

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
Et de la recherche scientifique

UNIVERSITE Abderrahmane MIRA BEJAIA
Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Installation Energétique et Turbomachines

Par :

DAOU Seddik

AMENOUCHE Samir

Thème

Étude numérique du refroidissement des composants électroniques

Soutenu le 07/10/2021 devant le jury composé de :

Mr.M.ADNANI	Président
Mr.N.LAOUCHE	Rapporteur
Mr.N.ADJOUADI	Examineur

Année Universitaire 2020-2021



Déclaration sur l'honneur

Engagement pour respecter les règles d'authenticité scientifique dans l'élaboration d'un travail de recherche

Arrêté ministériel n° 933 du 28 juillet 2016 () fixant les règles relatives à la prévention et la lutte contre le plagiat*

Je soussigné,

Nom :

Prénom :

Matricule :

Spécialité et/ou Option :

Département :

Faculté :

Année universitaire :/.....

et chargé de préparer un mémoire de (*Licence, Master, Autres à préciser*) :

Intitulé :

.....

.....

déclare sur l'honneur, m'engager à respecter les règles scientifiques, méthodologiques, et les normes de déontologie professionnelle et de l'authenticité académique requises dans l'élaboration du projet de fin de cycle cité ci-dessus.

Fait à Béjaïa le

...../...../.....

Signature de l'intéressé

(*) Lu et approuvé

.....

Remerciements

Avant tout, nous remercions Allah le tout-puissant de nous avoir donné le courage, la volonté, la patience et la santé durant toutes ces années d'étude et que grâce à lui ce travail a pu être réalisé.

Nous tenons à remercier notre encadreur, Dr N. LAOUCHE, enseignant à l'université de Bejaia pour avoir proposé et dirigé ce travail, pour sa disponibilité, ses remarques constructives et son temps consacré aux corrections.

Nos remerciements vont également aux membres de jury d'avoir accepté de juger notre travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à toutes les personnes qui Me sont chers.

*À mes chers parents, qui se sont sacrifiés pour m'offrir un climat idéal de travail et qui n'ont jamais cessé de me témoigner leurs affections et de m'apporter leurs soutient depuis
Toujours, que le Bon Dieu les garde et les protège.*

À tous mes chers amis À tous mes amis de l'université de Bejaia. Surtouts Spécialité génie mécanique.

Sommaire

Remerciements	i
Dédicaces	ii
Sommaire	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	vii
NOMENCLATURE.....	viii
Introduction Générale.....	1
Chapitre I : Généralités et étude bibliographique	2
I.1 Définition du Transfert de chaleur :	2
I.1.1 Conduction :	2
I.1.2 La convection :	3
I.1.3 Le Rayonnement :	4
I.2 Refroidissement électronique.....	4
I.2.1 Définition :	5
I.2.2 Formulation du problème :	5
I.2.3 Techniques de refroidissement des composants électroniques	6
I.2.3.1 Refroidissement monophasiques.....	6
a) Refroidissement à l'air	6
b) Refroidissement par liquide caloporteur et nano fluide :	6

I.2.3.2	Refroidissement diphasique	7
I.3	Revue bibliographique	7
I.4	Conclusion.....	10
Chapitre II : Modèle Mathématique		11
II.1	Introduction	11
II.2	Géométrie et modèle physique :	11
II.3	Équations gouvernantes.....	12
II.3.1	Équation de continuité :	12
II.3.2	Équations de la quantité de mouvement :	13
II.3.3	Équation de l'énergie :	13
II.4	Formulation du problème	14
II.4.1	Hypothèses simplificatrices.....	14
II.4.2	Équations sous forme dimensionnelles :	14
II.4.3	Équations adimensionnelles :	15
II.5	Conditions aux limites.....	18
II.5.1	Conditions hydrodynamique	18
II.5.2	Conditions thermiques.....	18
II.6	Conclusion.....	19
Chapitre III : Méthodes numériques		20
III.1	Introduction	20
III.2	Choix de la méthode numérique :	20
III.3	Maillage :	21
III.4	Discrétisation de l'équation générale de transport.....	22
III.5	Schémas numériques :	24

Chapitre IV : Résultats et discussions	29
IV.1 Introduction	29
IV.2 Validation du code de calcul	29
IV.3 Choix de maillage.....	30
IV.4 Résultats et discussion.....	31
IV.4.1 Étude de l'effet de nombre et longueur des sources de chaleur.	32
IV.4.2 Étude de l'effet de nombre Reynolds :	38
IV.4.3 Étude de l'effet Du nombre de Grashof :	43
Conclusion Générale	47
Références Bibliographiques.....	48
Résumé	51

Liste des figures

figure I-1: La conduction	3
figure I-2: La convection	3
figure I-3: Transfert de chaleur par rayonnement	4
figure I-4: Structure d'un jet impactant sur une paroi plane	7
figure II-1: Géométries du problème considéré	12
figure III-1: Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour (b), maillage décalé pour (c)	22
figure III-2: Volume de contrôle typique	23
figure III-3: La valeur de A ($ P $) pour chaque schéma [26]	26
figure IV-1: Profils de la vitesse au niveau $x(m) = 0,18 ; 0,3 ; 0,6$ et $1,35$ de canal pour $Re = 300$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$	30
figure IV-2: profils de température à $y=0.001$ le long du canal pour différents maillages	30
figure IV-3: Profils de vitesse $y=0.001$ le long du canal pour différents maillage.....	31

figure IV-4: Profils de vitesse transversale pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur	33
figure IV-5: Distribution de la vitesse longitudinale pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur.....	34
figure IV-6: Contours de température pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur.....	35
figure IV-7: Profils de température pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur.....	36
figure IV-8: Nombre de Nusselt pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur	37
figure IV-9: Nombre de Nusselt moyen pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur.....	38
figure IV-10: Distribution de la vitesse longitudinale pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds.....	39
figure IV-11: Profils de vitesse longitudinale pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds et au milieu de chaque source.	40
figure IV-12: Contours de la température pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds	41
figure IV-13: Profils de température longitudinale pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds et au milieu de chaque source	42
figure IV-14: Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt local pour $Gr = 4 \times 10^4$	42
figure IV-15: Distribution de la vitesse longitudinale pour $Re = 200$ et différents valeurs de Grashof.	43
figure IV-16: Profils de vitesse longitudinale pour $Re = 200$ et différentes valeurs de Grashof au milieu de chaque source	44
figure IV-17: Contours de température pour $Re = 200$ et différentes valeurs de Grashof.....	45
figure IV-18: Effet du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt le long des sources de chaleur pour $Re=200$	46

Liste des tableaux

Tableau II-1 : Identification des équations par rapport à l'équation générale de transport selon la variable indépendante, le coefficient de diffusion et le terme de source.....	18
Tableau II-2 : Les conditions aux limites utilisées.....	19
Tableau III-1 : les expressions de la fonction pour différents schémas numériques.....	25
Tableau IV-1 : Variation des vitesses selon les différents maillages	31
Tableau IV-2 : Variation des températures selon différents maillages	31

NOMENCLATURE

Symboles	Définition	unité (SI)
T	Température	[K]
L	longueur du canal	[m]
b	longueur de la source de chaleur	[m]
H	Hauteur du canal	[m]
$u_0 = u_{in}$	vitesse d'écoulement à l'entrée de canal	[$m.s^{-1}$]
p	Pression	[atm]
p_{atm}	pression atmosphérique	[atm]
S	Surface d'échange	[m ²]
ΔT	Différence de température	[K]
F_i	les force de volume suivant la direction i	[N.m ⁻³]
h	Coefficient de transfert de chaleur par convection	[W/m ² .K]
C_p	chaleur massique	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
g	Accélération de la pesanteur	[m.s ⁻²]
q	génération de la chaleur par unité de volume	[W. m ⁻³]
pu_{in}^2	Pression caractéristique	[Kg.m ⁻¹ .s ⁻²]
t	temps	[s]
Re	Le nombre de Reynolds	[-]
Gr	Le nombre de Grashof $Gr = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu_{air}^2}$	[-]
Pr	Le nombre de Prandtl $Pr = \nu / \alpha$	[-]
Ri	Le nombre de Richardson	[-]
Pe	Le nombre de Peclet $pe = Re \times Pr$	[-]
Nu	nombre de Nusselt local	[-]
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen	[-]
J_e, J_w, J_n, J_s	flux aux interfaces (e,w,n,s)	[-]
Fe, Fw, Fn, Fs	flux convectif aux interfaces (e,w,n,s)	[-]
De, Dw, Dn, Ds	flux diffusif aux interfaces (e,w,n,s)	[-]
Pe, Pw, Pn, Ps	nombres de Peclet aux interfaces (e,w,n,s)	[-]

Symboles grecs

Symboles	Définition	unité (SI)
ϕ	Flux de chaleur	[W]
λ	Conductivité thermique	[W/m.K]
σ	Constante de STEFAN-BOLTZMANN	[W/ m ² .K ⁴]
ε	Émissivité thermique	[-]
ρ	masse volumique	[Kg.m ⁻³]
μ	viscosité dynamique	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻³]
Φ	dissipation visqueuse	[-]
β	coefficient d'expansion thermique	[K ⁻¹]
α	diffusivité thermique de fluide	[m ² .s ⁻¹]
Γ_ϕ	coefficient de diffusion	[-]
ϕ	variable indépendante	[-]

Indices

i, j	: i ^{ème} et j ^{ème} composantes.
H, C	: Surface chaude, surface froide
max	: Maximum
min	: Minimum
0	: Valeur initiale
in	: Entrée de canal
e	: Entrée
s	: sortie

Introduction Générale

Introduction Générale

Le transfert de chaleur par convection, forcée naturelle ou mixte, trouve une large application dans des différents domaines, telles que les échangeurs de chaleur, les capteurs solaires, le stockage de l'énergie et le refroidissement électroniques.

Dans ces derniers temps, les équipements électroniques sont devenus essentiels et importants [1] et le besoin d'améliorer les techniques de refroidissement ont élargie le champ de la recherche concernant le transfert thermique où la génération excessive de la chaleur par effet de joule peut être la cause d'endommagement et de perte de matériel ou de système électronique utilisé.

En effet, la maîtrise et la compréhension des transferts de chaleur, notamment par convection mixte, joue un rôle important dans la conception et le dimensionnement des systèmes électroniques. La technologie actuelle s'intéresse de plus en plus à la miniaturisation et l'augmentation de la puissance de systèmes électroniques. Une optimisation des dimensions des composants et leurs dispositions sont avérées décisives.

C'est à partir de là que le présent travail porte sur une étude numérique de la convection mixte lors de refroidissement des composants électroniques réparties sur l'une des parois d'un canal rectangulaire. L'incidence des paramètres, jugés importants sur le phénomène, sera étudiée. Notamment, la longueur des sources, le nombre de Reynolds qui caractérise la vitesse de ventilation et le nombre de Grashof qui caractérise à son tour l'intensité du chauffage.

Le présent travail est devisé en quatre chapitres, en plus une conclusion générale :

- Le premier chapitre est consacré à la présentation des généralités sur le transfert de chaleur et le refroidissement des composants électroniques et ces caractéristiques, ainsi une recherche bibliographique.
- Le deuxième chapitre détaille la géométrie de problème à étudier, la modélisation mathématique du problème et les conditions aux limites.
- Le troisième chapitre concerne à la discrétisation des équations gouvernantes et la méthode numérique utilisée pour les résoudre
- Le quatrième et le dernier chapitre détaille les résultats avec discussion, suivi d'une conclusion et recommandation.

Finalement, on terminera par une conclusion générale.

Chapitre I

Généralités et étude bibliographique

Chapitre I : Généralités et étude bibliographique

Historique

C'est depuis plus d'un siècle que les scientifiques étudient les écoulements avec transfert de chaleur, par ces différents modes (Conduction, Convection et Rayonnement). Ces écoulements sont étudiés à travers des géométries connues, en raison de leurs applications pratiques telles que les systèmes électroniques, les échangeurs de chaleur de haute performance, les équipements des procédés chimiques etc...

Les transferts thermiques ont servi à limiter les contraintes dans la conception et le fonctionnement des équipements utilisés dans une variété d'industries. Au cours des deux dernières décennies, l'étude du transfert de chaleur sur les sources discrètes de chaleur est devenue un sujet de grand intérêt en raison des progrès dans l'industrie électronique. Pour maintenir un environnement thermique satisfaisant (avoir un fonctionnement correct et fiable) d'un système électronique, la recherche doit être axée sur les conceptions des systèmes de refroidissement donnant une meilleure capacité de transfert de chaleur tout en gardant le système de refroidissement de l'ensemble petit et moins coûteux. Le refroidissement des composants électroniques est l'un des principaux obstacles au développement des systèmes plus rapides, car l'indispensable d'extraction de la chaleur dissipée (par les composants électroniques) doit être efficace. Ceci, pour éliminer les contraintes des températures élevées et par conséquent, permettre au processeur d'atteindre la vitesse maximale de traitement de données [2].

I.1 Définition du Transfert de chaleur :

Le transfert de chaleur ou le transfert thermique entre deux corps est une interaction énergétique qui résulte d'une différence de température entre les deux corps.

Il existe trois modes de transfert de chaleur dans la nature qui sont :

I.1.1 Conduction :

Elle est définie comme étant le mode de transmission de la chaleur provoquée par la

différence de température entre deux régions d'un milieu solide, liquide ou gazeux au repos, ou encore entre deux milieux en contact physique. (Les atomes se transmettent la chaleur de proche en proche) [3].

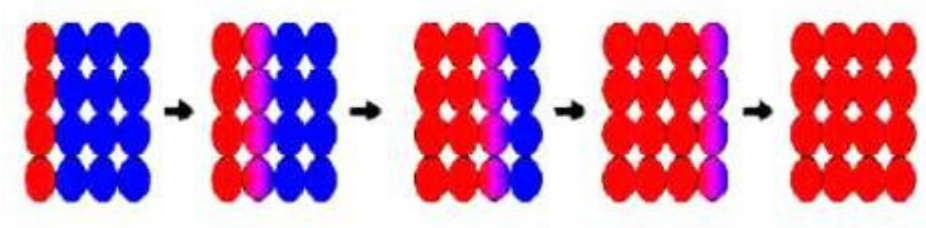


Figure I-1: La conduction [3]

Le flux de chaleur par conduction dépend de la conductivité thermique du produit. Il est donné par la loi de FOURIER.

$$d\phi = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad } T} \cdot \overrightarrow{ds} \Rightarrow \phi = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dT}{dx} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

ϕ : Flux de chaleur échangé [W]

λ : Conductivité thermique [W/m.K]

S : Surface d'échange [m²]

ΔT : Différence de température [K]

I.1.2 La convection :

Elle Consiste en une transmission de chaleur par le mouvement réel des molécules en raison d'une différence de température. C'est un Processus caractéristique des liquides et des gaz [3]. Les applications du transfert de chaleur par convection sont beaucoup trop nombreuses. Elles interviennent chaque fois que l'on chauffe ou que l'on refroidit un liquide ou un gaz.

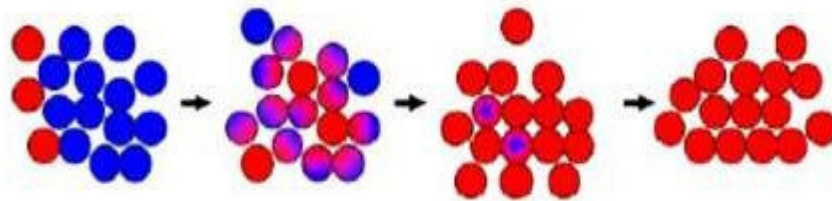


Figure I-2: La convection [3]

Il y a deux types de transmission de chaleur par convection : la convection naturelle due à une différence de densité et la convection forcée due à l'action d'appareils mécaniques, tels que pompes ou compresseurs. Quand ces deux types de convection se présente dans un

même système et ils sont en équilibre, on aura un troisième type qui est la convection mixte.

La loi fondamentale de la convection est la loi de NEWTON s'écrit comme suit :

$$\phi = h \cdot S \cdot \Delta T \quad (I.2)$$

Avec :

ϕ : Flux de chaleur échangé [W]

h : Coefficient de transfert de chaleur par convection [W/m².K]

S : Surface d'échange [m²]

ΔT : Différence de température entre chaud et froid [K]

I.1.3 Le Rayonnement :

Le rayonnement c'est l'écoulement de chaleur par ondes électromagnétique d'un corps haute température vers un corps à température plus basse. Il y a un rayonnement lorsque les corps sont séparés par des molécules soit lorsqu'ils se trouvent dans le vide [4].

L'équation de base utilisée pour exprimer le rayonnement est la loi de STEFAN-BOLTZMANN.

$$\phi = \varepsilon \cdot \sigma \cdot S \cdot T^4 \quad (I.3)$$

Avec :

ϕ : Quantité de chaleur échangée [W]

σ : Constante de STEFAN-BOLTZMANN 5.6704x10⁻⁸ [W/ m².K⁴]

S : Surface d'échange [m²]

ε : Émissivité thermique du matériau

T : Température du corps [K]

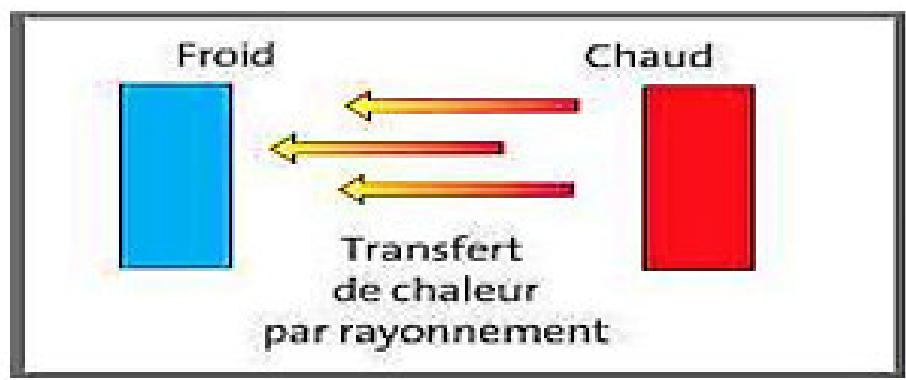


Figure I-3: Transfert de chaleur par rayonnement [4]

I.2 Refroidissement électronique

L'échauffement excessif des composants électroniques touche sérieusement les propriétés des jonctions semi conductrices qui les composent et par conséquent, un effet nuisible quant à

leurs fonctionnements. Dans ce sens, plusieurs travaux de recherche ont été menés en vue de remédier aux problèmes thermiques dans les convertisseurs électroniques.

