



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

UNIVERSITE DE BATNA
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE MECANIQUE

Thèse présentée pour obtenir le grade de Docteur en Sciences

Spécialité : MECANIQUE

Option : ENERGETIQUE

PAR

Ghazali MEBARKI

Maitre-assistant à l'Université de Batna

Thème

**ETUDE DU COUPLAGE THERMIQUE CONDUCTION-CONVECTION :
APPLICATION A LA DETERMINATION DU COEFFICIENT D'ECHANGE
SUR DES MICROSTRUCTURES**

Soutenu publiquement le 29 Avril 2014, devant le jury:

Président : Professeur Mohamed SI AMEUR- Université de Batna

Rapporteur : Professeur Samir RAHAL- Université de Batna

Examineurs : Professeur Zoubir NEMOUCHI- Université de Constantine

Professeur Noureddine MOUMMI- Université de Biskra

Docteur Abdelhafid BRIMA - Maître de conférences Université de Biskra

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

A mes parents

A ma défunte mère 'Zohra'

A ma femme et mes filles

A toute ma famille

Remerciements

Je tiens, en premier lieu, à remercier sincèrement mon Directeur de thèse et ami, le Professeur Samir RAHAL pour ses conseils et sa disponibilité durant toutes les étapes de réalisation de cette thèse. Ses encouragements étaient l'élan qui m'a permis de finir ce travail.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude au Dr. Mourad REBAY, Professeur à l'Université de Reims Champagne-Ardenne, qui m'a accueilli au sein du laboratoire LTM/GRESPI, et m'a permis de finir mes travaux.

Je tiens aussi à remercier le Professeur Mohammed SIAMEUR de l'université Hadj Lakhdar de Batna pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma soutenance, et les membres du jury, le professeur Zoubir NEMOUCHI de l'université Mentouri de Constantine, le professeur Noureddine MOUMMI et le Docteur Abdelhafid BRIMA de l'université Mohamed Khider de Biskra ainsi que le professeur Cherif BOUGRIOU de l'université Hadj Lakhdar de Batna, pour avoir accepté d'examiner mon travail de thèse.

Enfin, je remercie mes amis et collègues de l'université de Batna pour leur soutien ainsi que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Ghazali

Table des matières

Nomenclature.....	1
Introduction générale.....	3
Chapitre I : Couplage thermique conduction-convection	
I.1 Introduction.....	5
I.2 Importance du transfert couplé.....	5
I.3 Méthodes de résolution du transfert couplé.....	6
I.4 Etat de l'art du transfert de chaleur couplé.....	8
I.5 Coefficient d'échange de chaleur lors d'un transfert couplé.....	11
I.5.1 Intérêt de la mesure sans contact.....	12
I.5.2 Détermination du coefficient d'échange par la méthode impulsionnelle.....	13
I.6 Conclusion.....	14
Chapitre II : Détermination du coefficient d'échange sur une plaque plane	
II.1 Introduction.....	15
II.2 Synthèse bibliographique.....	15
II.3 Position du problème.....	18
II.4 Equations gouvernantes.....	19
II.5 Procédure de résolution.....	20
II.5.1 Etude du maillage.....	21
II.5.2 Validation.....	22
II.6 Résultats.....	23
II.6.1 Créneau sur la face arrière.....	23
II.6.2 Créneau sur la face avant.....	31
II.7 Conclusion.....	37
Chapitre III : Application à un dissipateur de chaleur à minicanaux monophasique	
III.1 Introduction.....	38
III.2 Refroidissement par dissipateurs de chaleur.....	38
III.3 Calcul du coefficient d'échange de chaleur dans un dissipateur.....	39
III.4 Synthèse bibliographique.....	40
III.5 Description du dissipateur de chaleur à minicanaux.....	47
III.6. Formulation mathématique.....	49
III.7 Procédure de calculs numériques.....	51

