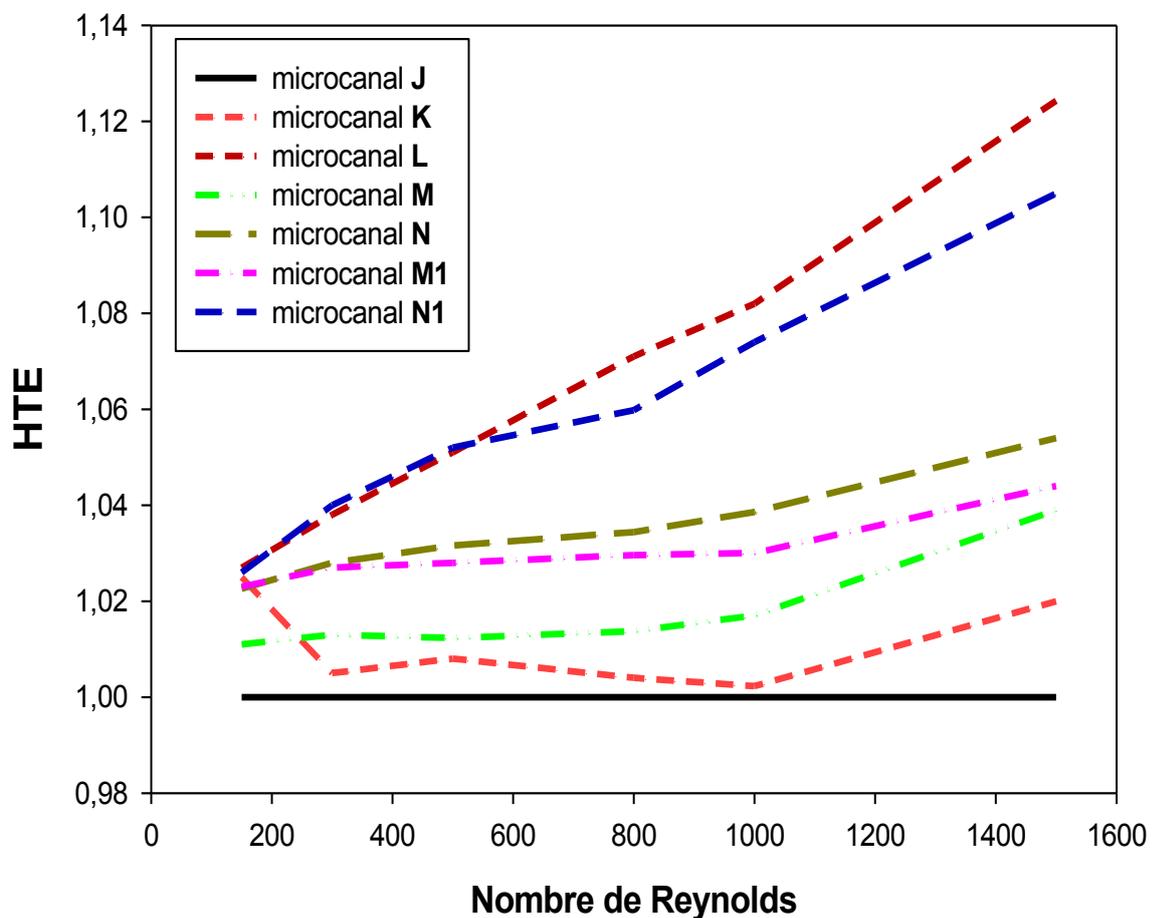


Figure IV.31. Efficacité des microcanaux étudiés.

La figure (IV.31) donne une exacte comparaison entre les microcanaux étudiés, en tenant compte du nombre de la chaleur transférée au fluide et de la perte de pression engendrés par chaque microcanal.

D'après la figure, on peut dire que :

- Tous les microcanaux avec changement de section transversale ont donné une amélioration de transfert par rapport au microcanal rectangulaire simple.
- Les microcanaux munis des sections additives triangulaires ont les meilleures efficacités devant les autres microcanaux.
- Jusqu'à $Re=500$, le microcanal N1 est le plus efficace, au-delà de cette valeur, le microcanal L devient le plus efficace.
- L'efficacité de plupart des microcanaux commence du même point à $Re=150$, ce qu'il fait que l'utilisation des sections additives est utile pour $Re \geq 150$ [35].