La génération excessive de la chaleur nécessite une bonne et suffisante évacuation de la chaleur, sinon la durée de vie des composants électronique sera effectuée par cette génération excessive de la chaleur [5].

I.2.1 Définition de refroidissement électroniques :

C'est une opération qui permet de résoudre les problèmes thermiques qui prouvent nuire au bon fonctionnement des circuits électroniques. Le système de refroidissement doit être compatible avec l'environnement dans lequel il doit être utilisé d'une part et d'autre part, il faut imposer aux systèmes de refroidissement certaines limitations. En général, il existe cinq critères qui doivent être considéré lors de la conception d'un système de refroidissement

- Sa capacité
- Sa fiabilité
- Sa commodité d'emploi
- Sa compatibilité avec l'équipement Électronique
- Son coût

Les systèmes de refroidissement doivent être capables de remplir leur fonction d'une manière reproductible et prévisible, même confrontés à un changement de l'environnement extérieur ; leurs performances doivent être soutenues pendant une certaine durée de vie, avec un minimum d'entretien [5].

À la limite, le taux des pannes d'un système de refroidissement doit être inférieur à celui des composants qu'il protège. Le meilleur système de refroidissement est celui qui satisfait de la façon la plus simple les exigences thermiques d'un équipement électronique

I.2.2 Formulation du problème de refroidissement :

L'échauffement excessif des composants électroniques touche sérieusement les propriétés des jonctions semi conductrices qui les composent et par conséquent, un effet nuisible quant à leurs fonctionnements. La génération excessive de la chaleur nécessite une bonne et suffisante évacuation de la chaleur, sinon la durée de vie des composants électronique sera effectuée par cette génération excessive de la chaleur [5].

Le développement continu des applications et des composants électroniques implique la recherche sur les méthodes de refroidissement plus efficaces et mieux adaptées aux exigences d'environnement électronique.

Un grand nombre des travaux numérique et expérimentaux ont été effectués par les chercheurs et les développeurs scientifiques en vue de remédier aux problèmes thermiques dans les convertisseurs électroniques.

I.2.3 Techniques de refroidissement des composants électroniques

Les systèmes de refroidissement sont classés en deux catégories :

- **Les systèmes de refroidissement actifs** : cette technique est basée sur le transfert de chaleur par convection forcée et nécessite l'utilisation d'une pompe mécanique pour assurer la circulation du fluide de refroidissement (le ventilateur dans le cas de l'air) [6].
- **Les systèmes de refroidissement passifs** : ce genre de système n'utilise pas de source d'alimentation externe, réduisant ainsi les coûts énergétiques. Le refroidissement passif lui-même est divisé en deux parties : refroidissement direct ou refroidissement indirect, selon le fluide de refroidissement soit en contact avec les composants électroniques ou pas [6].

I.2.3.1 Refroidissement monophasiques

Les échangeurs monophasiques comprennent une structure dans laquelle le passage du fluide de refroidissement ne change pas d'état (Refroidissement à l'air) [6].

a) Refroidissement à l'air

C'est le principe de refroidissement qui utilise l'air comme fluide de refroidissement, il est simple à mettre en œuvre, suffisamment efficace dans la majorité des cas, économique et n'est pas dangereux.

b) Refroidissement par liquide caloporteur et nano fluide :

- **Refroidissement par liquide** : Le refroidissement par liquide (généralement en ajoutant de l'eau) est une autre méthode pour dissiper la chaleur dans le milieu environnant. Le fonctionnement principal de refroidissement par liquide caloporteur de pouvoir transféré de la chaleur tout comme l'air, les liquides transfèrent la chaleur par convection [7].
- **Refroidissement par nano fluides** : Les nano fluides sont des dispersions de particules de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm), appelées nanoparticules, dans un fluide de base afin d'en améliorer certaines propriétés. En effet, les fluides de bases souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent leur capacité de transfert de chaleur [7].

c) Refroidissement par jets et spray

- **Refroidissement par jets** : L'écoulement de jet appartient à la catégorie d'écoulement libre de cisaillement. Ce processus implique de nombreux processus naturels et de nombreuses

applications, notamment, la propulsion aéronautique, propulsion spatiale, injection de carburant et le refroidissement des composants électroniques.

Ce type d'écoulement a la particularité d'être extrêmement sensible aux conditions aux limites liées à l'état amont de l'écoulement (état et épaisseur d'intensité des turbulences, état et épaisseur de la couche limite etc.) et à l'atmosphère environnante [8].

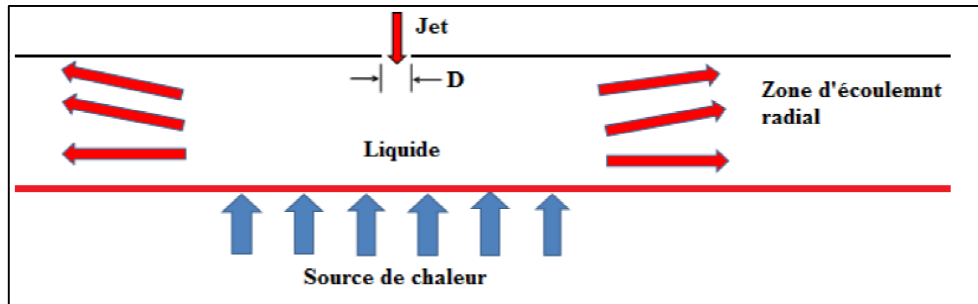


Figure I-4: Structure d'un jet impactant sur une paroi plane [8]

- **Refroidissement par spray** : le système de refroidissement par pulvérisation est très compliqué car il dépend de plusieurs paramètres. Ces paramètres comprennent : la surface de la gouttelette, la vitesse de la gouttelette, l'angle d'impact, la densité de la gouttelette, la rugosité de la surface, le gaz environnant, le flux de chaleur et de direction de la buse. Tous ces facteurs conduisent à déterminer le transfert de chaleur pendant le refroidissement [8].

I.2.3.2 Refroidissement diphasique

C'est un refroidissement qui s'accompagne de changement de phase de la substance de refroidissement [9] :

- Refroidissement par changement de phase solide-liquide
- Refroidissement par changement de phase liquide-vapeur (**caloducs**) : un caloduc est un conducteur thermique, servant à transporter la chaleur d'une source chaude vers une source froide, par le principe de changement de phase d'un fluide caloporteur. Le principe du caloduc est basé sur la circulation d'un liquide en équilibre avec sa vapeur entre une région chauffée, l'évaporateur, et une région refroidie, le condenseur, le tout en l'absence d'air [9].
- Refroidissement par immersion dans un fluide diélectrique
- Refroidissement par thermosiphon
- Refroidissement par boucle diphasique à pompage capillaire : les CPL (capillary pumped loop) et LHP (loop heat pipe)

I.3 Revue bibliographique

Le refroidissement des composants électroniques par convection (naturelle, forcée ou mixte) est l'un des principaux facteurs qui protègent les équipements électroniques pour les

maintenir en bon état de fonctionnement et prolonger leur durée de vie. Malgré que la technologie de l'industrie électronique a été développée grâce à l'allègement des composants et à l'amélioration de ces propriétés, le refroidissement reste l'un des principaux problèmes rencontrés. Beaucoup d'études numériques et expérimentales ont été effectuées par les chercheurs et les développeurs scientifiques afin de trouver les solutions adéquates pour un bon refroidissement des composants électroniques, parmi ces recherches effectuées, on cite :

Icoz et Jaluria. [10], qui ont fait une simulation numérique de la convection naturelle en deux dimensions, dans un canal rectangulaire ouvert et contenant des sources de chaleur identiques. L'intérêt particulier de cette étude est la simulation exacte des conditions aux limites proches de la réalité dans un tel canal. Les effets de la température des sources, des dimensions du canal, de l'emplacement des sources ainsi que le début de l'instabilité ont été étudiés. Les résultats indiquent que les dimensions du canal et la présence des ouvertures ont des effets considérables sur l'écoulement du fluide. Cependant, leurs effets sur le transfert de chaleur sont relativement petits, et l'augmentation de la hauteur du canal, conduit à un écoulement moins stable et par conséquent à une diminution du nombre de Grashof critique.

Young et al. [11] ont étudié numériquement la convection forcée dans un canal contenant plusieurs sources de chaleur attachées à sa paroi inférieure. Ils ont étudié l'effet du nombre de Reynolds, les dimensions des obstacles ainsi que leurs conductivités thermiques. Les résultats montrent que tous ces paramètres ont des influences considérables sur le transfert de chaleur, et de la distribution de la température au sein du fluide.

Hamouche et Baissaih. [12] ont proposé une étude numérique du transfert de chaleur par convection mixte dans un canal horizontal avec deux sources de chaleur identiques installées sur le mur inférieur. Les résultats obtenus montrent que l'augmentation de la distance de séparation, la hauteur et la largeur des composants améliorent le transfert de chaleur dans le canal.

S. El Alimi et all [13] ont étudié le transfert de chaleur et de masse par convection mixte dans un canal horizontal précédé (ou non) d'une expansion à double pas. La paroi inférieure du conduit présente une source discrète de chaleur et de masse. Des simulations numériques sont réalisées pour différentes configurations. Les distributions de température et de concentration sont rationalisées et l'évolution axiale des nombres de Nusselt et de Sherwood sont présentées et discutées. Les résultats montrent l'effet d'écoulement secondaire induit par les forces de flottabilité et la présence de l'expansion en deux étapes sur le mécanisme de transfert de chaleur et de masse.

J. R. MAUGHAN et F. P. INCROPERA [14] ont étudié le transfert de chaleur par convection mixte dans la région d'entrée thermique d'un canal à plaques parallèles chauffé uniformément

par le bas, l'effet du flux de chaleur de surface et de l'orientation du canal sur le nombre de Nusselt local a été étudié pour $Pr = 0.7$, $125 < Re < 500$, $7 \times 10^3 < Gr^* < 1 \times 10^6$ et $0^\circ < \theta < 30^\circ$.

Le transfert de chaleur était initialement dominé par la convection forcée et montrait une diminution rapide du nombre de Nusselt. Après le début de l'instabilité thermique, le développement de l'écoulement secondaire a provoqué une forte augmentation du nombre de Nusselt, qui a été suivie d'un maximum et d'oscillations subséquentes. Les oscillations du nombre de Nusselt se sont finalement détériorées, donnant une valeur pleinement développée qui dépendait du nombre de Grashof. L'apparition de l'instabilité a été retardée en diminuant le nombre de Grashof et/ou en augmentant le nombre de Reynolds et l'angle d'inclinaison. Pour le canal incliné, une amélioration significative du transfert de chaleur s'est produite avant le début de l'écoulement secondaire.

Y. Harnane et R. Bessaih [15] ont analysé numériquement le refroidissement par convection mixte turbulente de l'air des blocs chauffés dans un canal vertical. Deux modèles de turbulences sont utilisés afin de caractériser l'écoulement turbulent, le modèle standard semi empirique $k - \epsilon$ et le modèle RSM. Le fluide est newtonien, incompressible, le régime est stationnaire et purement turbulent. Le nombre de Reynolds est pris constant $Re_H = 5 \times 10^3$ et Grashof est $2.5 \times 10^7 \leq Gr_H \leq 5 \times 10^8$. La géométrie est bidimensionnelle, les sources de chaleur de la forme d'un bloc sont identiques, montés sur un seul côté du canal. Les parois du canal sont rigides, immobiles et adiabatiques. Le tenseur d'effort de Reynolds est calculé selon l'hypothèse de Boussinesq. Le nombre de Prandtl turbulent est $Pr_t = 0.85$. Une description détaillée de l'écoulement autour des blocs a été présentée pour chaque modèle, la distribution détaillée du nombre de Nusselt local pour les différentes valeurs de Gr/Re^2 démontre une tendance semblable, avec une intensification du transfert de chaleur lorsque le rapport Gr/Re^2 augmente. Par contre, différentes tendances de la distribution de Nusselt est observée en utilisant les deux modèles.

Une étude par **Tzeng [16]** pour le cas de la convection forcée dans un canal horizontal rempli totalement par une matrice poreuse contenant cinq sources de chaleur placées sur la paroi inférieur. Les résultats obtenus montrent que le transfert de chaleur est proportionnel au nombre de Reynolds et diminue avec l'augmentation de la largeur des sources chaudes.

S. Baskaya et all (2004) ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection mixte à partir d'un réseau de sources de chaleur discrètes à l'intérieur d'un canal rectangulaire dans diverses conditions de fonctionnement pour l'air. La surface inférieure du canal a été équipée de 8×4 sources de chaleur encastrées soumises à un flux de chaleur uniforme, les parois latérales et la paroi supérieure sont isolées et adiabatique. L'étude

paramétrique expérimentales a été réalisée pour un rapport d'aspect de $AR=6$, les nombres de Reynolds $955 \leq Re_{Dh} \leq 2220$ et les nombres de Grashof modifiés $Gr=1.7 \times 10^7$ et 6.7×10^7 .

À partir des mesures expérimentales, les distributions de température de surface des sources de chaleur discrètes ont été obtenues et les effets des nombres de Reynolds et de Grashof sur ces températures ont été étudiés. En outre, les distributions de nombres de Nusselt ont été calculées pour différents nombres de Reynolds et Grashof en mettant l'accent sur les changements obtenus pour différents emplacements de sources de chaleur discrètes. Et l'apparition de l'instabilité a été discutée. Les résultats montrent que les températures de surface augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cependant, avec l'augmentation de la flottabilité affectant l'écoulement secondaire et l'apparition de l'instabilité, les températures se stabilisent et même chutent à mesure que un résultat de l'amélioration du transfert de chaleur. Ce résultat peut également être observé à partir de la variation du nombre de Nusselt moyen en ligne montrent une augmentation vers la sortie, en particulier pour les faibles nombres de Reynolds.

I.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, on a défini les différents modes de transfert de chaleur ainsi une présentation des différentes techniques de refroidissement des systèmes électroniques suivit par une brève étude bibliographique qui nous a laissé de bien choisir le problème à étudier et qu'on va le détailler dans le deuxième chapitre.

Chapitre II

Modélisation Mathématiques

Chapitre II : Modélisation

Mathématique

II.1 Introduction

Dans la nature, les systèmes et phénomènes physiques les plus intéressants sont aussi les plus complexes à étudier. Ce chapitre est consacré à la présentation du problème considéré. On commence par la description de la géométrie et la présentation du système d'équations gouvernantes, les conditions aux limites et les hypothèses simplificatrices appropriées ainsi une transformation les équations gouvernantes aux équations adimensionnelles afin de ressortir les nombres adimensionnelles utilisés dans le présent travail.

II.2 Géométrie et modèle physique :

Le sujet concerne l'étude d'un écoulement d'un fluide en convection mixte dans un canal vertical constitué de deux plaques planes parallèles de longueur L , très larges, et séparées par une distance H . l'une des parois est chauffée périodiquement, à température constante T_w , par des sources de chaleur discrètes de longueur b , séparées par des sections adiabatiques d'une distance S . Des sections adiabatiques L_e et L_s sont laissées avant la première source et après la dernière source respectivement et elles sont longue afin d'obtenir les conditions aux limites imposées. Le fluide caloporteur utilisé dans cette étude est l'air ($Pr = 0.7$) qui entre avec une vitesse u_{in} et à la température ambiante T_0 .

Les figures II.1 (a, b et c) montrent la géométrie des problèmes à étudiés, où dans la première étude on s'intéressera à l'étude de l'effet de nombre des sources de chaleurs et leurs longueurs sur l'écoulement et le transfert de chaleur. Dans la deuxième et la troisième étude, on étudiera l'influence de la vitesse d'écoulement de fluides (Re) et l'intensité de la chaleur (Gr) des sources de chaleur avec utilisation de la géométrie II.1.c.

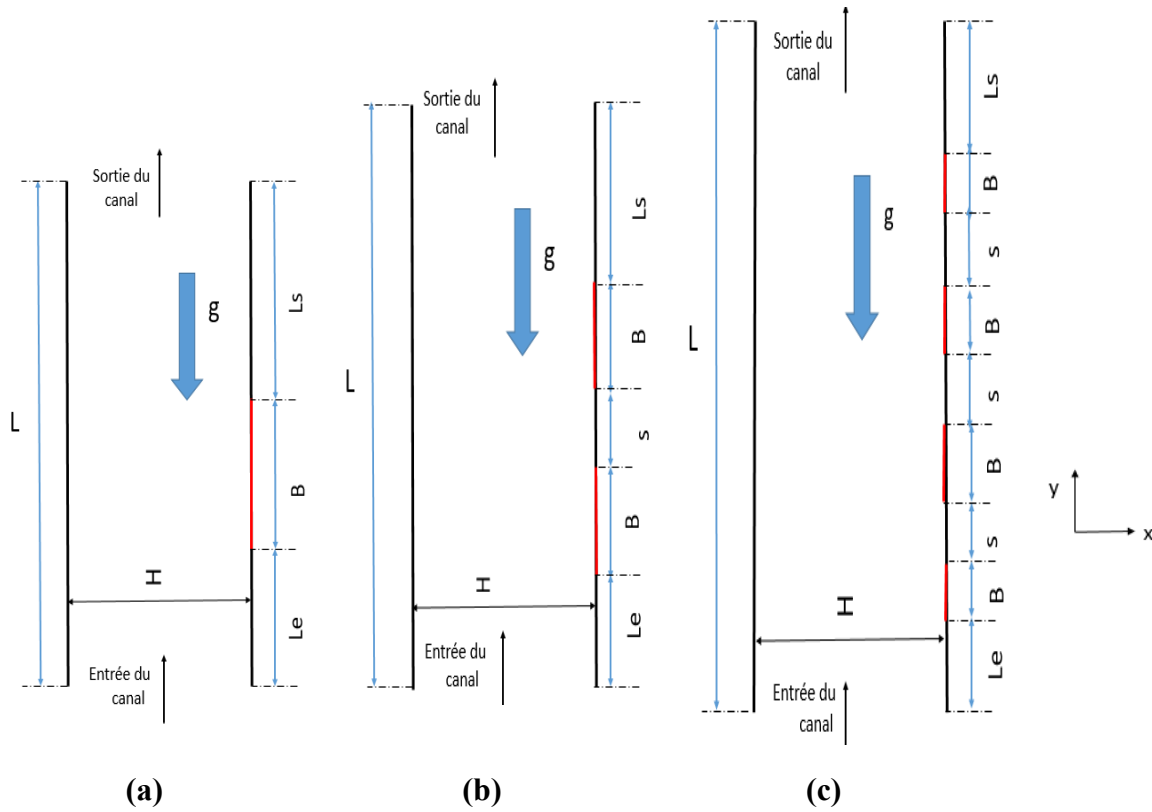


Figure II-1: Géométries du problème considéré

II.3 Équations gouvernantes

La formulation mathématique des phénomènes de convection repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température Cebeci T et al [18]. Ces équations sont obtenues à partir de :

- la loi de conservation de masse (équation de continuité).
- la loi de conservation de la quantité de mouvement (équations de Navier - Stokes).
- la loi de conservation d'énergie (équation de l'énergie).