III.7. 1 Géométrie et maillage avec Gambit.....	51
III.7. 2 Calcul avec Fluent.....	52
III.5.1 Optimisation de la forme des zones d'entrée et de sortie du dissipateur.....	52
III.8 Dispositif expérimental.....	55
III.9 Validation.....	56
III.9.1 Pertes de charge.....	56
III.9.2 Températures.....	60
III.9.3 Coefficient d'échange.....	64
III.10 Résultats et interprétations.....	68
III.11 Conclusion.....	73
Chapitre IV : Application à un dissipateur de chaleur à minicanaux biphasique	
IV.1 Introduction.....	74
IV.2 Synthèse bibliographique.....	74
IV.3 Effet du couplage conduction-convection.....	81
IV.4 Modélisation des écoulements multiphasiques.....	82
IV.4.1 Description du modèle volume de fluide « VOF »	83
IV.4.2 Equations gouvernantes.....	84
IV.4.3 Méthodes d'interpolation près de l'interface.....	86
IV.4.4 Calcul de la tension superficielle.....	88
IV.5 Modélisation de l'évaporation.....	88
IV.6 Résultats et interprétations.....	91
IV.6.1 Procédure de calcul.....	91
IV.6.2 Validation.....	92
IV.6.3 Instabilités de l'écoulement.....	99
IV.6.4 Simulation de l'évaporation dans le dissipateur de chaleur à minicanaux.....	103
IV.7 Conclusion.....	110
Conclusion générale.....	111
Références bibliographiques.....	113

Nomenclature

Symboles Latin

h	Coefficient d'échange convectif,	W/m^2K
q	Densité de flux de chaleur,	W/m^2
u, v, w	Composantes du vecteur vitesse,	m/s
P	Pression,	Pa
F_v	Force volumique,	N
A	Aire de la surface,	m^2
E	Energie,	KJ
D	Diamètre du tube,	m
D_h	Diamètre hydraulique,	m
f	Coefficient de frottement,	--
F_{Fl}	Paramètre fluide-surface,	--
T	Température,	K
Bo	Nombre d'ébullition,	--
Co	Nombre de convection,	--
h_{lg}	Chaleur latente de vaporisation,	J/kg
Nu	Nombre de Nusselt,	--
Pr	Nombre de Prandtl,	--
Re	Nombre de Reynolds,	--
S_E	Terme source d'énergie,	$J/m^3 s$
$S_{F, i}$	Terme source de quantité de mouvement,	$kg/m^2 s^2$
S_M	Terme source de masse,	$kg/m^3 s$
t_{g-l}, t_{l-g}	Facteurs d'intensité du transfert de masse,	s^{-1}
x	Qualité massique de vapeur,	--
t	Temps,	s
t_c	Temps du créneau.	s

Symboles Grecs

α	Fraction volumique de vapeur,	--
μ	Viscosité dynamique du fluide,	$Pa s$
ρ	Masse volumique,	Kg/m^3
σ	Tension superficielle,	mN/m
λ	Conductivité thermique.	W/mK

Indices

b	Bulk (moyenne du mélange),
CBD	Ebullition Convective Dominante,
g	Gaz (vapeur),
g-l	Vapeur-liquide,
l	Liquide,
l-g	Liquide-vapeur,
f	Fluide,
Lo	Liquide seulement
m	Valeurs moyennes
NBD	Ebullition nucléée Dominante
sat	Saturation
TP	Biphasique
p	Paroi,
∞	Loin de la paroi,
Ext	Externe,
c	Convection,
s	Solide,
arr	Arrière,
av	Avant.

Introduction Générale

Le transfert de chaleur couplé ou conjugué désigne le processus impliquant l'interaction de la conduction dans un corps solide avec la convection dans le fluide qui l'entoure. Dans ce cas, la condition de continuité de la température et du flux de chaleur à l'interface solide-fluide doit être remplie. Les transferts de chaleur conjugués interviennent lors de processus tels que le refroidissement ou le réchauffement d'un solide par convection. Ils se produisent dans de nombreux dispositifs importants en ingénierie, tels que les échangeurs de chaleur, les aubes des turbines et les dissipateurs de chaleur à mini et microcanaux dans lesquels la conduction dans les parois solides des conduites est largement influencée par la convection dans le fluide qui s'écoule autour d'elles. Un autre problème utilisé comme cas typique du couplage thermique conduction-convection est celui de la plaque plane épaisse en contact sur une face avec un écoulement laminaire, et qui est soumise sur l'autre face à une condition adiabatique ou isotherme.