Conclusion :

Dans ce chapitre on a présenté une étude numérique d'un écoulement d'eau convectif laminaire à l'intérieur des microcanaux (avec ou sans changement de section transversale), cette étude consiste à étudier thermiquement et dynamiquement le phénomène de la convection forcée ; en commençant par l'adaptation du maillage avec la nature de l'écoulement. Ensuite on a validé nos résultats avec les résultats expérimentaux pareils.

Enfin, nous avons présenté et discuter les paramètres :

- dynamiques (coefficient de frottement et la perte de pression),
- thermiques (le nombre de Nusselt et la chaleur reçue par le fluide).

La comparaison entre les microcanaux s'est effectuée en introduisant l'efficacité HTE, qui nous a aidé à déterminer le microcanal le plus efficace.

Conclusions et Perspectives

Conclusions et Perspectives

Le travail présenté dans les chapitres antérieurs a comme objectif principal de répondre à la question de savoir si la géométrie du microcanal peut avoir un effet amplificateur du transfert thermique, et si cet effet dépend de la structuration dimensionnelle de changement de la section transversale (les sections additives). La réponse à cette question est positive. Au cours de cette étude on a posé cependant d'autres questions relatives aux échanges convectifs à l'intérieur d'un microcanal avec un nombre limité de sections additives, dont certaines ont trouvé des réponses, et d'autres restent comme perspectives de travaux futurs.

On a étudié trois types de microcanaux dotés de deux types de changement de la section transversale : avec des fossettes (microcanaux K, M, M1) et avec des sections triangulaires (microcanaux L, N, N1), ces deux changements forment ce qu'on appelle une expansion – constriction ou bien encore un divergent-convergent. Le premier type de microcanaux étudiés est muni des sections additives uniquement dans la paroi inférieure (microcanaux K et L), la loi d'échange donnant le nombre de Nusselt en fonction de Reynolds a donné une augmentation de transfert de l'ordre de 10% en comparant avec un microcanal sans sections additives. Cette augmentation thermique est expliquée par l'allongement de la paroi chauffante en introduisant les sections additives ou on s'est trouvé à une stagnation de la vitesse au voisinage de ces sections ; le ralentissement de l'écoulement donne un suffisamment de temps au fluide à se chauffer.

L'étude dynamique nous a expliqué ce gain thermique, en effet, le coefficient de frottement augmente fortement avec l'augmentation de nombre de Reynolds surtout pour $Re \geq 500$, le microcanal (L) donne le meilleur coefficient de frottement car les sections triangulaires additives présentent un élargissement – rétrécissement tangentielle à l'aérodynamique de l'écoulement du fluide, ce qui n'est pas le cas pour les fossettes (microcanal M) qui sont courbés. La pression augmente avec le nombre de Reynolds avec une relation linéaire, il est à noter que le microcanal simple (J) donne une pression plus importante que les autres microcanaux.

La deuxième géométrie étudiée est un microcanal muni des sections additives parallèles dans les deux parois inférieure et supérieure (microcanaux M et N), et la troisième géométrie consiste à chevaucher les sections additives dans la paroi inférieure de celles de la paroi supérieure (microcanaux M1 et N1), le coefficient de frottement reste presque identique pour tous les microcanaux pour $Re \leq 500$, et augmente fortement pour $Re > 500$. Cette remarque est valide aussi pour la pression qui s'accroît de l'ordre de 370%, pour une augmentation de nombre de Reynolds de 300-1000.

Conclusions et Perspectives

Le transfert thermique augmente fortement à partir de $Re=500$. Il est à noter qu'une augmentation de nombre de Reynolds de 500-1000, mène à une croissance de 40% de transfert de chaleur. Ce qui donne une supériorité de ces deux dernières géométries par rapport à la première, en comparant entre les deux dernières géométries eux-mêmes, on a pu observer l'effet de l'addition des sections à la paroi supérieure qui a épaissi les nappes de l'advection régulière, et l'effet de chevauchement des sections à la paroi inférieure qui ont étendu ces nappes chaudes.

Pour les différents microcanaux on a constaté que dans le régime de l'advection régulière le transfert de chaleur s'améliore au voisinage de chaque changement de section transversal surtout en aval des sections triangulaires additives pour les microcanaux (L, N et N1). En tenant compte de tous ces paramètres on peut déduire que les microcanaux avec les sections triangulaires (L, N et N1) sont les plus efficaces que celles avec les fossettes (K, M et M1), et que le microcanal (N1) est le plus rendable par rapport aux autres, donc on a réussi à améliorer le transfert de chaleur dans les microcanaux.