II.3.1 Équation de continuité :

Cette équation est déduite du principe de conservation de masse. Elle s'exprime sous forme tensorielle comme suit (Bejan, 1993) [25]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (\text{II.1})$$

(Où $j=1, 2, 3$: indice de sommation)

L'air est considéré comme étant un fluide incompressible ($\rho=\text{constante}$), l'équation (II.1) devient alors :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$$

II.3.2 Équations de la quantité de mouvement :

Par l'application de la deuxième loi de la dynamique (de Newton) à une particule de fluide on obtient des équations de conservation de quantité de mouvement qui sont connues sous le nom des équations de Navier-Stokes. Elles s'écrivent sous la forme suivante, Bejan (1993) : [25]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (\text{II.2})$$

Où :

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i)$: Représente le taux de variation de la quantité de mouvement.

$\frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j}$: Représente le taux net de transport de quantité de mouvement suivant la direction

i, par mouvement du fluide.

F_i : Représente les forces de volume suivant la direction i.

$$F_i = \rho \times g_i \quad (\text{II.3})$$

g_i : la gravité [m.s^{-2}]

$\frac{\partial p}{\partial x_i}$: Représente les forces dues à la pression [N]

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$: Représente les forces nettes de viscosité [N]

II.3.3 Équation de l'énergie :

L'équation de conservation de l'énergie est obtenue à partir de l'application du premier principe de la thermodynamique sur un domaine fluide. Pour un fluide visqueux, elle s'écrit sous la forme suivante, White (1991), Bejan, (1993) :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j T) \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + q + \mu \Phi \quad (\text{II.4})$$

Avec :

k : conductivité thermique [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]

C_p : chaleur massique à pression constante [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$]

ρ : masse volumique [Kg.m^{-3}]

q : génération de la chaleur par unité de volume [W. m^{-3}]

μ : viscosité dynamique du fluide [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$]

Φ : dissipation visqueuse

II.4 Formulation du problème

II.4.1 Hypothèses simplificatrices

La résolution des équations précédentes sous la forme générale, est difficile à résoudre même numériquement, pour cela l'introduction des certaines hypothèses simplificatrices s'impose afin de négliger les termes les moins influent ou négligeables. Cependant, ces hypothèses doivent être vérifiées expérimentalement. Elles sont étudiées en détail par plusieurs auteurs dans le but de simplifier la formulation mathématique des équations de conservation couplées et sont largement utilisées dans des études des écoulements et du transfert de chaleur dans des différents domaines, Bejan (1993) [20], Mohamed.A et al (1998) [21], P. E. Roche (2001) [22], Zeytounian (2003) [23].

Pour le phénomène objet d'étude, les hypothèses suivantes ont été adoptées :

- 1-Fluide Newtonien, incompressible et visqueux.
- 2-Milieu continu.
- 3-Ecoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées cartésiennes x et y).
- 4-Régime laminaire.
- 5-La dissipation visqueuse est négligeable ($\mu\Phi=0$) , pas de source de chaleur ($q=0$) et le transfert de chaleur par rayonnement négligé
- 6-L'approximation de Boussinesq est valide, elle consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables aux niveau de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho = \rho_0$), sauf au niveau du terme de gravité. La variation de ρ en fonction de la température est donnée comme suit (Bejan, (1993)

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$$

T_0 : Température de référence.

β : Le coefficient d'expansion thermique

ρ_0 : Masse volumique du fluide à T_0

- 7- Les propriétés physiques du fluide et des composants électroniques (ρ, ν, C_p, K) sont supposées constantes.

II.4.2 Équations sous forme dimensionnelles :

En prenant compte de toutes ces hypothèses, les équations dimensionnelles (II.1, II.2 et II.4) peuvent se réduisent à :

- **Équation de continuité :**

D'après l'hypothèse 1, l'équation de continuité est donnée par :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.5})$$

- **Équation de la quantité de mouvement suivant x :**

En convection mixte, l'introduction de l'hypothèse de Boussinesq dans le terme des forces de volumes fait intervenir la température dans les équations de mouvement. Les forces de volumes varient en fonction de la température inertielle et les forces de flottabilités, équation II.3, (hypothèses 6 et 7). Leurs projections selon les axes donnent :

Selon ox : $F_x = \rho \times g_x = \rho_0 \cdot g \cdot (1 \pm \beta(T - T_0))$

Selon oy : $F_y = \rho \times g_y = 0$

Le remplacement de ces termes dans les équations et après simplifications, les projections des équations deviennent :

Selon ox :

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial x}(uu) + \frac{\partial}{\partial y}(vu) \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \pm \rho_0 g (1 - \beta(T - T_0)) \quad (\text{II.6})$$

Selon oy :

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial x}(uv) + \frac{\partial}{\partial y}(vv) \right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad (\text{II.7})$$

- **Équation de l'énergie :**

L'application des hypothèses précédentes (hypothèse 5) dans l'équation II.4 donne l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial y}(vT) = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (\text{II.8})$$

Avec :

α , est la diffusivité thermique de fluide [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$] : $\alpha = \frac{k}{\rho \times c_p}$

II.4.3 Équations adimensionnelles :

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. Pour faire apparaître les paramètres de contrôle du problème étudié, il est nécessaire d'introduire des grandeurs de référence.

Pour mettre les équations précédentes sous forme adimensionnelles on utilise les variables et grandeurs caractéristiques suivants :

- **Grandeurs caractéristiques :**

H : hauteur caractéristique [m] ;

ρu_{in}^2 : Pression caractéristique [$\text{Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$] ;

T_0 : Température caractéristique à l'entrée de canal [K] ;

T_w : Température caractéristique des sources de chaleur [K] ;

u_{in} : Vitesse caractéristique à l'entrée de canal [m.s^{-1}].

t : temps [s]

- **Variables caractéristiques :**

$$X = \frac{x}{H}; Y = \frac{y}{H}; U = \frac{u}{u_{in}}; V = \frac{v}{u_{in}}; P = \frac{p}{\rho \cdot u_{in}^2}; \theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$$

Les nombres adimensionnels apparus dans les équations sont :

- **Le nombre de Reynolds** qui représente le rapport entre les forces d'inertie et celles des forces de viscosité, il est donné d'après la formule suivante :

$$Re = \frac{u_{in} \times H}{\nu}$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

- **Le nombre de Grashof** : il représente le rapport entre les forces de flottabilité et celles des forces de viscosité, il est donné d'après la formule suivante :

$$Gr = \frac{g \times \beta \times (T_w - T_0) \times H^3}{\nu^2}$$

- **Le nombre de Prandtl** : c'est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et diffusivité thermique, comme l'indique la formule suivante :

$$Pr = \frac{\mu \times C_p}{k}$$

- **Le nombre de Richardson** : c'est le rapport entre le nombre de Grashof et le carré de nombre de Reynolds. Il caractérise l'importance de la convection libre par rapport à la convection forcée. si le nombre de Richardson est près de l'unité, on se retrouve dans la convection mixte. D'après la littérature, les effets convectifs sont importants quand le nombre de Richardson est compris entre 1 et 10, Bejan (2003).

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2}$$

- **Le nombre de Peclet** : Il représente le produit de deux grandeurs caractéristiques : celui du transfert par convection et celui du transfert par conduction. Il est équivalent au produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl dans le cas du transfert thermique.

$$Pe = Re \times Pr$$

Après les transformations en fonction des variables adimensionnelles et les nombres adimensionnels, les équations précédentes peuvent s'écrire sous forme d'équations adimensionnelles de la forme suivante :

- **Équation de conservation de la masse :**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{II.9})$$

- **Équation de conservation de la quantité de mouvement :**

Selon OX :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right] \pm Ri \cdot \theta \quad (\text{II.10})$$

Selon OY :

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right] \quad (\text{II.11})$$

- **Équation de conservation de l'énergie :**

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pe} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right] \quad (\text{II.12})$$

Les équations (II.9) ... (II.12) forment un système d'équations qui régit le problème. Ces équations peuvent s'écrire sous la forme d'une équation générale dite de transport, elle est de la forme, Patankar (1980) [29] :

$$\underbrace{U \frac{\partial \varphi}{\partial X} + V \frac{\partial \varphi}{\partial Y}}_{\text{terme de transport par convection}} = \underbrace{\Gamma_{\varphi} \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2} \right]}_{\text{terme de transport par diffusion}} + \underbrace{S'_{\varphi}}_{\text{terme source}} \quad (\text{II.13})$$

Avec :

φ : la variable indépendante,

Γ_{φ} : le coefficient de diffusion

Le tableau (II.1) représente le coefficient de diffusion et le terme de source relatif à la variable indépendante φ pour chaque équation (équation de la continuité, équation de quantité de mouvement et l'équation de l'énergie).

Équations		Φ	Γ_ϕ	S'_ϕ
De continuité		1	0	0
De quantité de mouvement	Selon X	U	$1/Re$	$-\frac{\partial P}{\partial X} \pm Ri \times \theta$
	Selon Y	V	$1/Re$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$
De l'énergie		θ	$\frac{1}{Pe} = \frac{1}{Re Pr}$	0

Tableau II-1 : Identification des équations par rapport à l'équation générale de transport selon la variable indépendante, le coefficient de diffusion et le terme de source

II.5 Conditions aux limites

Pour permettre la résolution du système d'équations précédentes, il est nécessaire d'associer des conditions initiales et des conditions aux limites qui correspondent au problème étudié. La condition initiale est nécessaire seulement dans le cas d'un phénomène instationnaire. Elle caractérise l'état de départ (au temps $t=0$ s, la vitesse à l'entrée du canal est égale à u_0). Les conditions aux limites fixent les conditions imposées réellement aux bords du domaine pendant tout le temps de simulations. Les conditions aux limites adoptées pour notre cas sont des conditions hydrodynamiques et thermiques.

II.5.1 Conditions hydrodynamique

- À l'entrée de canal, une vitesse d'écoulement de fluide uniforme, un gradient de pression nulle et une valeur nulle pour la composante transversale de la vitesse, soit :

$$u_{in} = u_0, \quad v = 0 \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

- À la sortie de canal, les gradients de vitesses sont nuls et une pression atmosphérique est imposée.

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad p = p_{atm}$$

- Aux parois du canal, la condition de non glissement est imposée pour la vitesse :

$$u = v = 0$$

II.5.2 Conditions thermiques

Les conditions aux limites de types thermiques imposées pour ce problème sont les suivantes :

Une température ambiante à l'entrée de canal égale à T_0 , des gradients de températures sont nuls à la sortie et sur les sections adiabatiques de canal et une température imposée égal à T_w pour les sources de chaleur.

Le tableau suivant résume les différentes conditions aux limites imposées à la résolution le problème étudié.

Bord de la géométrie	Conditions hydrodynamiques	Conditions thermique
Entrée de canal	$u_{in} = u_0$ $v = 0$ $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$	$T = T_0$ $(T_0 = 300 \text{ K})$
Sortie de canal	$\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ $\frac{\partial v}{\partial y} = 0$ $p = p_{atm}$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$
Parois	$u = 0$ $v = 0$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$
Sources de chaleur		$T = T_w$

Tableau II-2 : Les conditions aux limites utilisées

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les équations régissant le phénomène de la convection mixte sont présentées et sont ensuite simplifiées en appliquant les hypothèses simplificatrices dans le cas d'un canal vertical bidimensionnel. On a préféré de présenter ces équations sous la forme adimensionnelle afin de ressortir les paramètres gouvernants dans la présente étude à savoir, Re , Gr , Pr et Ri .

La résolution analytique de ces équations pour la configuration présentée dans cette étude est compliquée. Cette difficulté nous poussé à chercher une méthode adéquate capable de résoudre ce problème et capter les interactions entre les forces qui règnent dans le domaine.

Chapitre III

Méthodes Numériques

Chapitre III : Méthodes numériques

III.1 Introduction

Pour obtenir une solution numérique du problème du refroidissement par convection d'un composant électronique. Nous devons transformer les équations différentielles aux dérivées partielles de conservation de la quantité du mouvement et l'équation d'énergie qui régissent le phénomène en un système d'équations algébriques par des méthodes numériques, car il est pratiquement impossible de trouver une solution analytique et exacte à de tel système du fait que les équations citées précédemment soient très complexes, c'est à dire non - linéaires d'une part et couplées d'une autre part comme dans le cas de la convection mixte. Dans ce cas, le recours à la résolution numérique s'impose et nous incite à choisir la méthode numérique adéquate pour obtenir les meilleures approximations.

III.2 Choix de la méthode numérique :

Innovation des ordinateurs a beaucoup encouragé et aidé les chercheurs et les scientifiques de trouver des solutions à des problèmes plus complexes où les solutions analytiques ne peuvent être repérées. Ces problèmes sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non linéaires. Pour trouver une solution numérique à ces problèmes, on doit transformer ces équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéarisés par une méthode de discrétisation avant de les résoudre par l'une des méthodes directes ou itératives, [24]. Pour les problèmes d'écoulement et de transfert de chaleur, les méthodes de discrétisation les plus généralement utilisées sont la méthode des éléments finis, la méthode des différences finis et la méthode des volumes finis, cette dernière méthode a été choisie pour notre étude.

Spalding et Patankar ont développé la méthode des volumes finis en 1980. Sa grande simplicité de mise en œuvre a fait qu'elle a connu un départ fulgurant depuis des années 1970-1980, elle est l'origine de la majorité des codes de calculs.

La méthode des Volumes Finis consiste à intégrer, sur des volumes élémentaires, les équations écrites sous forme intégrale. C'est une méthode particulièrement bien adaptée à la discrétisation spatiale des lois de conservation, et est ainsi très utilisée en mécanique des fluides.

Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires ou "volumes de contrôles" sont des rectangles en 2D ou des parallélépipèdes en 3D. Cependant, la méthode des Volumes Finis permet d'utiliser des volumes de forme quelconque et donc de traiter des géométries complexes, contrairement aux Différences Finies. Enfin, elle peut être utilisée avec des maillages relativement grossiers, ce qui permet la mise en œuvre de code pour un coût raisonnable, [25]. Pour plus de détail, on pourra se référer aux ouvrages de **Patankar (1980)** [26].

III.3 Maillage :

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinale et transversale, dont l'intersection représente un nœud, où on trouve le point central P et les composantes des vecteurs vitesses u et v , qui se trouvent au milieu des segments, reliant deux nœuds adjacents. La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage, constitué d'un réseau de points (nœuds) [27].

Les grandeurs scalaires : pression, température, énergie cinétique et taux de dissipation sont stockées dans le nœud P du maillage, représenté par la Figure (III-1-a), tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockés au milieu des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle, associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle, associé aux composantes de vitesse. Le volume de contrôle de la composante transversale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principal (voir la Figure (III-1-b)), celui de la composante longitudinale v est décalé suivant la direction y (voir la Figure (III-1-c)). Ce type de maillage, dit « maillage décalé », permet d'avoir une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression, ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution [27].

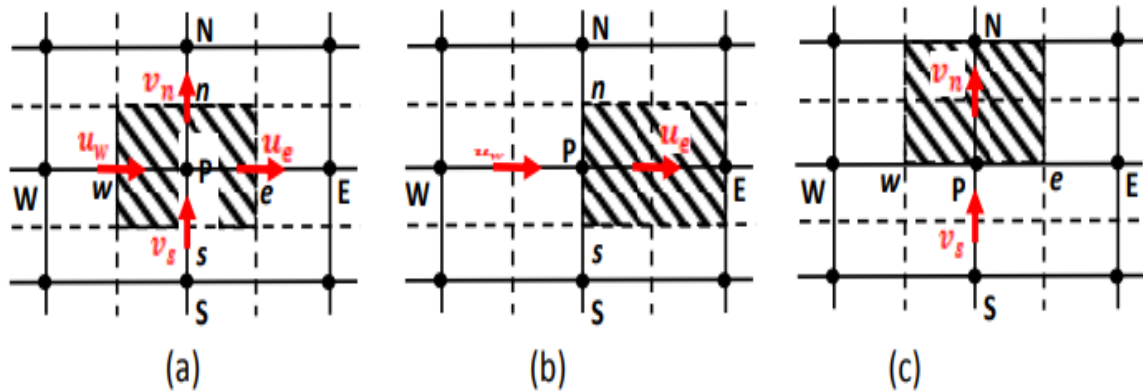


Figure III-1: Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour (b), maillage décalé pour (c)

III.4 Discrétisation de l'équation générale de transport

Les phénomènes physiques impliquant l'écoulement d'un fluide et le transfert de chaleur sont régis par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations se présentent sous la forme générale d'une équation de transport, soit :

$$U \frac{\partial \phi}{\partial X} + V \frac{\partial \phi}{\partial Y} = \Gamma_{\phi} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} \right] + S_{\phi} \quad (\text{III.1})$$

On peut l'écrire sous une forme simplifier, par :

$$\text{div}(\vec{V}\phi) = \Gamma_{\phi}(\nabla^2 \phi) + S_{\phi} \quad (\text{III.2})$$

Tel-que :

$\text{div}(\vec{V}\phi)$: Le terme de transport par convection

$\Gamma_{\phi}(\nabla^2 \phi)$: Le terme de transport par diffusion

S_{ϕ} : Le terme de source.

Le tableau précédent (II.1), nous donnons la définition de ϕ , Γ et S_{ϕ} , pour les équations qui gouvernent notre problème général.

L'équation de transport (III.2) a été intégrée sur le volume de contrôle $\Delta V = \Delta X. \Delta Y.1$ (figure III.2).