En raison des applications techniques importantes, l'analyse du transfert de chaleur couplé a fait l'objet de nombreuses recherches scientifiques jusqu'à présent. La littérature fournit quelques résultats de couplage fluide-solide en stationnaire et en instationnaire. L'étude des problèmes de couplages, largement rencontrés dans l'industrie, peut nécessiter l'utilisation d'un outil numérique capable de prédire l'évolution temporelle du champ de température avec une certaine précision. De nombreuses méthodes de couplage ont été élaborées au cours des dernières années. Les premières étaient dédiées aux simulations du refroidissement des aubes de turbines. Les principales difficultés liées aux méthodes de couplages résident dans les disparités des temps caractéristiques entre le fluide et le solide ainsi que le traitement spécial que nécessitent leurs interfaces.

Ce travail est consacré à l'étude du couplage thermique conduction-convection appliqué à la détermination du coefficient d'échange sur des microstructures. Ce dernier terme désigne des géométries miniaturisées dont la réduction des dimensions s'accompagne d'une diminution importante du poids et donc de la matière première et de l'énergie nécessaires à leur élaboration. La miniaturisation produit des structures ayant un rapport surface d'échange/volume très élevé. En conséquence, les phénomènes de surface prennent de l'importance relativement aux phénomènes volumiques à mesure que la taille d'un objet diminue. Cela permet de maximiser la surface d'échange liquide/solide dans un volume

réduit. Pour ce type de géométries, la distinction entre les minicanaux et les microcanaux n'est pas clairement établi dans la littérature. Certains chercheurs considèrent les conduites de diamètres hydrauliques compris entre 0.01 et 0.2 mm comme microcanaux, ceux entre 0.2 et 3 mm comme minicanaux, et les canaux de diamètres supérieurs à 3 mm comme canaux conventionnels [41]. Cependant, d'autres chercheurs préfèrent un diamètre de 1 mm comme démarcation entre les microcanaux et les minicanaux [42].

Le présent manuscrit comporte quatre chapitres, le premier est une brève présentation du phénomène de transfert de chaleur couplé. Son importance et ses mécanismes sont mis en évidence. Les différentes méthodes de résolution du transfert couplé sont également présentées. Les trois chapitres qui suivent sont des applications pour la détermination du coefficient d'échange lors du transfert de chaleur couplé. De ce fait, le deuxième chapitre a été consacré au cas de la plaque plane. Une technique non intrusive est utilisée pour déterminer le coefficient d'échange pour un écoulement instationnaire avec conditions aux limites variables dans le temps. Le troisième chapitre représente une importante application du transfert de chaleur couplé visant à améliorer le coefficient d'échange, il s'agit d'un dissipateur de chaleur à minicanaux destiné au refroidissement du fuseau lumineux du synchrotron Soleil de Paris (Classé le deuxième accélérateur de particules en Europe). Une étude d'optimisation a précédé sa réalisation et les tests qui s'ensuivent. Dans ce chapitre, le transfert de chaleur est monophasique. Par contre, dans le quatrième chapitre il est biphasique avec changement de phase. En effet, ce dernier phénomène améliore nettement le transfert de chaleur et par conséquent le coefficient d'échange thermique. Enfin, notons que chacune des trois applications a été validée en comparaison avec des résultats expérimentaux ou avec des corrélations empiriques existantes dans la littérature.

Chapitre I

Couplage thermique conduction-convection

I.1 Introduction

Cette partie du travail est une brève présentation du phénomène de transfert de chaleur couplé conduction-convection. L'importance ainsi que les mécanismes de ce type de transfert de chaleur dans différents domaines physiques sont mis en évidence, spécialement dans les géométries à faibles dimensions. Les méthodes de résolutions du transfert couplé (conjugué) sont également étudiées. Enfin, une synthèse bibliographique traduisant les différents résultats obtenus par les chercheurs dans ce domaine est présentée.