En se basant sur l'efficacité des microcanaux **HTE** (Heat Transfer Efficiency), on conclut que le microcanal (N1) est le plus efficace devant les autres microcanaux, pour $Re \leq 500$, au-delà de cette valeur, le microcanal (L) est le meilleur.

Les perspectives principales de ce travail résident dans l'étude de la dynamique du flux thermique à l'intérieur des microcanaux de géométrie plus complexe, avec un écoulement turbulent ou transitoire pour rendre ce domaine beaucoup plus maîtrisé comme celui à l'échelle macroscopique.

Finalement, l'évolution de la technologie des microsystèmes électromécaniques (MEMS) s'oriente vers l'étude de transfert de chaleur biphasé (ébullition) dans les microcanaux et la microfluidique et à l'échelle nanoscopique, et pour cela une plus forte collaboration entre les communautés de la mécanique des fluides et de l'microélectronique devrait être très fructueuse.

Références Bibliographiques:

- [1] A. Berlin, K.J. Gabriel, Distributed MEMS: New Challenges for Computations, IEEE Computational Sciences & Engineering, pages :12-16, 1997.
- [2] D. B. Tuckerman and R. F. W. Pease, High-performance heat sinking for VLSI, IEEE Electron Device Letters, vol. EDL- 2, pages: 126-129, 1981
- [3]: Groupe de Cemagref, et CEA-GRETh, Installation à charge réduite en frigorigène, publication p 2, 5
- [4] T. Icoz and Y. Jaluria, Numerical simulation of boundary conditions and the onset of instability in natural convection due to protruding thermal sources in an open rectangular channel, Numerical Heat Transfer, Part A 48, pages: 831-847, 2005.
- [5] W. Aung, Heat transfer in a electronic systems with emphasis on asymmetric heating, Bell Syst. Tech. J. 52, pages: 907-925, 1973.
- [6] J.R. Bodoia, J.F. Osterle, The development of free convection between heated vertical plates, J. Heat Transfer 84, pages: 40-44, 1962.
- [7] H.H. Chu, W.S.Churchill, The development and testing of a numerical method for computation of laminar natural convection in enclosures, Computers and Chemical Eng., Vol.1, pages: 101-102, 1977.
- [8] K. M. Kelkar, D. Choudhury, Numerical prediction of periodically fully developed natural convection in a vertical channel with surface mounted heat generating blocks, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.5, pages: 1133-1145, 1993.
- [9] M. Fujii, S. Gima, T. Tomimura, X. Zhang., Natural convection to air from an array of vertical parallel plates with discrete and protruding heat sources, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol.17, pages: 483-490, 1996.
- [10] G. Desrayaud, A. Fichera and G. Lauriat, Natural convection air-cooling of a substrate-mounted protruding heat source in a stack of parallel boards, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol.28., pages: 469-482, 2007.
- [11] T.J. Heindel, S. Ramadhyani, F. P. Incropera, Conjugate natural convection from an array of discrete heat sources: part 1 — two- and three-dimensional model validation , Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol.16, pages: 501-510, 1995.
- [12] S. Y. Kim, H. J. Sung and J. M. Hun, Mixed convection from multiple layered boards with cross streamwise periodic boundary conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 35, pages: 2941-2952, 1992.