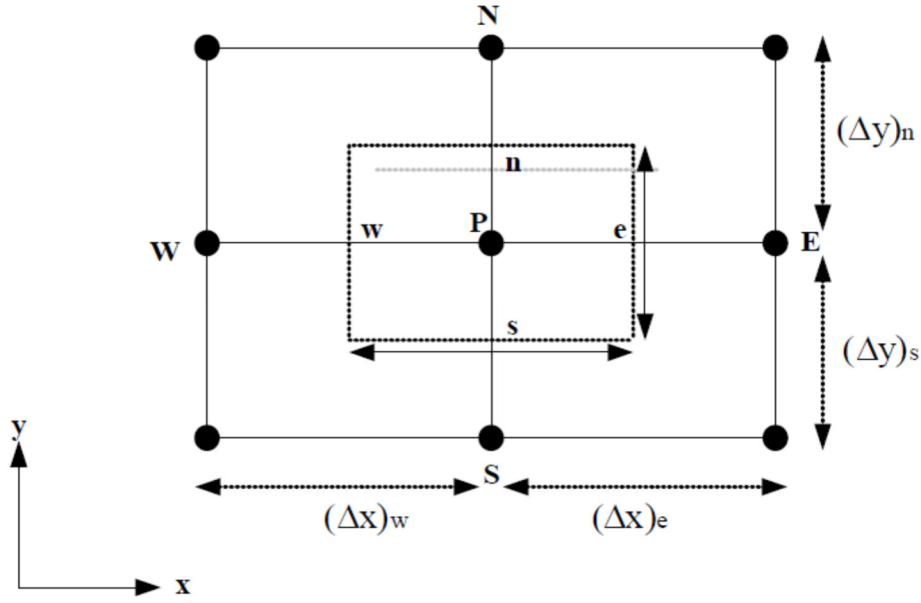


Figure III-2: Volume de contrôle typique

$$\oint_{CV} \text{div}(\bar{V}\varphi) dX dY = \oint_{CV} (\Gamma_\varphi (\nabla^2 \varphi) + S_\varphi) dX dY \quad (\text{III.3})$$

$$\begin{aligned} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X} (U\varphi) dX dY + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y} (V\varphi) dX dY &= \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X} \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right) dX dY + \\ \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y} \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right) dX dY + \int_s^n \int_w^e S_\varphi dX dY \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

• **Le terme convectif :**

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X} (U\varphi) dX dY = \int_s^n [U\varphi]_w^e dY = [(U\varphi)_e - (U\varphi)_w] \Delta Y \quad (\text{III.5.a})$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X} (V\varphi) dX dY = \int_w^e [V\varphi]_s^n dX = [(V\varphi)_n - (V\varphi)_s] \Delta X \quad (\text{III.5.a})$$

• **Le terme diffusif :**

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X} \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right) dX dY = \int_s^n \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right]_x^e dY = \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right)_w \right] \Delta Y \quad (\text{III.6.a})$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y} \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right) dX dY = \int_w^e \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right]_s^n dX = \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right)_s \right] \Delta X \quad (\text{III.6.b})$$

• **Le terme source :**

$$\int_s^n \int_w^e S_\varphi dX dY = \bar{S}_\varphi \Delta X \Delta Y \quad (\text{III.7})$$

Alors l'équation (III.3) s'écrit sous :

$$\begin{aligned} [(U\varphi)_e - (U\varphi)_w] \Delta Y + [(V\varphi)_n - (V\varphi)_s] \Delta X &= \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right)_w \right] \Delta Y + \\ \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right)_s \right] \Delta X + \bar{S}_\varphi \Delta X \Delta Y \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Pour que l'équation (III.8) prenne la forme linéaire et la solution sera ainsi simplifier, le terme source doit être linéaire dans toute équation de conservation, donc en le mettre sous la forme suivante :

$$\overline{S_\varphi} = S_c + S_p$$

Avec S_p doit être négatif afin de répondre aux règles de la méthode des volumes finis et faciliter la convergence du système (la diagonale de la matrice du système à résoudre devient dominante), **Patankar, 1980 [26]**.

S_p : la partie variable de terme source en fonction de Φ_p ;

S_c : la partie constante de terme source qui ne dépend pas de Φ_p .

Si on pose :

$$J_e = \left[(U\varphi)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_e \right] \Delta Y \quad (\text{III.9.a})$$

$$J_w = \left[(U\varphi)_w - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta Y \quad (\text{III.9.b})$$

$$J_s = \left[(U\varphi)_s - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_s \right] \Delta X \quad (\text{III.9.c})$$

$$J_n = \left[(U\varphi)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_n \right] \Delta X \quad (\text{III.9.d})$$

Les quantités J_e , J_w , J_n et J_s sont les flux aux interfaces (e, w, n, s). Le terme S_φ est supposé être constant dans le volume de contrôle (CV). $\overline{S_\varphi}$ est évalué au centre de volume de contrôle.

On remplace les équations (III.9.a, III.9.b, III.9.c et III.9.d) dans l'équation (III.8), on obtient :

$$J_e - J_w + J_n - J_s = S_\varphi \quad (\text{III.10})$$

III.5 Schémas numériques :

La forme générale de l'équation algébrique discrétisée où le flux total de convection et de diffusion est calculé par une fonction $A(|P|)$, **Patankar, 1980 [26]** (tableau III.1), peut être présentée comme suit :

$$A_p \phi_p^{n+1} = A_E \phi_E^{n+1} + A_w \phi_w^{n+1} + A_N \phi_N^{n+1} + A_S \phi_S^{n+1} + b \quad (\text{III.11})$$

Avec :

$$A_e = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0)$$

$$A_w = D_w A(|P_w|) + \max(-F_w, 0)$$

$$A_n = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0)$$

$$A_s = D_s A(|P_s|) + \max(-F_s, 0)$$

$$b = \left(\bar{S}_\phi + \frac{\phi^n}{\Delta \tau} \right) \Delta X \Delta Y$$

$$A_p = A_e + A_w + A_n + A_s + (F_e - F_w + F_n - F_s) + \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau}$$

$$F_e = U_e \Delta Y$$

$$F_w = U_w \Delta Y$$

$$F_n = V_n \Delta X$$

$$F_s = V_s \Delta X$$

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{dX_e} \Delta Y$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{dX_w} \Delta Y$$

$$D_n = \frac{\Gamma_n}{dY_n} \Delta X$$

$$D_s = \frac{\Gamma_s}{dY_s} \Delta X$$

$$P_e = \frac{F_e}{D_e},$$

$$P_w = \frac{F_w}{D_w},$$

$$P_n = \frac{F_n}{D_n} \text{ et }$$

$$P_s = \frac{F_s}{D_s}.$$

Où : (Fe ,Fw ,Fn ,Fs) , (De ,Dw ,Dn ,Ds) et (Pe ,Pw ,Pn ,Ps) sont respectivement, les flux convectifs et diffusifs, et les nombres de Peclet aux interfaces **e,w,n** et **s**.

• **Fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques :**

Le tableau ci-dessous donne les expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques.

Schéma	Formule de la fonction $A(P)$
Différences centrées	$1 - 0.5 P $
Upwind	1
Hybrid	$\text{Max}[0, 1 - 0.5 P]$
Power Law	$\text{Max}[0, (1 - 0.1 P)^5]$
Exponentiel	$ P / [\exp(P) - 1]$

Tableau III-1 : les expressions de la fonction pour différents schémas numériques.

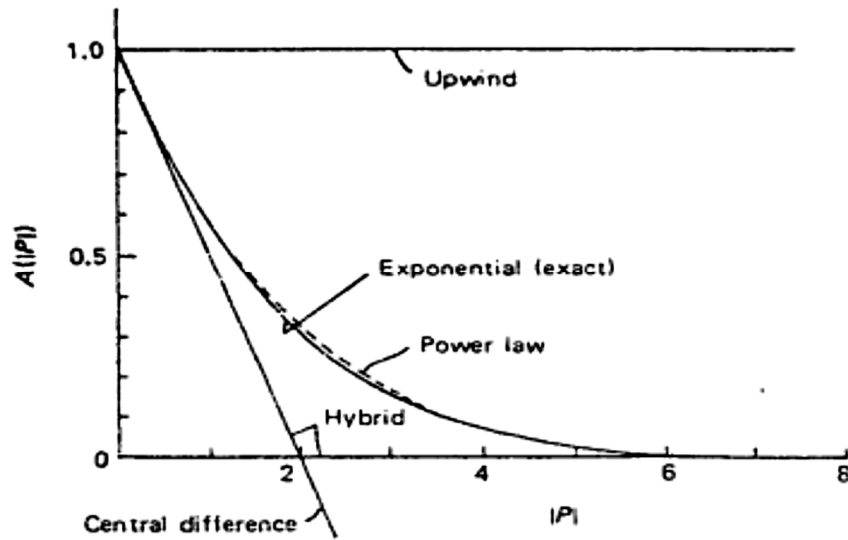


Figure III-3: La valeur de $A(|P|)$ pour chaque schéma [26]

- **Discretisation de l'équation de quantité de mouvement suivant X :**

L'intégration de l'équation de quantité de mouvement suivant X sur un volume de contrôle décalé vers la droite (voir Figure III.2) donne l'équation algébrique [28]:

$$A_p(i, j)U^{n+1}(i, j) = A_E(i, j)U^{n+1}(i+1, j) + A_W(i, j)U^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j)U^{n+1}(i, j+1) \\ + A_S(i, j)U^{n+1}(i, j-1) + b(i, j)$$

Avec :

$$A_E(i, j) = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0)$$

$$A_W(i, j) = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0)$$

$$A_N(i, j) = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0)$$

$$A_S(i, j) = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0)$$

$$b(i, j) = [P(i, j) - P(i+1, j)]\Delta X(i) + \frac{U^n(i, j)}{\Delta \tau} dX(i)\Delta Y(j)$$

$$A_p = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) + \frac{dX(i)\Delta Y(j)}{\Delta \tau}$$

Les termes convectifs :

$$F_e = \frac{1}{2}[U(i+1, j) + U(i, j+1)]\Delta Y(j)$$

$$F_w = \frac{1}{2} [U(i-1, j) + U(i, j)] \Delta Y(j)$$

$$F_n = \frac{1}{2} [V(i, j) + V(i+1, j)] dX(i)$$

$$F_s = \frac{1}{2} [V(i, j-1) + U(i+1, j-1)] dX(i)$$

Les termes diffusifs :

$$D_e = \frac{1}{\text{Re}} \frac{v(i, j) \Delta Y(j)}{\Delta X(i+1)} ; \quad D_n = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i+1)}{\frac{\Delta Y(j)}{v(i+1, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{v(i+1, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j)}{v(i, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{v(i, j+1)}}$$

$$D_w = \frac{1}{\text{Re}} \frac{v(i, j) \Delta Y(j)}{\Delta X(i)} ; \quad D_s = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i+1)}{\frac{\Delta Y(j)}{v(i+1, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{v(i+1, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j)}{v(i, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{v(i, j+1)}}$$

• **Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant Y :**

L'intégration de l'équation de quantité de mouvement suivant Y sur un volume de contrôle décalé vers le haut donne l'équation algébrique [33 :

$$A_p(i, j) V^{n+1}(i, j) = A_E(i, j) V^{n+1}(i+1, j) + A_w(i, j) V^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j) V^{n+1}(i, j+1) \\ + A_S(i, j) V^{n+1}(i, j-1) + b(i, j)$$

Avec :

$$A_E(i, j) = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0)$$

$$A_w(i, j) = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0)$$

$$A_N(i, j) = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0)$$

$$A_S(i, j) = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0)$$

$$b(i, j) = [P(i, j) - P(i, j+1)] \Delta X(i) + \frac{V^n(i, j)}{\Delta \tau} \Delta X(i) dY(j) + \frac{Gr}{\text{Re}^2} \frac{1}{2} [\theta(i, j) + \theta(i, j+1)] \Delta X(i) dY(j)$$

$$A_p(i, j) = A_E(i, j) + A_w(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) + \frac{\Delta X(i) dY(j)}{\Delta \tau}$$

Les termes convectifs :

$$F_e = \frac{1}{2} [U(i, j) + U(i, j+1)] dY(j)$$

$$F_w = \frac{1}{2} [U(i-1, j) + U(i-1, j+1)] dY(j)$$

$$F_n = \frac{1}{2} [V(i, j+1) + V(i, j)] \Delta X(i)$$

$$F_s = \frac{1}{2} [V(i, j-1) + V(i, j)] \Delta X(i)$$

Les termes diffusifs :

$$D_e = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j+1)}{\frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j+1)} + \frac{\Delta X(i+1)}{v^*(i+1, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j)} + \frac{\Delta X(i+1)}{v^*(i+1, j)}}, \quad D_n = \frac{1}{\text{Re}} \frac{v^*(i, j+1) \Delta X(i)}{\Delta Y(i+1)}$$

$$D_w = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j+1)}{\frac{\Delta X(i-1)}{v^*(i-1, j+1)} + \frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i-1)}{v^*(i-1, j)} + \frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j)}}, \quad D_s = \frac{1}{\text{Re}} \frac{v^*(i, j) \Delta X(i)}{\Delta Y(i)}$$

• Discrétisation de l'équation de l'énergie :

En intégrant l'équation adimensionnelle de l'énergie sur un volume de contrôle typique, on obtient l'équation suivante [33] :

$$A_p(i, j) \theta^{n+1}(i, j) = A_E(i, j) \theta^{n+1}(i+1, j) + A_w(i, j) \theta^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j) \theta^{n+1}(i, j+1) \\ + A_S(i, j) \theta^{n+1}(i, j-1) + b(i, j)$$

Avec :

$$A_E(i, j) = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0)$$

$$A_w(i, j) = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0)$$

$$A_N(i, j) = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0)$$

$$A_s(i, j) = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0)$$

$$b(i, j) = \frac{\theta^n(i, j)}{\Delta \tau} \Delta X(i) \Delta Y(j)$$

$$A_p(i, j) = A_E(i, j) + A_w(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) + \frac{\Delta X(i) \Delta Y(j)}{\Delta \tau}$$

Les termes convectifs :

$$F_e = U(i, j)\Delta Y(j) \quad F_w = U(i-1, j)\Delta Y(j) \quad F_n = V(i, j)\Delta X(i) \quad F_s = V(i, j-1)\Delta X(i)$$

Les termes diffusifs :

$$D_e = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{2\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i)}{K^*(i, j)} + \frac{\Delta X(i+1)}{K^*(i+1, j)}},$$

$$D_w = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{2\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i-1)}{K^*(i-1, j)} + \frac{\Delta X(i)}{K^*(i, j)}}$$

$$D_n = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{2\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j)}{K^*(i, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{K^*(i, j+1)}},$$

$$D_s = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{2\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j-1)}{K^*(i, j-1)} + \frac{\Delta Y(j)}{K^*(i, j)}}$$

Chapitre IV

Résultats et discussions

Chapitre IV : Résultats et discussions

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux résultats numériques obtenus à l'évolution du transfert de chaleur lors du refroidissement des composants électroniques par convection.

Rappelons que ce canal a une hauteur dimensionnelle H et une longueur L . Il comprend une entrée et une sortie, et deux parois verticales et adiabatiques contient des sources de chaleur sur l'une des parois jouent le rôle des composants électroniques.

Le fluide utilisé pour le refroidissement est de l'air et son écoulement à l'intérieur du canal est contrôlé par les nombres adimensionnels suivants, définis dans le deuxième chapitre :

- Le nombre de Prandtl, Pr
- Le nombre de Reynolds, Re
- Le nombre de Grashof, Gr
- Le nombre de Richardson Ri .

Dans cette étude nous avons utilisé un maillage uniforme dans les directions x et y et avant de procéder à tous les calculs, nous avons examiné l'effet du maillage sur la solution numérique.

Dans le but de voir l'influence et l'effet sur la nature de l'écoulement de certains paramètres. Nous avons donc examiné :

- L'effet de nombre et de longueur des sources de chaleur.
- L'effet du nombre de Reynolds, Re
- L'effet du nombre de Richardson, Ri .

IV.2 Validation du code de calcul

La validation de la simulation numérique a été obtenue en effectuant des calculs pour le cas de la convection mixte dans canal vertical avec un chauffage symétrique étudié par Desrayaud et Lauriat (2009) [29]. La figure IV.1 compare la vitesse à différentes sections obtenues dans le présent travail avec ceux de Desrayaud et Lauriat (2009) [29] dans les mêmes

conditions. On observe un bon accord entre les deux études et l'erreur relative maximale est inférieure à 3%.

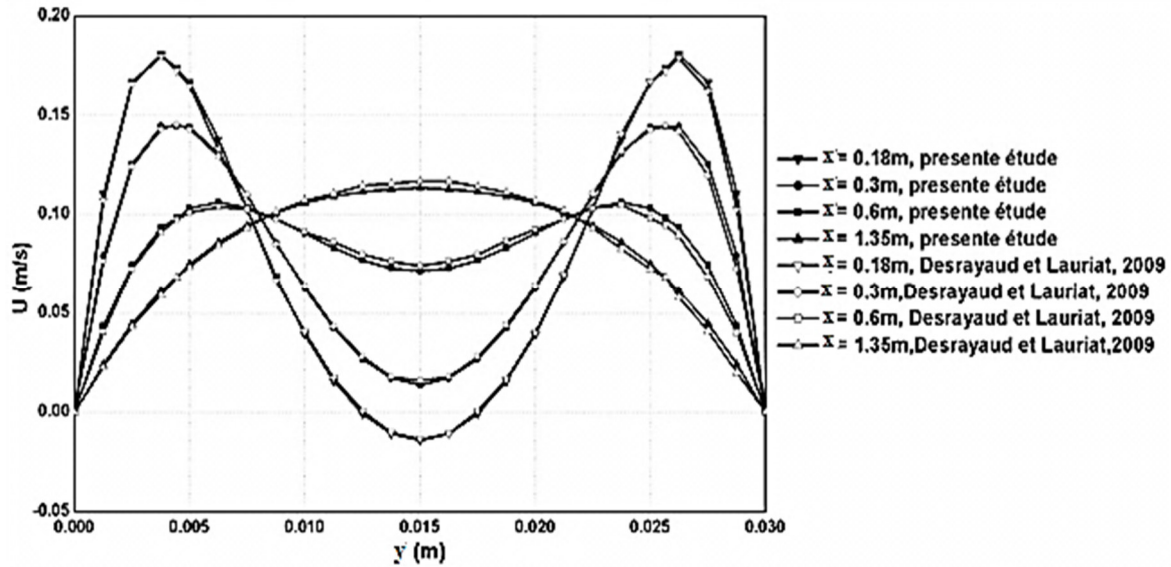


Figure IV-1: Profils de la vitesse au niveau $x(m) = 0,18 ; 0,3 ; 0,6$ et $1,35$ de canal pour $Re = 300$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$

IV.3 Choix de maillage

Afin de nous assurer que les résultats numériques sont indépendants du maillage. Des calculs ont été effectués pour $Re=200$ et $Gr=4 \times 10^4$ en utilisant les maillages suivants : 105×20 , 210×20 , 210×40 , 336×40 et 420×40 , 420×80 . À partir des figures (IV.1) et (IV.2) et les tableaux (IV.2) et (IV.3). Il est constaté que le passage de maillage ne va pas forcément changer la solution, mais il demande un temps de calcul plus élevé, de plus la diminution de subdivision des mailles agrandit les erreurs d'arrondissement, donc, un maillage de 420×40 est suffisant pour achever nos calculs.