I.2 Importance du transfert couplé

Le terme transfert de chaleur couplé (ou conjugué) est utilisé pour décrire les processus qui impliquent des variations de températures au sein des solides et fluides, du fait de leur interaction thermique. Ainsi, l'analyse de ce type de transfert de chaleur nécessite un couplage entre la conduction dans le solide et la convection dans le fluide. Un exemple typique de ce type de transfert thermique est le chauffage ou le refroidissement d'un objet solide par l'écoulement d'un fluide dans lequel il est immergé. Dans ce cas, le fluide est couplé avec la paroi solide conductrice de chaleur d'épaisseur finie. La condition de continuité de la température et du flux de chaleur à l'interface solide-fluide doit être remplie (pas de saut de flux de chaleur ni de température à l'interface). Le transfert de chaleur couplé est impliqué dans de nombreuses applications telles que le refroidissement des composants électroniques, le film de refroidissement des aubes de turbines et le domaine nucléaire. (Kanna & Das [1]). Dans le domaine de l'ingénierie, le transfert de chaleur conjugué est d'une grande importance pour la conception des équipements. Si l'on prend les échangeurs de chaleur comme exemple, la conduction dans les parois solides des tubes est largement influencée par la convection dans le fluide qui s'écoule autour; alors l'analyse du transfert de chaleur conjugué instationnaire est importante pour leur contrôle lors du démarrage, de l'arrêt ou dans n'importe quel changement dans les conditions de fonctionnement.

Le transfert de chaleur dans les ailettes est un autre exemple de l'importance du transfert couplé, où la conduction dans l'ailette et la convection dans le fluide qui l'entoure doit être analysée simultanément pour obtenir des informations vitales pour la conception (Jilani & al. [2]). Le transfert de chaleur conjugué trouve encore une autre application très importante, dans l'élément combustible du réacteur nucléaire. Afin de maintenir la température maximale au sein de l'élément combustible en dessous de sa limite admissible, l'énergie libérée par la fission dans l'élément combustible est conduite vers sa surface latérale,

qui à son tour est dissipée à travers le liquide de refroidissement s'écoulant sur elle par convection. La connaissance de la distribution de température dans l'élément combustible est nécessaire pour la prédiction de ses performances, en particulier sa température la plus élevée et le taux d'évacuation de la chaleur. Ceci nécessite l'analyse détaillée du transfert de chaleur conjugué de l'élément combustible et du fluide de refroidissement (Ramis & al. [3]).

Dans les problèmes de transfert de chaleur par convection forcée dans les canaux de taille conventionnelle, la conduction thermique axiale dans les parois du conduit peut, en général, être négligée, car l'épaisseur de la paroi est habituellement très faible par rapport au diamètre hydraulique. Au contraire, dans la plupart des micro-dispositifs thermiques, l'aire de la section transversale de la paroi solide perpendiculaire au sens de l'écoulement est comparable à la section du canal où s'écoule le fluide. En conséquence, les effets de la conduction de chaleur dans les parois solides ne peuvent pas être ignorés (Nonino & al. [4]).

Il est aussi bien connu que, si dans le calcul des coefficients de transfert thermique par convection à partir de données expérimentales, les effets du transfert de chaleur couplé sont négligés, le nombre de Nusselt correspondant est, en général, sous-estimé (Liu & al. [5] et Celata & al. [6]). D'autre part, la conduction thermique axiale dans les parois représente l'un des facteurs qui peuvent provoquer des écarts, souvent rapportés dans la littérature scientifique, entre le transfert de chaleur dans les microcanaux et les corrélations valables pour les canaux de taille conventionnelle. Il est aussi connu que les effets de la conduction thermique axiale sont plus pertinents dans le cas des écoulements à faibles nombres de Reynolds (Herwig & Hausner [7]).

I.3 Méthodes de résolution du transfert couplé

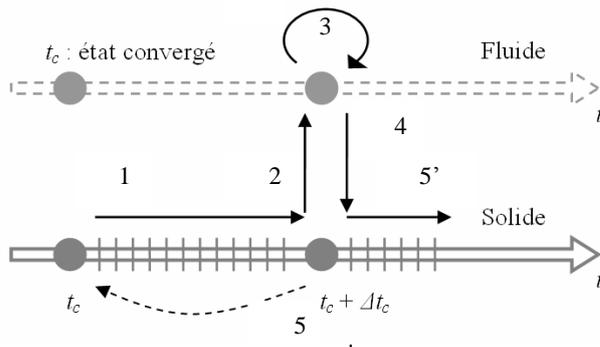
Le transfert thermique entre un corps solide et un fluide qui s'écoule à travers ce solide est un problème conjugué. Le transfert de chaleur dans le solide est gouverné par l'équation elliptique de Laplace ou par une équation différentielle parabolique. Tandis que le transfert de chaleur dans le fluide est gouverné par l'équation elliptique de Navier- Stokes ou par une équation de couche limite parabolique. Selon Dorfman [8], la solution d'un tel problème donne les distributions de la température et du flux de chaleur à l'interface solide-fluide, par conséquent le coefficient de transfert de chaleur peut être calculé en utilisant ces résultats. Le modèle couplé consiste à considérer l'équation de Navier-Stokes dans le domaine fluide et le couplage des équations de l'énergie dans le fluide et dans le solide à travers les conditions aux limites de l'interface solide-fluide. Le couplage entre fluide et solide se joue à leur interface, les conditions aux limites ont donc un rôle essentiel.