- [13] M. Muhammad. Rahman, Jagannath Raghavan, Transient response of protruding electronic modules exposed to horizontal cross flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 20, pages: 48-59, 1999.
- [14] A. Bouttout, et Bessaih, R. (2008). “ Steady and oscillatory natural convection air cooling of protruding thermal sources mounted in a rectangular enclosure, ” *Journal of Energy, Heat and Mass Transfer*, vol 30: pp. 251-271, 2008.
- [15] T. Icoz and Y. Jaluria, Design of cooling system for electronic equipment using both experimental and numerical inputs, *Journal of Electronic Packaging* 126, pages: 465-470, 2004.
- [16] A. Dogan, M. Sivrioglu and S. Baskaya, Experimental investigation of mixed convection heat transfer in a rectangular channel with discrete heat sources at the top and at the bottom, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 32, pages: 1244-1252, 2005.
- [17] R. Zeighami, D. Laser, P. Zhou, M. Asheghi, S. Devasenathipathy, T. Kenny, J. Santiago, and K. Goodson, Experimental Investigation of Flow Transition in Microchannels Using Micron- Resolution Particle Image Velocimetry, *Proc. 7th Intersociety Conference on Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems*, IThERM, vol. 2, pp. 148–153, 2000.
- [18] M. Richter, R. Linnemann and P. Wolas, Robust design of gas and liquid micropumps, *Sensors and Actuators A*, vol. 68, pages: 480-486, 1998.
- [19] T. Fujiwara, O. Kitoh et T. Tsuda, Original Effect of applied parallel Electric Field on Electroosmotic Flow in donut channel, *Chromatography*, Vol.23, pages: 25-31, 2002.
- [20] M. Stehr, S. Messner, H. Sandmaier and R. Zengerlle, The VAMP – a new device for handling liquid or gases, *Sensors and Actuators A*, vol. 57, pages: 153-157, 1996.
- [21] G. M. Mala and D. Li, Flow characteristics of water in microtubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 20, pages: 142-148, 1999.
- [22] Q. Weilin, G. M. Mala and L. Dongqing, Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, pages: 353-364, 2000.
- [23] V.K Samalam.,, 1989. Convective heat transfer in microchannels. *J. Elec. Mater.*, 18: 611-617. DOI: 10.1007/BF02657475
- [24] J. Pfahler, J. Harley and H. Bau, Liquid transport in micron and submicron channels, *Sensors and Actuators A*, vol. 21, pages: 431-434, 1990.
- [25] X.F. Peng, G.P. Peterson et B.X. Wang, Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels, *Experimental Heat Transfer* 7, pages: 265-283, 1994.

- [26] X. F. Peng and G. P. Peterson, Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 39, pages: 2599-2608, 1996.
- [27] G. P. Peterson, Boiling nucleation and two-phase flow patterns in forced liquid flow in microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pages: 4797-4810, 2005.
- [28] G. M. Mala and D. Li, Flow characteristics of water in microtubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 20, pages: 142-148, 1999.
- [29] Q. Weilin, M. Mala and L. Dongqing, Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, pages: 353-364, 2000.
- [30] E. Colgan, G., Furman, B., Gaynes, M., Graham, W., LaBianca, N., Magerlein, J. H., Polastre, R. J., Rothwell, M. B., Bezama, R.J., Choudhary, R., Martson, K., Toy, H., Wakil, J., Zitz, J., and Schmidt, R., A Practical Implementation of Silicon Microchannel Coolers for High Power Chips, Invited Paper presented at IEEE Semi-Therm 21, San Jose, March 15–17, pp. 1–7, 2005.
- [31] M. Bahrami, M. Yovanovich, J. R. Culham: Pressure Drop of Fully Developed, Laminar Flow in Rough Microtubes *ASME* vol: 128, pages: 632, May 2006
- [32] Shanglong Xu^{1,*}, Guangxin Hu¹, Jie Qin¹ and Yue Yang A numerical study of fluid flow and heat transfer in different microchannel heat sinks for electronic chip cooling *Journal of Mechanical Science and Technology* vol 26 pages:1257~1263;2012
- [33] A. Beskok, Karniadakis, G. E., A model for flows in channels, pipes, and ducts at micro and nano scales, *Microscale Thermophysical Eng.*, 1999, 3, 43-77.
- [34] M.D. Mikhailov, Cotta R.M., and Kakac, S., Steady state and periodic heat transfer in micro conduits, *Microscale Heat Transfer- Fundamentals and Applications in Biological Systems and MEMS*, (edits) Kakac, S., Vasiliev, L., Batazitoglu, Y., Yener, Y., Kluwer Academic Publisher, The Netherlands, 2005.
- [35] Y. Bayazitoglu, Kakac, S., Flow regimes in microchannel single phase gaseous fluid flow, *Microscale Heat Transfer- Fundamentals and Applications in Biological Systems and MEMS*, (edits) Kakac, S., Vasiliev, L., Bayazitoglu, Y., Yener, Y., Kluwer Academic Publisher, The Netherlands, 2005.
- [36] G. Tunc, Bayazitoglu, Y., Heat transfer in microtubes with viscous dissipation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2001a, 44 (13), 2395-2403
- [37] H. Ghaedamini, P.S. Lee, C.J. Teo Developing forced convection in converging–diverging microchannels *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol 65 pages: 491–499 2013
- [38] Lei Chai, Guodong Xia, Liang Wang, Mingzheng Zhou, Zhenzhen Cui

Heat transfer enhancement in microchannel heat sinks with periodic expansion–constriction cross-sections International Journal of Heat and Mass Transfer vol 62, pages: 741–751 2013

[39] Suabsakul Gururatana Numerical Simulation of Micro-Channel Heat Sink with Dimpled Surfaces American Journal of Applied Sciences 9 (3): 399-404, 2012 ISSN 1546-9239 2012

[40] Adrian Bejan. Convection heat transfer. John Wiley & Sons, Inc., 1995.