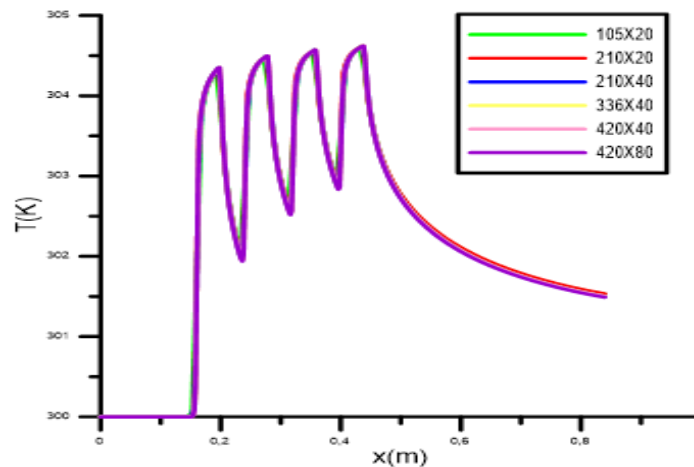


Figure IV-2: profils de température à $y=0.001$ le long du canal pour différents maillages

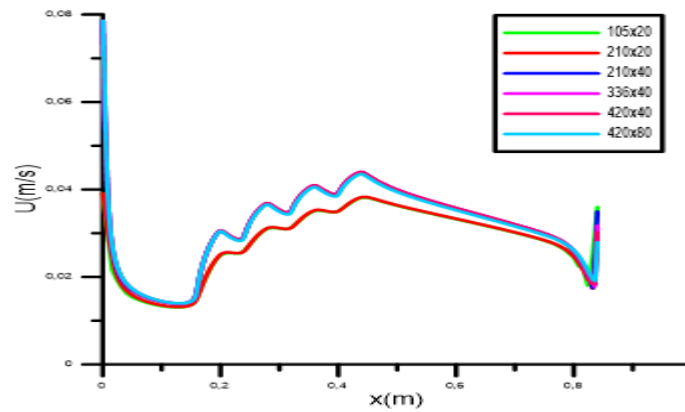


Figure IV-3: Profils de vitesse $y=0.001$ le long du canal pour différents maillage

Maillage	u (m/s) x=0.2 m	u (m/s) x=0.28 m	u (m/s) x=0.36m	u (m/s) x=0.44m
105x20	0,0251292	0,0312092	0,0352	0,0382632
210x20	0,0252868	0,0313358	0,0353727	0,0383883
210x40	0,0304429	0,0367005	0,040803	0,0438446
336x40	0,0305546	0,0367883	0,0408823	0,0439178
420x40	0,0305872	0,0368131	0,0409054	0,043939
420x80	0,0303959	0,0364847	0,0404891	0,0434622

Tableau IV-1 : Variation des vitesses selon les différents maillages

Maillage	T(K) x=0.2m	T(K) x=0.28m	T(K) x=0.36m	T(K) x=0.44m
105x20	303,829	304,09	304,219	304,304
210x20	303,956	304,188	304,303	304,378
210x40	304,04	304,261	304,371	304,442
336x40	304,117	304,322	304,424	304,49
420x40	304,145	304,344	304,443	304,507
420x80	304,678	304,792	304,848	304,883

Tableau IV-2 : Variation des températures selon différents maillages

IV.4 Résultats et discussion

Rappelons que la configuration géométrique utilisée est un canal rectangulaire vertical bidimensionnel d'une hauteur L et une largeur H , l'une des parois est totalement adiabatique et l'autre est munie de sources de chaleurs discrètes de longueur b chauffées et maintenues à une température constante. Dans le cas où se présente deux ou quatre sources de chaleur, elles seront

séparées par des distances égales de longueur S . La longueur de référence utilisée dans l'adimensionnement pour l'échelle des longueurs est $H=4\text{cm}$. Cette valeur correspond aux dimensions typiques utilisées dans les systèmes électroniques.

Une attention particulière est donnée au choix des zones d'entrée (L_e) et celle de sortie (L_s), car ces deux paramètres ont un effet sur le réalisme des conditions aux limites imposées. Les longueurs de ces deux distances sont choisies suffisamment larges afin que les conditions imposées à l'entrée du canal (vitesse constante) n'aient pas d'influence sur l'écoulement et qu'à la sortie du canal l'hypothèse des gradients nuls restes valables. En effet, de faibles distances, à l'entrée ne permettent pas à l'établissement du régime avant d'atteindre les sources et les gradients (de vitesse, de la pression et de la température) ne peuvent pas être nuls à la sortie. En se basant sur travaux antérieurs (Dhiman et al. 2008) [30], nous avons pris $L_e=4H$ et $L_s=10H$.

Les deux paramètres adimensionnels fondamentaux qui gouvernent ce phénomène sont le nombre et le nombre de Reynolds (Re) et celui de Grashof (Gr). Ces deux paramètres sont regroupés en un seul à savoir le nombre de Richardson (Ri). Les intervalles des deux grandeurs (Gr et Re) ont été choisies de telle sorte que l'écoulement ne sort pas du régime laminaire et que les effets inertiels restent comparables aux effets de flottabilité ($0,1 < Ri < 10$). Le nombre de Prandtl qui caractérise les propriétés thermo-physiques du fluide est considéré constant $Pr = 0,71$ (cas de l'air).

IV.4.1 Étude de l'effet de nombre et longueur des sources de chaleur.

Dans la première partie de cette étude, on a étudié l'influence de la longueur et le nombre des sources de chaleur où on a mis une seule source de chaleur de longueur $b= 4xH$, puis on a divisé cette longueur en deux et en quatre, comme il ait représenté dans le chapitre 2 (figure II.1. a, b et c). Cette étude a été réalisé pour des nombre de Reynolds $Re=200$ et le nombre de Grashof $Gr= 4x10^4$.

a. Sur le champ dynamique

La figure IV.4 présente les profils de la vitesse transversale pour $Re=200$, $Gr=4\times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur. Une observation globale nous permet de constater que près de l'entrée, le profil est quasi-symétrique, ensuite et au fur et à mesure que le fluide avance, le profil perd de plus en plus cette symétrie. Avec l'avancement du fluide, le maximum de la vitesse, situé sur l'axe du canal dans le cas de l'écoulement classique de Poiseuille, se déplace progressivement vers la paroi chauffée. On peut expliquer ce phénomène par le fait que le fluide près des sources de chaleur est plus chaud que le fluide qui se trouve ailleurs ; ce chauffage local induit une diminution de la densité du fluide dans la proximité des

sources de chaleur et que cette variation de densité combinée avec le champ gravitationnel provoque une poussée d'Archimède vers le haut. Puisque l'écoulement forcé est dirigé vers le haut, la contribution de la convection naturelle s'ajoute à l'écoulement principal et conduit ainsi à une accélération du fluide du côté de la paroi chaude et on assiste ainsi à ce qu'on appelle cas de convection mixte. On remarque aussi que la vitesse maximale est enregistrée dans le cas de quatre sources de chaleur à l'extrémité de la dernière source (dans le cas d'une source $u_{\max}$ est d'environ 0.125 m/s, Dans le cas de deux sources $u_{\max}$ est d'environ 0.13 m/s et pour le cas de quatre sources $u_{\max}$ est d'environ 0.14m/s) ce qui explique qu'avec plusieurs sources de chaleur, le fluide accumule plus de température et qui résulte une accélération de l'écoulement de fluide.

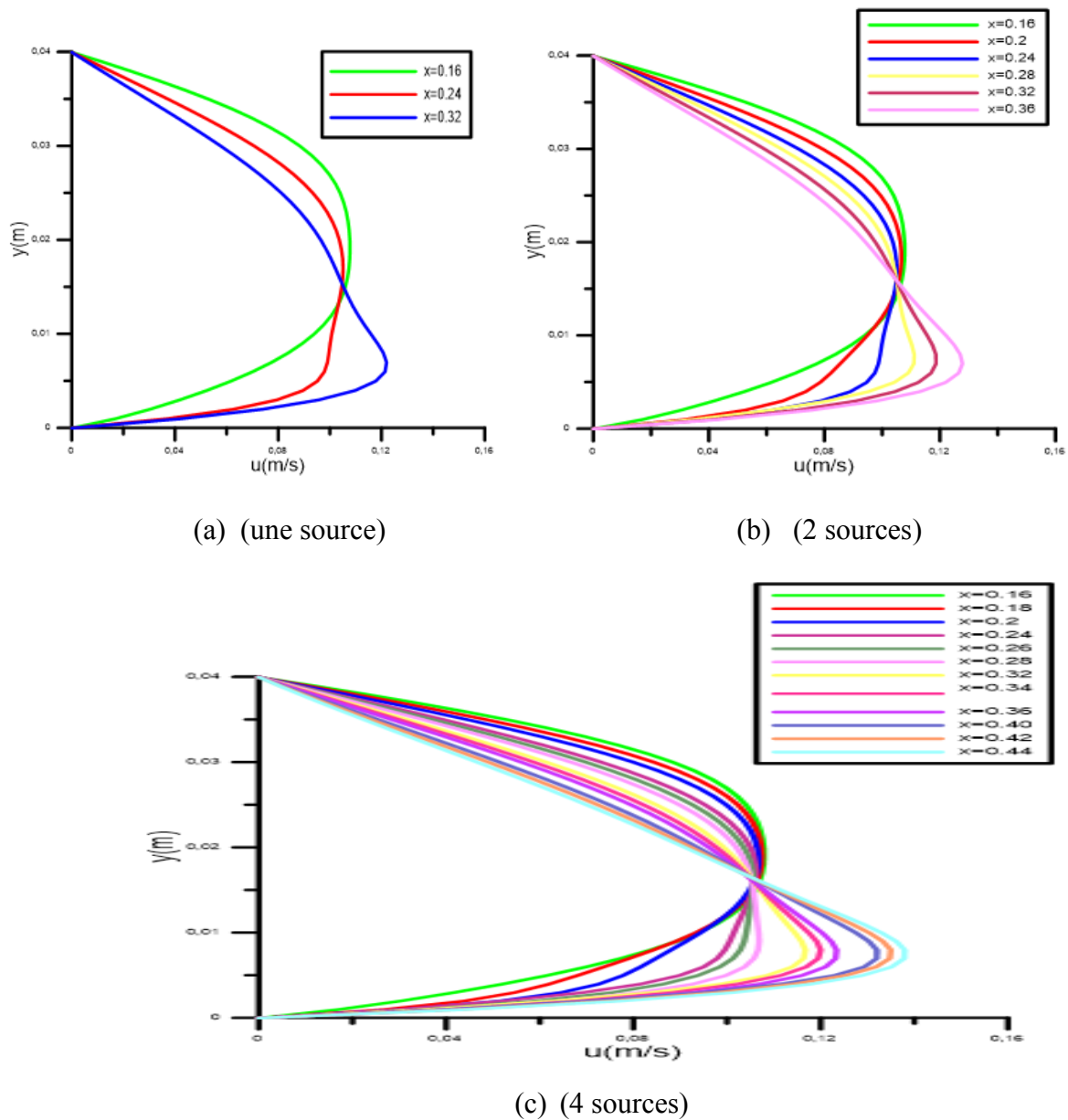


Figure IV-4: Profils de vitesse transversale pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur

À partir des contours des vitesses (figure IV.5), on remarque que les vitesses maximales se déplacent à leurs tours vers la paroi chaude en réduisant ainsi l'épaisseur de la couche limite dynamique près de cette paroi comparée à celle qui se trouve à la proximité de la paroi adiabatique. En aval de la zone contenant les sources, la couche limite reprend progressivement son développement classique au voisinage d'une paroi solide.

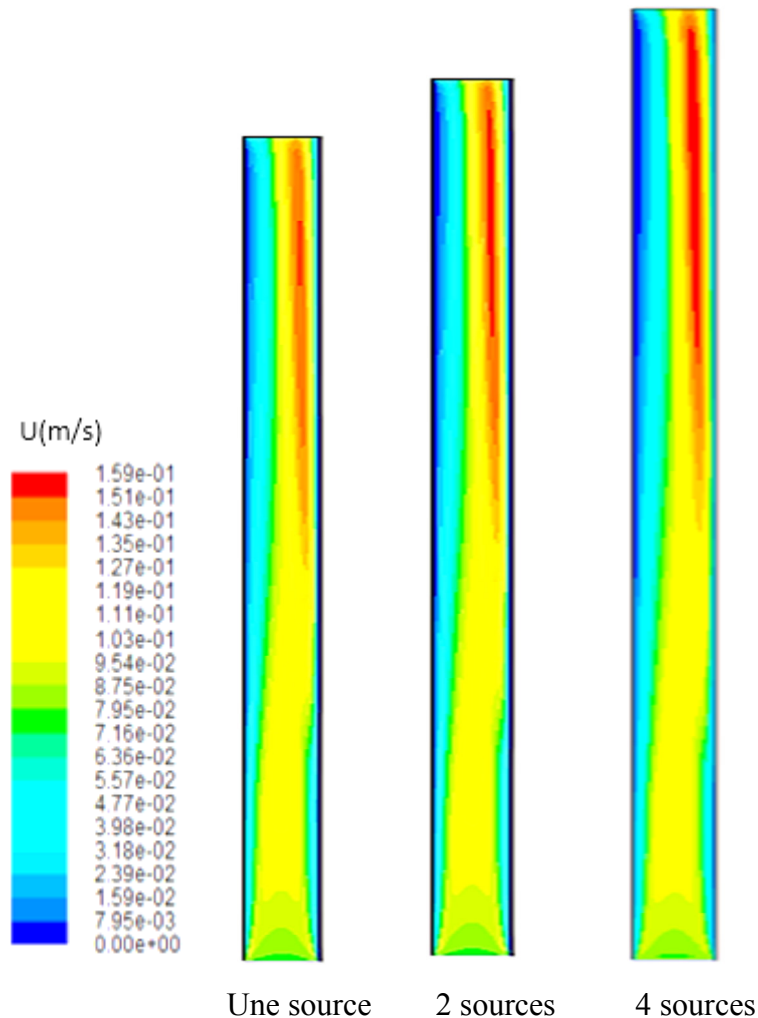


Figure IV-5: Distribution de la vitesse longitudinale pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur

b. Sur le champ thermique

Les contours de température et les profils de température pour $Re=200$ et $Gr=2 \times 10^4$ sont représentés sur les figures IV.6 et IV.7 respectivement.

La figure IV. 6 montre que les isothermes sont plus concentrées près des sources de chaleur ce qui correspond à un gradient de température plus élevé dans ces zones et la subdivision de la source de chaleurs entraine une augmentation de l'épaisseur de la couche

limite thermique remarquée par l'épaississement des isothermes et on observe encore que les isothermes pour le cas de quatre sources rejoins la paroi froid ce qui explique que le transfert diffusif est important comparé au transfert convectif. Par contre avec un seul composant électronique (une seule source de chaleur) les contours suivent le sens de l'écoulement ce qui montre l'augmentation de la convection forcée par rapport à la diffusion et à la convection naturelle.

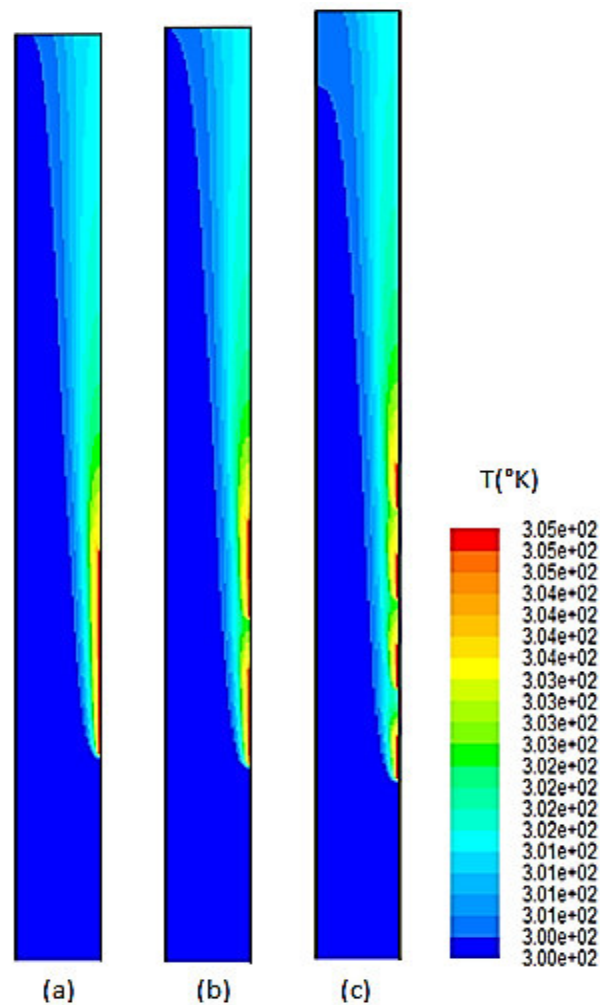


Figure IV-6: Contours de température pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur

- (a) Une seule source de chaleur $b=4 \times H$
- (b) Deux sources de chaleur $b=2 \times H$
- (c) Quatre sources de chaleur $b=H$

La figure IV.7 montre que la température maximale se trouve à la proximité des sources de chaleur et elle tend vers la température ambiante $T_0=300$ °K en allant transversalement dans

le canal. On remarque aussi que au début de la source la température de fluide atteint rapidement la température ambiante $T_0=300$ et sa température augmente avec l'avancement dans le sens de l'écoulement et cela peut expliquer que le fluide accumule de plus en plus la température dégagé par la source en avançant vers la sortie du canal. On déduit aussi que l'espacement entre les sources favorise le transfert par convection et par diffusion et réduit ainsi la température du fluide avant d'atteindre la source suivante et améliore le transfert de chaleur.

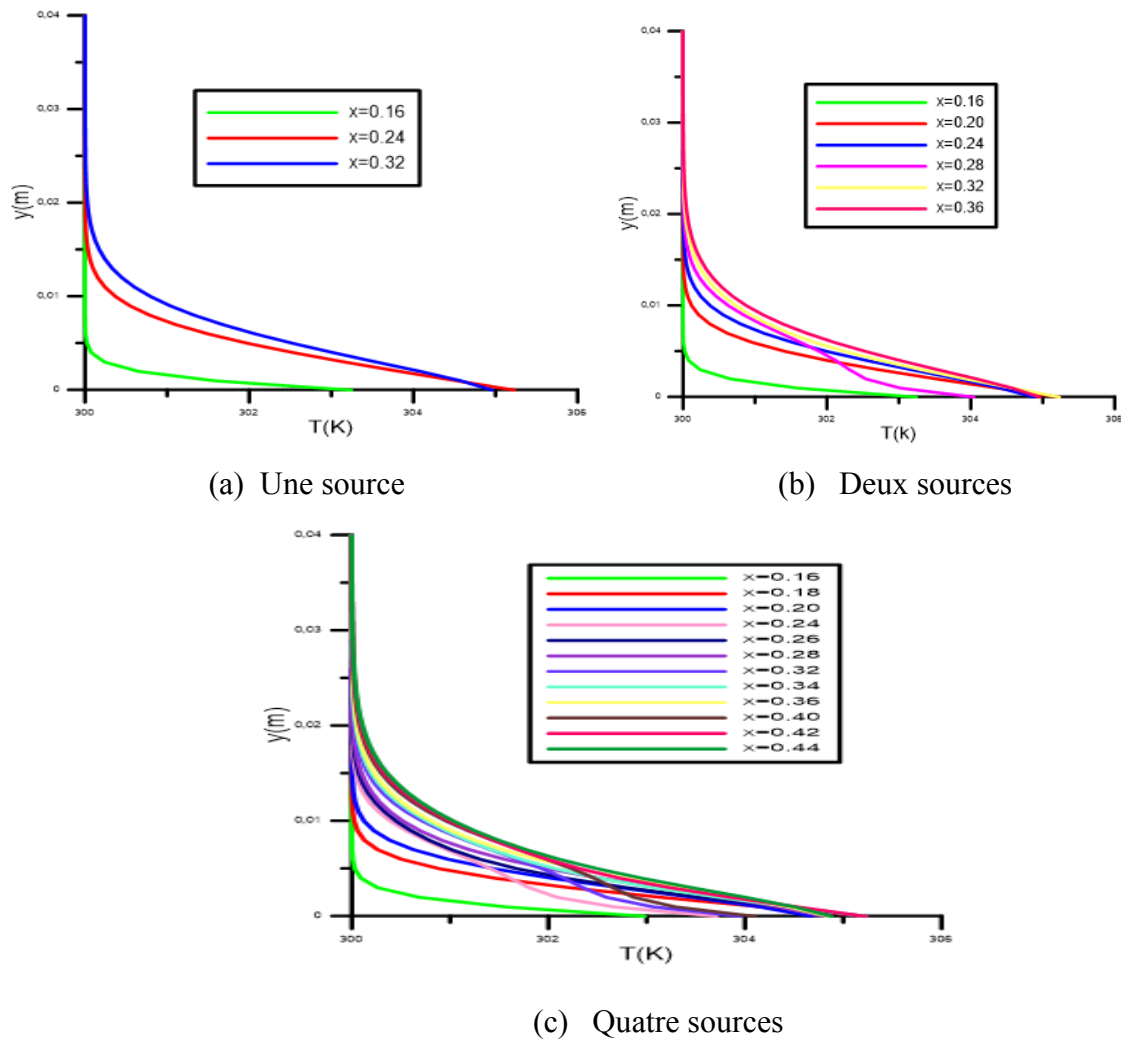


Figure IV-7: Profils de température pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueurs et nombre des sources de chaleur

c. Sur le transfert de chaleur (le nombre du Nusselt) :

Pour consulter le taux de transfert de chaleur des sources de chaleur, les figures (IV.8 et IV.9), nous montrent la variation du nombre de Nusselt local et Nusselt moyen pour les différents cas étudiés.

La figure IV.8 montre que le nombre de Nusselt est élevé au début de chaque source de chaleur et diminue le long des sources de chaleur dans la direction de l'écoulement. Ce qui

indique qu'à bord d'attaque, il n'y a pas d'effet sur le transfert de chaleur et lorsque le fluide se déplace dans le sens de courant principal, sa température augmente qui implique la diminution du nombre de Nusselt.

D'après la figure IV.9, On peut conclure que la division des sources de chaleur provoque une augmentation du nombre de Nusselt moyen qui signifiera que le transfert par convection est plus important que celui de la diffusion.

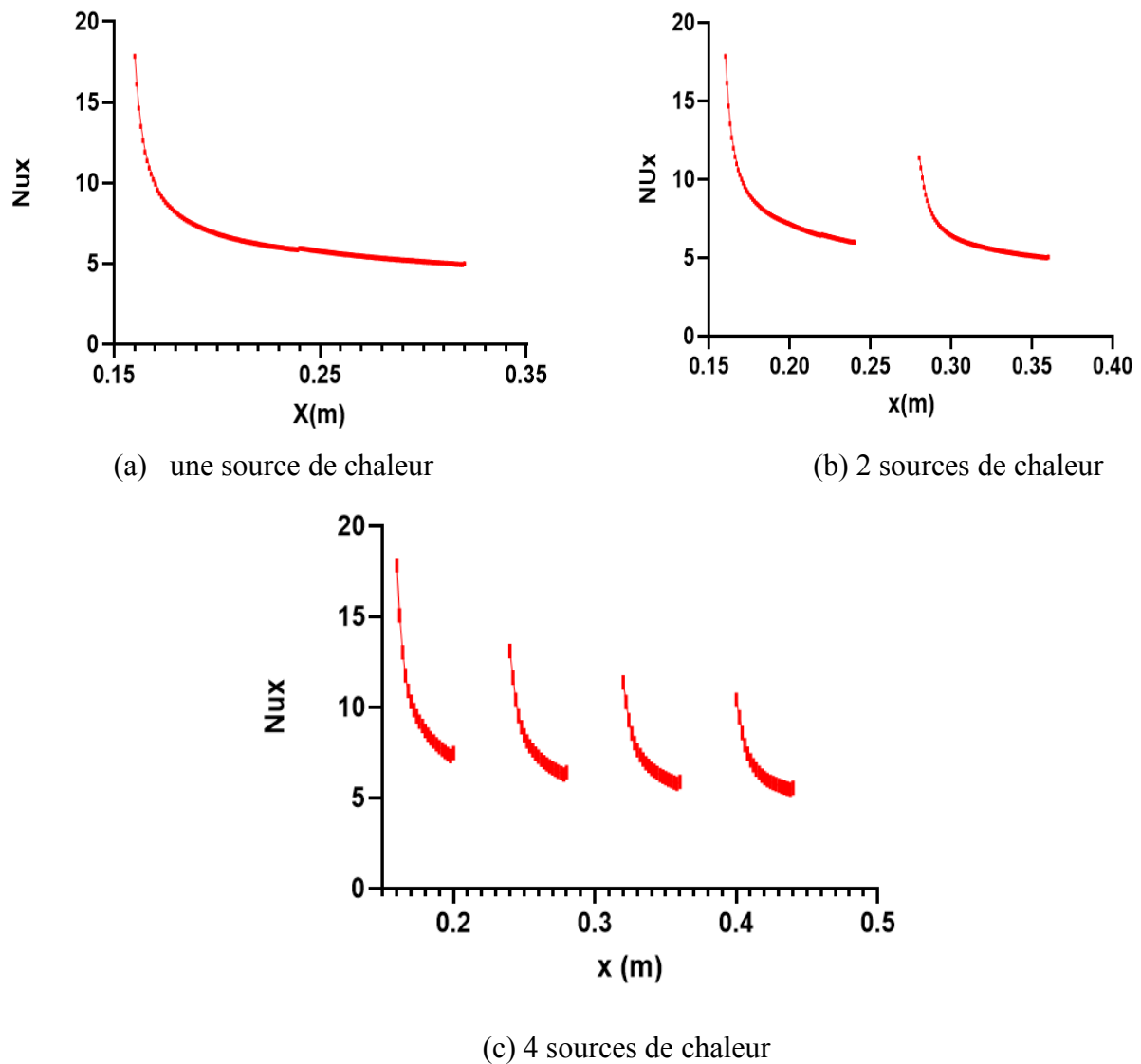


Figure IV-8: Nombre de Nusselt pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur

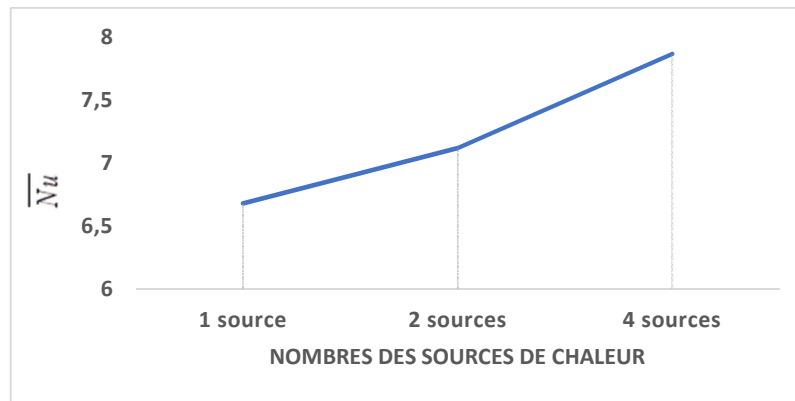


Figure IV-9: *Nombre de Nusselt moyen pour $Re=200$, $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes longueur et nombre des sources de chaleur*

IV.4.2 Étude de l'effet de nombre Reynolds :

Afin d'examiner l'effet de la vitesse d'écoulement sur le transfert de chaleur, nous avons choisi la géométrie II.1.c qui correspond à un canal rectangulaire de hauteur $L=0.84\text{m}$ et de la largeur $H=0.04\text{ m}$ contient quatre sources de chaleur de longueur $b=H$ séparées par des partitions adiabatique de longueur s . Les valeurs choisies pour ce paramètre sont de $Re= 200$, 400 et 600 pour un nombre de Grashof constant égal à 4×10^4 qui correspond à des valeurs du nombre de Richardson de 1 , 0.25 et 0.1 . Elles sont choisies de telle sorte que ses valeurs ne dépassent pas la valeur critique de la transition vers le régime turbulent.

- **Champ dynamique :**

La figure (IV.10) montre les différents contours de vitesse longitudinale pour $Re = 200$, 400 et 600 et un nombre de Grashof constant égal à 4×10^4 . Elle indique que la vitesse maximale se localise essentiellement dans la zone la plus chaude du canal, c'est-à-dire au voisinage des sources de chaleur et la contribution de l'écoulement libre est remarquable où on assiste à un doublement de la vitesse dans la couche limite au voisinage de la dernière source et qui est remarquable avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

D'après la figure IV. 11, on remarque qu'à faible valeur du nombre de Reynolds la vitesse maximale est à la proximité des sources de chaleur et une réduction remarquable de la couche limite dynamique. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, la vitesse maximale se dirige vers le milieu du canal et on aura une augmentation de la couche limite dynamique.

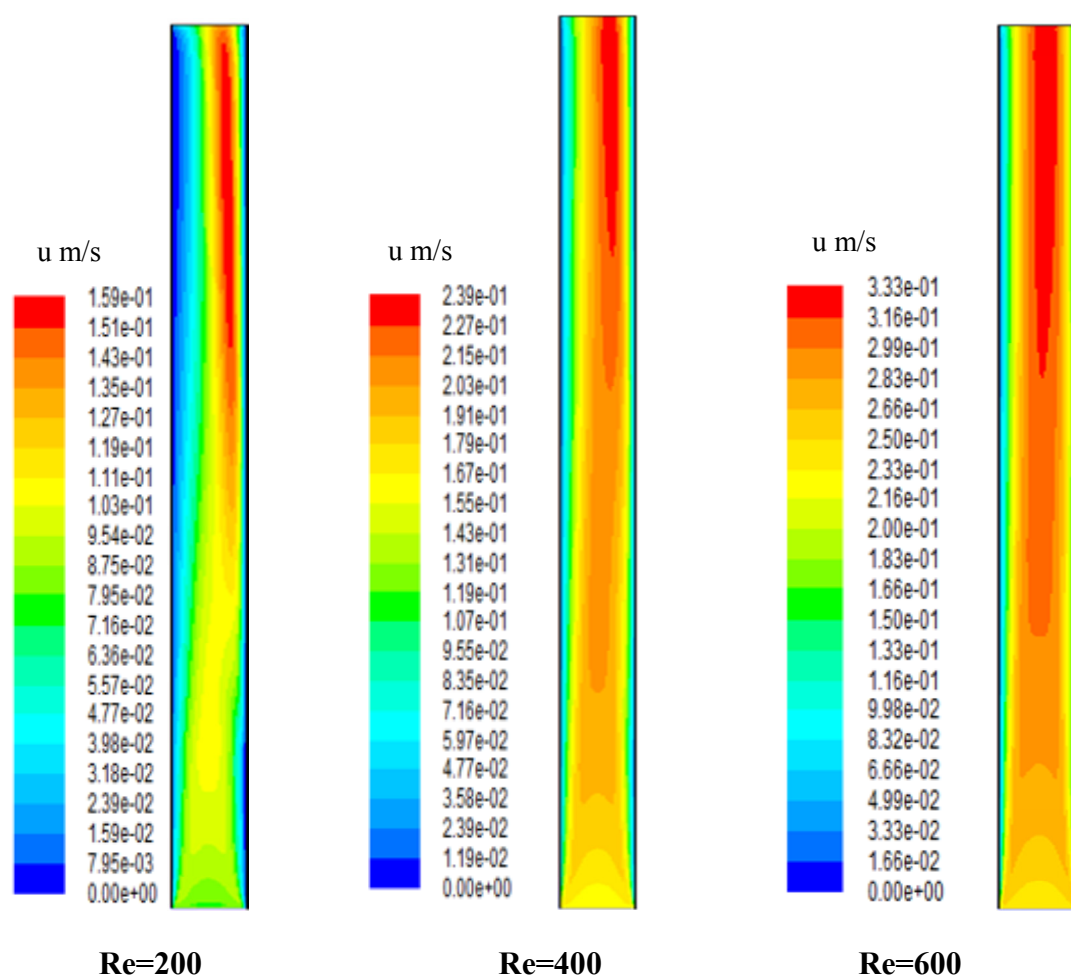
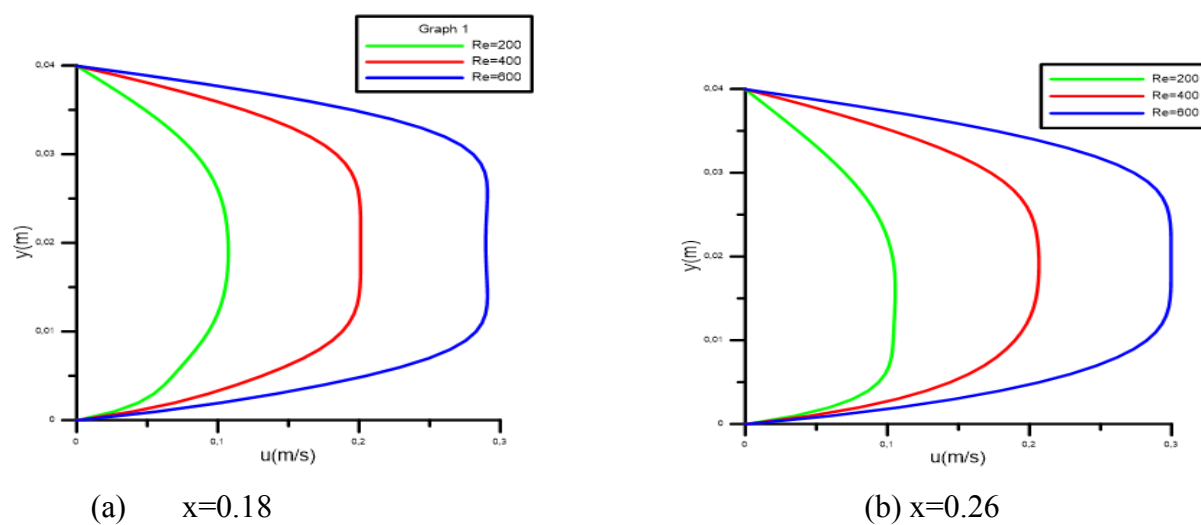


Figure IV-10: Distribution de la vitesse longitudinale pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds



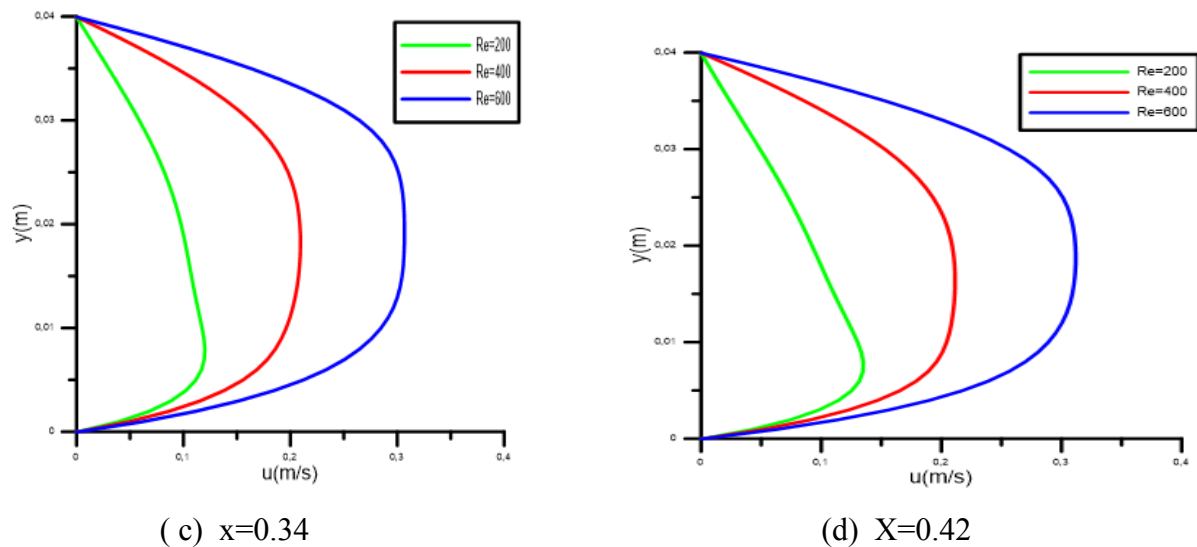


Figure IV-11: Profils de vitesse longitudinale pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds et au milieu de chaque source.

- **Champs thermiques :**

Les contours des isothermes et les profils de température transversale sont représentées sur les figures IV.12 et IV.13 respectivement pour $Re=200, 400$ et 600 et $Gr=4 \times 10^4$.