[41] Y. Muzychka, Analytical and experimental study of fluid friction and heat transfer in low Reynolds number flow heat exchangers, Ph.D. Thesis, Department of Mechanical Engineering, University of Waterloo, Ontario, Canada, 1999.

[42] Y.S. Muzychka, M.M. Yovanovich, Laminar forced convection heat transfer in the combined entry region of non-circular ducts, J. Heat Transfer Trans. ASME 126 (2004) 54–61.

[43] FLUENT 6.3 User's Guide, September 2006

[44] Computational fluid dynamics : abdunnassir Sayma (*livre*) ISBN 978-87-7681-430-04 Ventus Publishing Aps

[45] Analyse numérique et équations différentielles Jean-Pierre DEMAILLY (*livre*) ISBN 2-86883-891-X EDP Sciences, 2006

Abstract:

The recent technological progress opens new perspectives for electronic components, which become more powerful and small. In this effect, the evacuation of the heat become more important in electronic field. Many cooling systems were been studied in the purpose of increasing heat transfer and ameliorate the cooling systems efficiency. Among those methods, we find free and forced convection with gas and liquid cooling. It is notice that free convection is used for low power systems. High power systems demand a high and more efficient heat dissipation, in this raison-forced convection is primordial in most cases.

The main purpose of this work is a thermo-energy study of a convective flow in microchannels for electronic components cooling ,this study concerns classic heat sinks (rectangular microchannel) and two newly proposed heat sinks with periodic expansion–contraction cross-sections(microchannel with dimples, and triangular sections : parallel and ride) ,and we try to ameliorate its performances using a CFD code .

Keywords: Forced convection, Microchannels, Heat transfer, CFD, Cooling.

ملخص:

أدى التطور التكنولوجي إلى فتح آفاق وقفزات هائلة في مجال الإلكترونيات، التي أصبحت أكثر فاعلية ومنتاهية الصغر، مما أدى إلى جعل التبادل الحراري أكثر أهمية في مجال الإلكترونيك. هناك عدة أنظمة للتبادل الحراري بغية التبريد منها، طرق التبريد الكلاسيكية: الحمل الحراري الطبيعي والمقوى مع السوائل والغازات، يستعمل الحمل الحراري الطبيعي للإخلاء الحراري بالنسبة للأنظمة ذات استطاعة وكثافة صغيرتين. فيما الأنظمة ذات استطاعة حرارية معتبرة تحتاج إلى آلية ذات مردودية حرارية جد فعالة، لهذا السبب الحمل المقوى هو أحسن وسيلة في أغلب الحالات. الهدف الأساسي من وراء هذا العمل هو القيام بدراسة حراروطاقوية للحمل الحراري المقوى داخل القنوات ذات البعد الميكرومترية، والتي تستعمل لتبريد المركبات الالكترونية الدقيقة. هذه الدراسة تعتمد على محاكاة قناة مستطيلة عادية وقنوات ميكروسكوبية أخرى ذات زوائد دورية (تباع-تقارب) نصف دائرية ومثلثية، وذلك لتحسين النقل الحراري باستعمال محاكي CFD.

كلمات مفتاحية: الحمل الحراري المقوى، القنوات الميكرومترية، نقل الحرارة، CFD، التبريد

Résumé :

Suite aux progrès technologiques récents en électronique, les composants deviennent de plus en plus puissants et de plus en plus petits. En conséquence, la chaleur à évacuer devient très importante dans le domaine de l'électronique .dont plusieurs systèmes 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.

L'objectif principal de ce travail est de rétablir une étude thermo énergétique d'un écoulement convectif dans les microcanaux pour le refroidissement des composants électriques, en simulant un micro canal simple (rectangulaire), et deux autres géométries proposées avec expansion-contraction : périodique (avec fossettes et des sections triangulaires : parallèles et chevauchés) afin d'améliorer le transfert thermique en les simulant en utilisant un code CFD.

Mots-clés : Convection forcée, Microcanaux, Transfert de chaleur, CFD, Refroidissement.