D'après la figure IV.12, on remarque que les isothermes sont concentrées près de la partie chauffée. L'augmentation du nombre de Reynolds entraine une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique, marquée par le resserrement des isothermes. À faible valeur du nombre de Reynolds, les contours des isothermes rejoignent la paroi opposée, ce qui explique que le transfert diffusif est important comparé au transfert convectif. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les contours suivent le sens de l'écoulement ce qui montre l'augmentation de la convection forcée par rapport à la diffusion et à la convection naturelle, ce qui signifie qu'on peut s'attendre à un enlèvement plus important de la chaleur au niveau des sources de chaleur, et donc un meilleur refroidissement pour les composants électroniques.

D'après la figure IV.13, on remarque que l'augmentation du nombre de Reynolds entraine une diminution de la température du fluide en voisinage des sources de chaleur et à faire baisser la température des sources de chaleur.

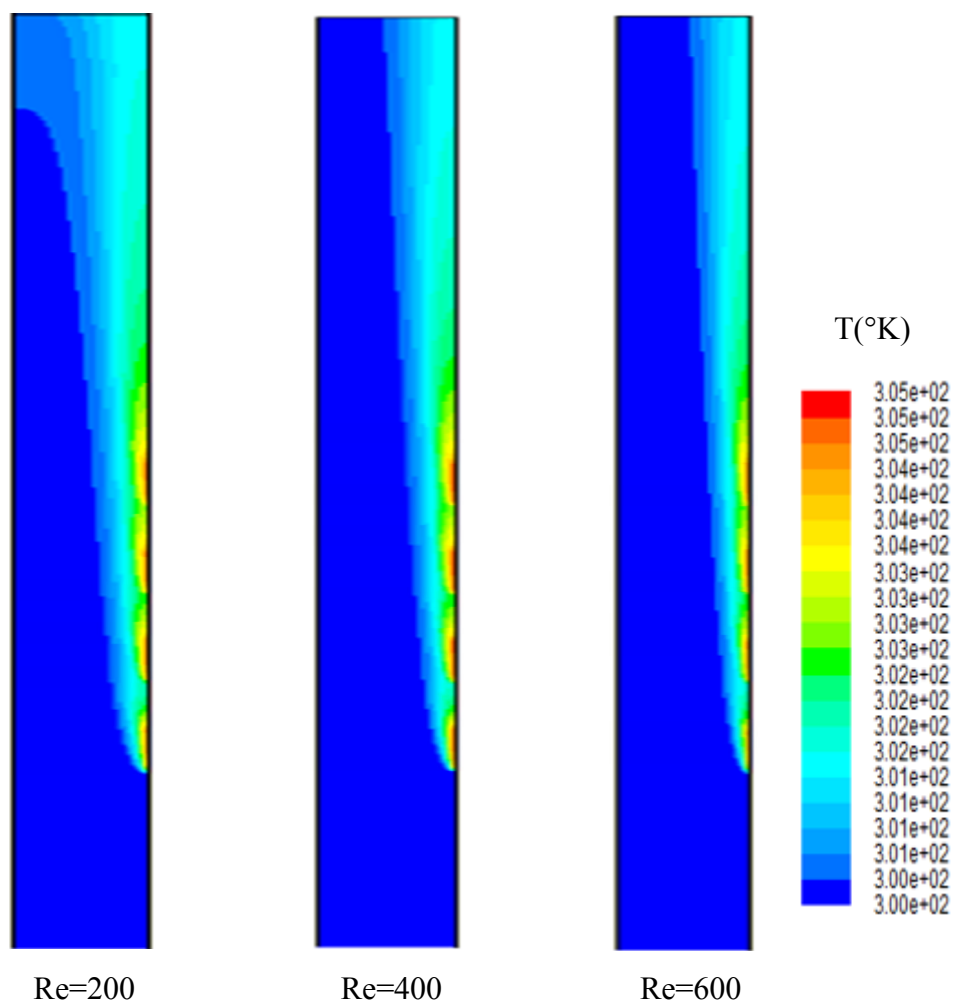
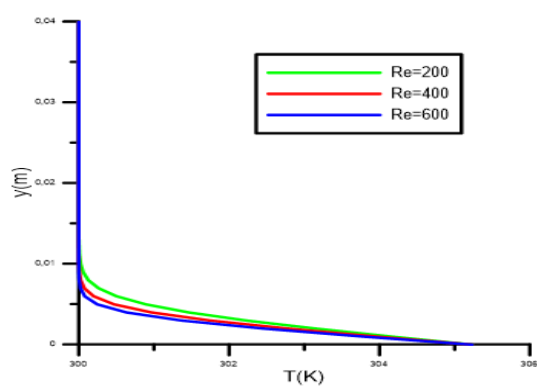
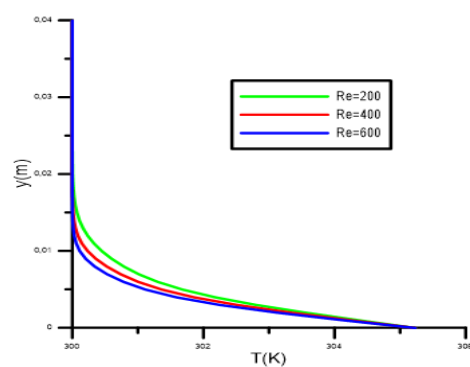


Figure IV-12: Contours de la température pour $\text{Gr} = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds



(a) $x=0.18$



(b) $x=0.26$

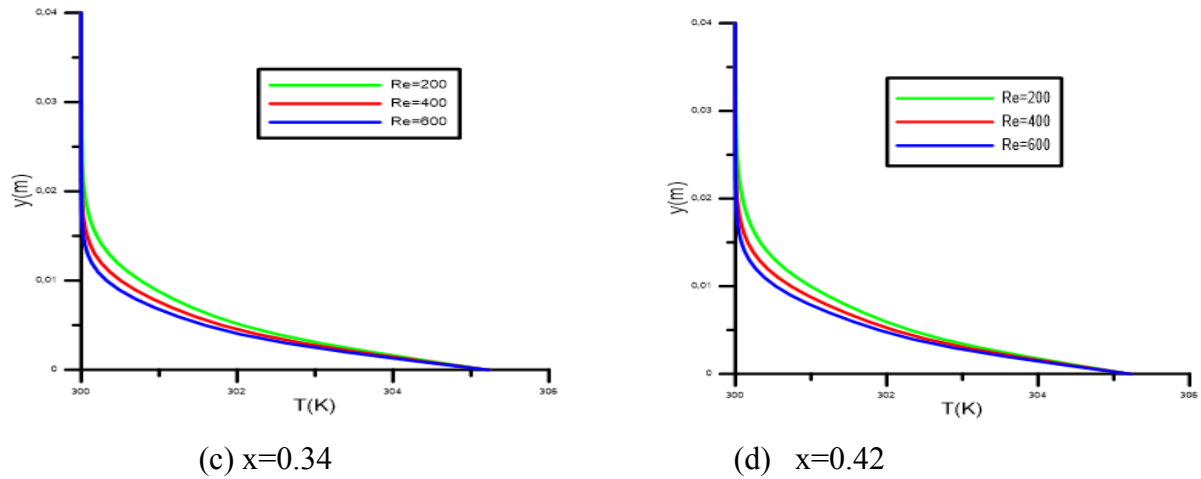


Figure IV-13: Profils de température longitudinale pour $Gr = 4 \times 10^4$ et différentes valeurs de Reynolds et au milieu de chaque source

- **sur le transfert de chaleur (Nombre du Nusselt) :**

L'évolution du nombre de Nusselt le long des sources de chaleur pour différentes valeurs de Reynolds pour un nombre de Grashof fixe est présentée sur la figure IV.14.

Il est clair que l'augmentation du nombre de Reynolds, pour un nombre de Grashof constant, entraîne une augmentation du nombre de Nusselt le long des zones chauffées. De même, cette augmentation de Re réduit la pente de décroissance du nombre de Nusselt pour chaque source, ceci est dû à la diminution de l'épaisseur de la couche limite et par conséquent augmentation du transfert de chaleur.

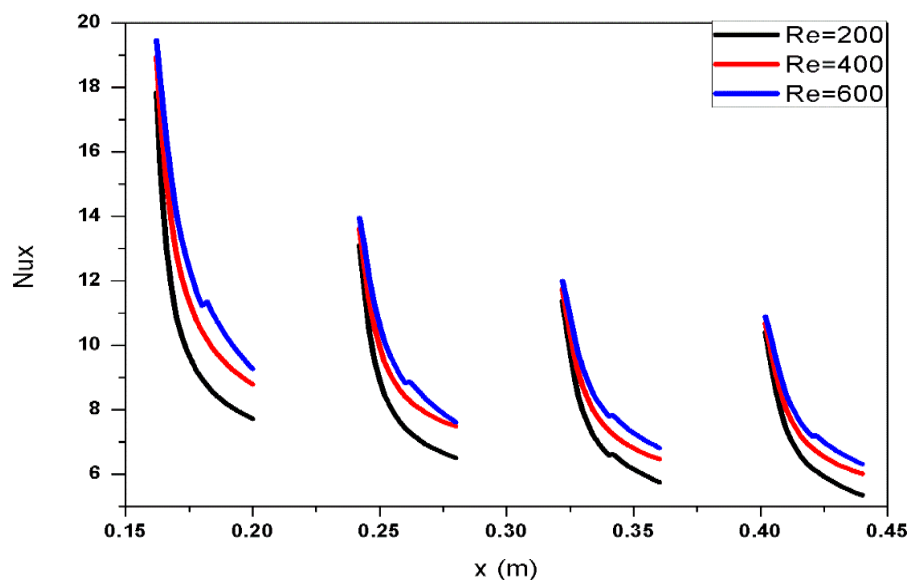


Figure IV-14: Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt local pour $Gr = 4 \times 10^4$

IV.4.3 Étude de l'effet Du nombre de Grashof :

Afin d'examiner l'effet du nombre de Grashof, nous avons fixé le nombre de Reynolds à 200 et on a évalué le nombre de Grashof de 2×10^4 à 2×10^5 en gardant la même géométrie que l'effet de Reynolds (figure II.1.c).

- **Champ dynamique :**

Les contours de la composante longitudinale de la vitesse et les profils de la vitesse transversale au milieu de chaque source de chaleur pour $Re=200$ et différentes valeur de Gr sont représentés sur les figures IV.15 et IV.16 respectivement.

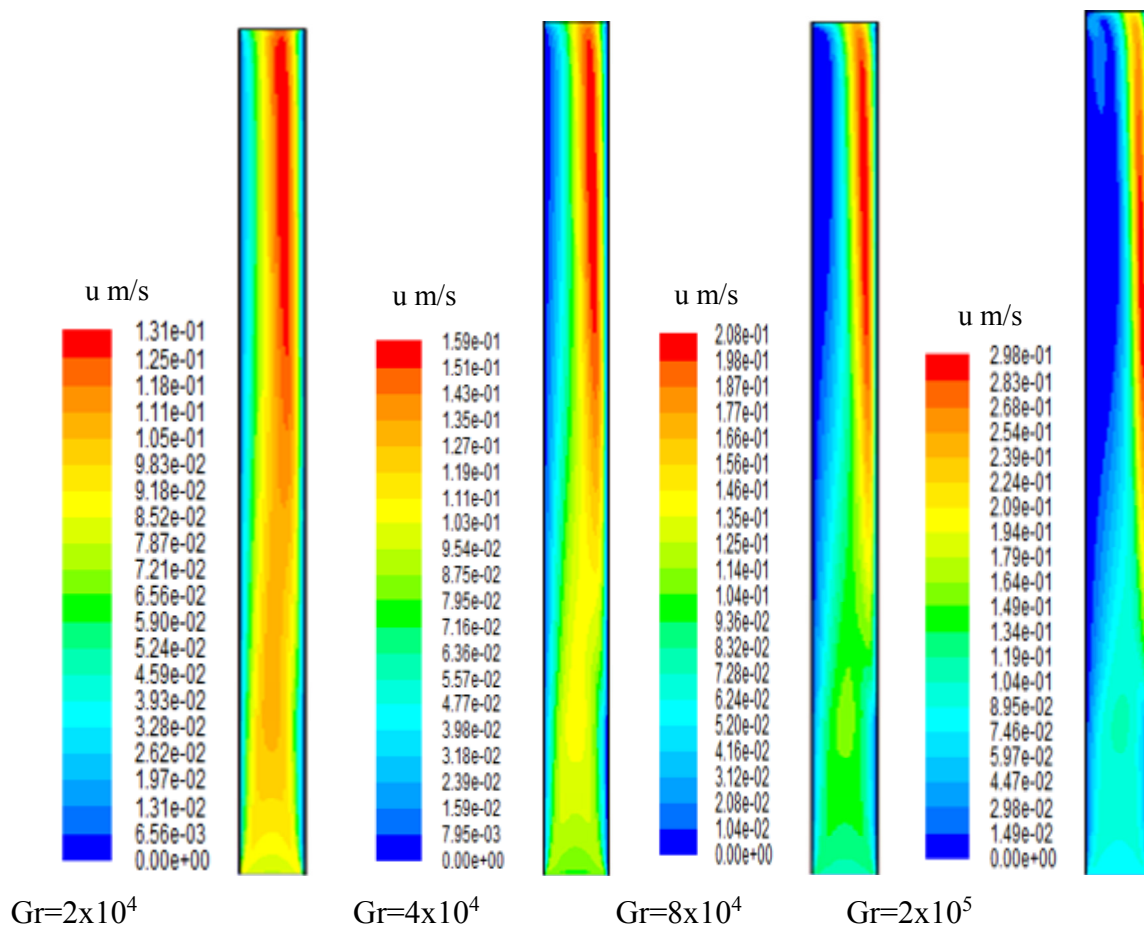


Figure IV-15: Distribution de la vitesse longitudinale pour $Re = 200$ et différentes valeurs de Grashof.

La figure IV.15, montre que lorsque le fluide se déplace vers l'aval dans le canal, il s'accélère près des sources de chaleur en raison de l'effet de flottabilité, ce qui entraîne une dissymétrie dans les contours de la vitesse. La dissymétrie devient plus prononcée en augmentant le nombre de Grashof. L'accélération du fluide près de la paroi chauffée s'accompagne d'une décélération près de la paroi froide pour satisfaire l'équation de continuité.

En effet, l'augmentation du nombre de Grashof à Re fixe, produit une couche limite dynamique plus mince au voisinage de la paroi chauffée, induisant un décalage à gauche des contours de la vitesse maximale vers la paroi contenant les sources de chaleur. À partir de la figure IV.16, on remarque que la vitesse de fluide s'accélère à chaque fois qu'on augmente le nombre de Grashof et cela va diminuer l'épaisseur de la couche limite dynamique.

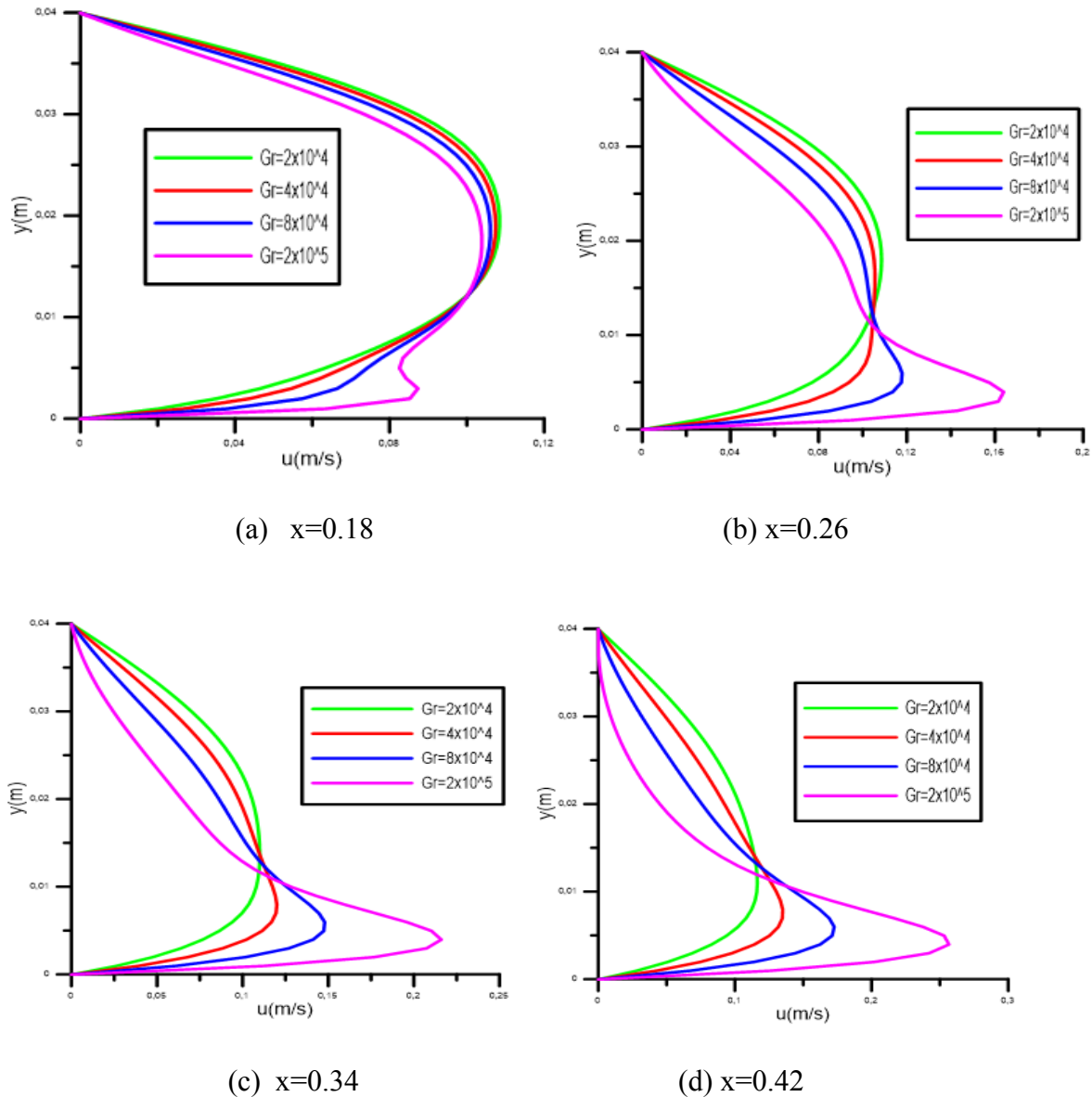


Figure IV-16: Profils de vitesse longitudinale pour $Re = 200$ et différentes valeurs de Grashof au milieu de chaque source

- **Sur le champ thermique :**

L'effet du nombre de *Grashof* sur le champ thermique est illustré par les contours des isothermes pour les quatre valeurs de Gr et $Re=200$ (figure. IV.17).

D'après ces figures on remarque que les isothermes deviennent plus concentrées au voisinage des parties chauffées avec l'augmentation de Gr. Pour des valeurs élevées du nombre de Grashof, les isothermes s'élargissent et atteignent la paroi froide et l'effet de la convection naturelle devient plus remarquable. En diminuant le nombre de Grashof, les isothermes deviennent quasi-parallèles matérialisant une tendance à un régime de convection forcée.

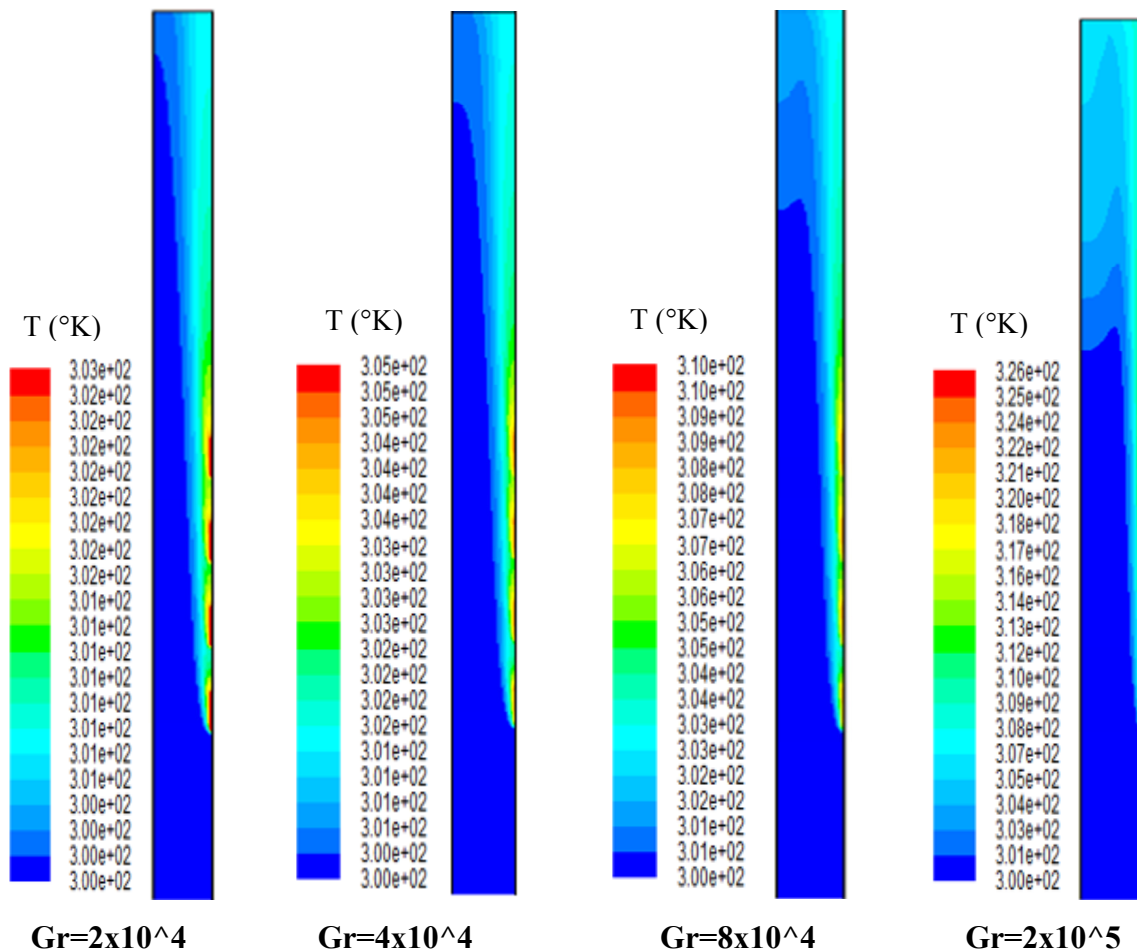


Figure IV-17: Contours de température pour $Re=200$ et différentes valeurs de Grashof

- **Sur le transfert de chaleur (le nombre de Nusselt)**

La figure IV.18 présente l'évolution du nombre de Nusselt le long des sources de chaleurs pour différentes valeurs de Gr à $Re=200$. Il est évident que l'intensité du chauffage conduit en une augmentation du nombre de Nusselt pour toutes les sources. L'effet de Gr est plus prononcé au fur et mesure que nous avançons d'une source à l'autre dans le sens de l'écoulement. Ceci est expliqué par le fait que le fluide au voisinage d'une source quelconque est affecté par le chauffage causé par la source située en aval (accumulation de chaleur), et par conséquent une augmentation de la vitesse du fluide dans sens de l'écoulement.

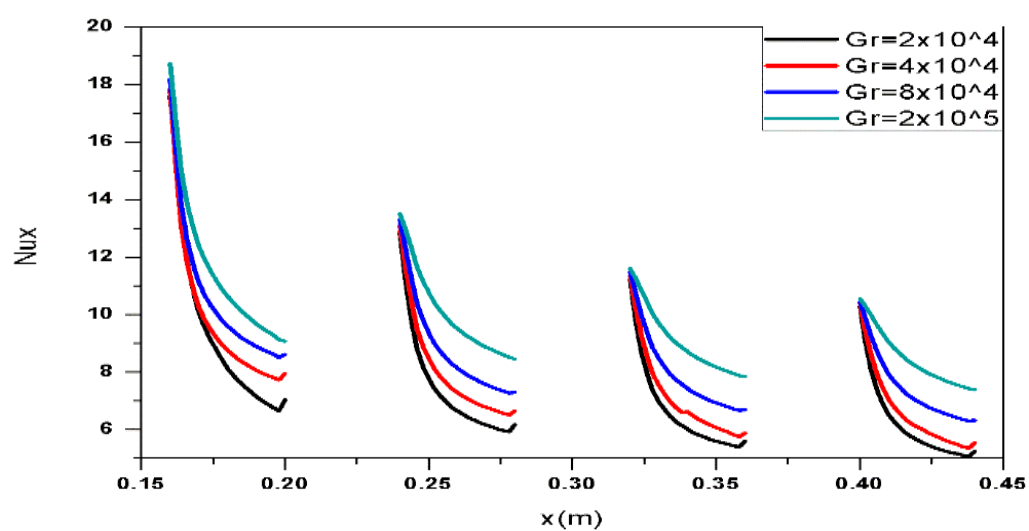


Figure IV-18: Effet du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt le long des sources de chaleur pour $Re=200$

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Dans ce travail, nous avons mené une étude numérique de la convection mixte lors du refroidissement d'un (des) composant (s) électronique (s) montés sur l'une des parois d'un canal vertical de hauteur H et de longueur L . La méthode des volumes finis a été utilisée pour discrétiser les équations gouvernantes ce genre de problème.

Les simulations numériques ont été effectuées pour analyser l'influence de quelques paramètres indépendants sur le mécanisme de l'écoulement de fluide et sur le transfert de chaleur, tel que le nombre et la longueur des sources de chaleurs, le nombre de Grashof (Gr) et le nombre de Reynolds (Re).

Les simulations, nous ont permis de ressortir quelques résultats qui peuvent être exploités, notamment :

- L'amélioration de transfert de chaleur et par conséquent une efficacité de refroidissement des composants électroniques avec l'augmentation de la valeur du nombre de Reynolds (200 à 600)
- L'augmentation de la valeur du nombre de Grashof de 2×10^4 à 2×10^5 provoque une domination de la convection naturelle par rapport à la convection forcée et entraîne une augmentation de Nusselt. Cependant, cette augmentation du transfert de chaleur est accompagnée par une augmentation de la température moyenne au sein du domaine.
- L'augmentation de la longueur des sources de chaleur est synonyme à l'augmentation de l'intensité de la chaleur qui résulte un échauffement du fluide au sein de la couche limite ce qui réduit le transfert de chaleur.
- L'espacement des zones chauffées après la division de la source de chaleurs en plusieurs petites sources de chaleur (2 et 4 sources de chaleur) favorise le refroidissement du fluide, par convection et par diffusion, avant d'atteindre la source suivante. Ceci induit une amélioration du transfert de chaleur.
- Cette division de la source de chaleur provoque une augmentation des volumes des installations électroniques.
- à des faibles valeurs du nombre de Reynolds ou des valeurs élevées du nombre de Grashof (augmentation du nombre de Richardson), le nombre de Nusselt augmente.

Ces résultats peuvent être indispensables dans le choix des paramètres adéquats afin d'assurer un bon refroidissement des composants électroniques.

Enfin, nous comptant étendre cette étude au régime instationnaire et de tenir en compte la troisième dimension de l'espace en vue d'une approche plus réaliste du phénomène.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] **Bensouici. M, Bessaïh. R** , ‘Mixed convection in a vertical channel with discrete heat sources using a porous matrix’, Numerical Heat Transfer,(2010), Part. A, vol. 58, pp. 581–604.
- [2] **M., Ozisik**, Heat transfer. A basic approach, McGraw-Hill Company, Inc. (New-York, 1994).
- [3] **A. Mekhnache, R. Cedrati** ; Les échangeurs de chaleur ; séminaire ; centre des Techniques appliquées de SKIKDA ; 2006 ; 86 p.
- [4] **W. Minkowycz, E. Sparrow**, Condensation heat transfer in the presence of noncondensables, interfacial resistance, superheating, variable properties, and diffusion, International Journal of Heat and Mass Transfer, 9 (1966), 1125-1144.
- [5] **Belaid, F.** " Etude théorique et expérimentale des phénomènes thermiques dans un convertisseur électronique de puissance ‘’. Mémoire présenté A l'Université du Québec A Trois Rivières 1 comme exigence partielle de la maîtrise en électronique industrielle. Septembre 1990.
- [6] **Elberg , S . , et Mathonnet , P .** Evacuation de la chaleur dissipée dans les équipements électroniques, Eyrolles , Paris, Edition 1978.
- [7] **M.tawk**,’’étude et réalisation d’un système de refroidissement pour l’électronique de puissance basé sur la mise en mouvement d’un fluide conducteur électrique ‘’, L’UNIVERSITE DE GRENOBLE, GRENOBLE.2006.
- [8] **S. Middleman**, modeling axisymmetric flows: dynamic of films,jets,and drops.san Diego :academic press,1995.
- [9] **M.vahabzadeh Bozorg et M. Siavachi**,’’Two-phase mixed convection heat transfer and entropy generation analysis of a non-Newtonian nanofluid inside a cavity with internal rotating heater and cooler’ ’international journal of Mechanical sciences,vol .151,p.842-857,févr.2019,doi :10.1016/j.ijmecsci.2018.12.036.
- [10] **T. Icoz et Y.Jaluria**. (2005) “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, vol 48 pp 831-847

- [11] **T. J. Young et K. Vafai.** "Convective Flow and Heat Transfer in a Channel Containing Multiple Heated Obstacles", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 41, no. 21, 1998, pp. 3279-3298.
- [12] **Hamouche et Bessaih.**'' Refroidissement a air des composants electroniques par convection mixte'',université montouri constantine ,2007
- [13] **S. El Alimi, J. Orfi et S. Ben Nasrallah.**'' effet la flottabilité sur le transfert de chaleur et de masse par la convection mixte dans les canaux horizontaux '', European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000 Barcelona, 11-14 September 2000 ECCOMAS.
- [14] **J. R. MAUGHAN and F. P. INCROPERA.**'' Experiments on mixed convection heat transfer for airflow in a horizontal and inclined channel'', Heat Transfer Laboratory, School of Mechanical Engineering, Purdue University, West Lafayette, IN 47907, U.S.A. (Received 7 August 1986 and in final form 6 November 1986).
- [15] **Y. Harnane et t R. Bessaih.**'' Etude numérique de l'écoulement de la convection mixte turbulente dans un canal vertical muni de blocs chauffés (Comparaison entre deux modèles de turbulence)'', Revue des Energies Renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi (2008) 165 – 174.
- [16] **S. Tzeng,** "Convective heat transfer in a rectangular channel filled with sintered Bronze Beads and periodically spaced heated blocks", ASME J. of Heat Transfer, Vol. 128, no. 5, pp. 453–464, 2006.
- [17] **S. Baskaya Æ U. Erturhan Æ M. Sivrioglu.**'' Experimental investigation of mixed convection from an array of discrete heat sources at the bottom of a horizontal channel'', Received: 5 July 2004 / Accepted: 22 March 2005 / Published online: 8 June 2005 Springer-Verlag 2005.
- [18] **Cebci. T, Bradshaw. P (1984),** *'physical and computational aspects of heat transfer'*, Springer-Verlag, New York.
- [19] **White. F.M (1991),** *'Viscous fluid flow'*, Second edition, McGraw-Hill, New York, Wiley.
- [20] **Bejan. A, (1993),** *'Heat Transfer'*, John Wiley & Sons, Inc. New York.
- [21] **Mohamed Ali, Fahd Alyousef (1998),** *'laminar mixed convection from a continuously moving vertical surface with suction or injection boundary'*, Int. J. heat and mass transfer, 33, pp. 301-306.

- [22] **Roche. P. E** (2001), ‘ *convection thermique turbulente en cellule de Rayleigh-Bénard*’, thèse de doctorat, université de Grenoble, France.
- [23] **Zeytounian. R. Kh, (2003)**, ‘*Joseph Boussinesq and his approximation: a contemporary view*’. Comptes Rendus Mécanique, Vol. 331, No. 8, p. 575-586.
- [24] **Popa Ioan. C, (2002),’** *modélisation Numerique du transfert thermique : methode des volumes finis*’, Universitaria Craiova.
- [25] **Versteeg, H. K et Malalasekera. W (1995)**, ‘*An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method*’, Longman Scientific and Technical, New York.
- [26] **Patankar. Suhas V, (1980)**, ‘*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*’, series in computational methods in mechanics and thermal sciences.
- [27] **F.kessi,M.yahiaoui,**’’refroidissement des composants électronique par convection forcé :simulation numérique’ ’université bouira ,2015.
- [28] **R.Bessaih. Juin 1994** “Effet thermique d’un craque mécanique dans un microprocesseur“, Thèse de Magister, Institut de Génie Mécanique, Université Mentouri-Constantine,
- [29] **Desrayaud. G et Lauriat. G, (2009)**, Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.48, pp. 2036-2045.
- [30] **Dhiman A. K, Chhabra R. P et Eswaren V, (2008)**, Steady mixed convection across a confined square cylinder, International Communication in Heat and Mass Transfer vol. 35, pp. 47-55

Résumé

Étude numérique du refroidissement des composants électroniques

Une étude d'un écoulement d'air et le transfert de chaleur dans un canal rectangulaire vertical avec des sources de chaleur discrètes (composants électroniques) sur l'une des parois a été étudiée numériquement. Les équations gouvernantes sont résolues par la méthode des volumes finis, utilisant un code du calcul destiné pour des simulations numériques des fluides. L'analyse sur l'effet de la longueur des sources de chaleurs ' b ' ($b=4xH$, H et $2.H$), l'effet de la vitesse de l'écoulement d'air (le nombre de Reynolds ' Re ') et l'effet de l'intensité de chaleur (le nombre de Grashof ' Gr ') ont été présentés. Les résultats sont représentés se forme des profils et des contours pour les deux composantes la vitesse et la température et par l'évolution du nombre de Nusselt.

D'une manière générale, les résultats ont révélé que la structure d'écoulement, la distribution de la température, les épaisseurs des couches limites thermique et dynamique ainsi que le transfert de chaleur (le nombre de Nusselt) sont fortement dépendants de la longueur des sources de chaleur, de nombre des sources de chaleur, de nombre de Reynolds et de nombre de Grashof

Mots-clefs : Convection Mixte, composants électroniques, canal vertical, Méthode des volumes finis

Abstract

Numerical study of the cooling of electronic components

A study of airflow and heat transfer in a vertical rectangular channel with discrete heat sources (electronic components) on one of the walls has been studied numerically. The governing equations are solved by the finite volume method, using a computational code designed for numerical fluid simulations. The analysis on the effect of the length of the heat sources ' b ' ($b=4xH$, H and $2.H$), the effect of the air flow velocity (Reynolds number ' Re ') and the effect of the heat intensity (Grashof number ' Gr ') have been presented. The results are represented in the form of the profiles and contours for the two components velocity and temperature and by the evolution of the Nusselt number.

In general, the results revealed that the flow structure, temperature distribution, thermal and dynamic boundary layer thicknesses and heat transfer (Nusselt number) are strongly dependent on the heat source length, heat source number, Reynolds number and Grashof number.

Keywords: Mixed convection, electronic components, vertical channel, finite volume method

Résumé

Étude numérique du refroidissement des composants électroniques

Une étude d'un écoulement d'air et le transfert de chaleur dans un canal rectangulaire vertical avec des sources de chaleur discrètes (composants électroniques) sur l'une des parois a été étudiée numériquement. Les équations gouvernantes sont résolues par la méthode des volumes finis, utilisant un code du calcul destiné pour des simulations numériques des fluides. L'analyse sur l'effet de la longueur des sources de chaleurs ' b ' ($b=4xH$, H et $2.H$), l'effet de la vitesse de l'écoulement d'air (le nombre de Reynolds ' Re ') et l'effet de l'intensité de chaleur (le nombre de Grashof ' Gr ') ont été présentés. les résultats sont représentés se forme des profils et des contours pour les deux composantes la vitesse et la température et par l'évolution du nombre de Nusselt.

D'une manière générale, les résultats ont révélé que la structure d'écoulement, la distribution de la température, les épaisseurs des couches limites thermique et dynamique ainsi que le transfert de chaleur (le nombre de Nusselt) sont fortement dépendants de la longueur des sources de chaleur, de nombre des sources de chaleur, de nombre de Reynolds et de nombre de Grashof

Mots-clefs : Convection Mixte, composants électroniques, canal vertical, Méthode des volumes finis

Abstract

Numerical study of the cooling of electronic components

A study of airflow and heat transfer in a vertical rectangular channel with discrete heat sources (electronic components) on one of the walls has been studied numerically. The governing equations are solved by the finite volume method, using a computational code designed for numerical fluid simulations. The analysis on the effect of the length of the heat sources ' b ' ($b=4xH$, H and $2.H$), the effect of the air flow velocity (Reynolds number ' Re ') and the effect of the heat intensity (Grashof number ' Gr ') have been presented. The results are represented in the form of the profiles and contours for the two components velocity and temperature and by the evolution of the Nusselt number.

In general, the results revealed that the flow structure, temperature distribution, thermal and dynamic boundary layer thicknesses and heat transfer (Nusselt number) are strongly dependent on the heat source length, heat source number, Reynolds number and Grashof number.

Keywords: Mixed convection, electronic components, vertical channel, finite volume method