La formulation conjuguée correspond à une situation où le domaine de calcul est divisé en deux ou plusieurs sous-domaines, dans lesquelles les phénomènes étudiés sont décrits par différentes équations différentielles. Après avoir résolu le problème dans chaque sous-domaine considéré, ces solutions doivent être couplées (Dorfman [8]). Ce couplage est “fort”, en effet, il ne suffit pas de faire converger l’une des parties, puis la seconde pour obtenir la convergence globale, il faut que la résolution soit itérative. L’outil numérique est largement utilisé pour résoudre des problèmes de couplage complexes, en calculant le fluide et le solide par séparation en domaines de calcul. Il s’agit d’un couplage numérique, qui peut être obtenu de deux manières (Radenac [9]) à savoir :

1- Un code unique de dynamique des fluides (CFD) calculant l’ensemble solide-fluide : Des domaines sont établis et l’intégration se fait en tenant compte de leur particularité et en établissant des conditions de raccordement de ces domaines. Il s’agit d’une méthode précise mais coûteuse car l’intégration est faite avec la résolution temporelle du fluide (courte) sur la durée nécessaire à l’évolution du matériau (longue). La procédure est basée sur une méthode numérique permettant de prendre en compte la différence d’échelle de temps, l’algorithme est constitué par des couplages à des fréquences caractéristiques du milieu solide, ce qui conduit à représenter le fluide par une suite d’états stationnaires. En revanche, on s’intéresse toujours à l’évolution du régime transitoire au sein du solide. L’égalité des températures ($T_f = T_s$) et des flux thermiques ($q_f = q_s$) à l’interface fluide-solide est assurée à chaque instant de couplage. Ces équilibres peuvent se combiner, via l’introduction d’un coefficient de transfert de chaleur numérique h_f , pour donner une condition d’équilibre plus générale et plus performante, celle de Fourier ($q_f + h_f T_f = q_s + h_f T_s$) (Errera & al. [10]).

Partant d’un instant t_c pour lequel l’état global fluide-solide est convergé (figure I.1), la convergence est atteinte dans le fluide et dans le solide et les équilibres à l’interface énoncés précédemment sont vérifiés. La première étape consiste à réaliser le calcul transitoire dans le solide pour se rendre au pas de temps de couplage $t_c + \Delta t_c$ suivant. Les valeurs de la température à la paroi du solide (calculées à partir de l’équation de la chaleur) sont ensuite envoyées au fluide où les équations de mouvement et d’énergie sont résolues jusqu’à l’obtention d’un état stationnaire réactualisé. Puis les résultats des coefficients d’échange et du flux thermique sont transmis au solide.

Les états du fluide et du solide (températures ou flux) sont alors comparés à l’interface. Tant que le critère de convergence n’est pas respecté, ce cycle est répété (il s’agit d’une itération de couplage). Une fois le critère de convergence atteint, le calcul passe au pas de temps de couplage suivant.



- 1- Calcul instationnaire dans le solide.
 - 2- Le solide envoie T_s au fluide.
 - 3- Calcul stationnaire dans le fluide.
 - 4- Le fluide envoie (h_f, q_f) au solide.
- Comparaison entre les résultats solides et fluides à l'interface (critère de convergence).
- 5- Procédure itérative pour atteindre la convergence.
 - 5'- Passage au pas de temps de couplage suivant, lorsque le critère de convergence est atteint

Figure I.1 : Technique de couplage thermique à code de calcul unique [10].

2- La méthode du couplage de codes (Thakur & Wright [11]) : Un code de dynamique des fluides calcule le domaine fluide tandis qu'un code de conduction intègre le domaine solide. Les conditions aux limites sont calculées de façon à raccorder convenablement les domaines. Cette méthode offre plus de souplesse et permet d'utiliser la richesse de chacun des outils développés pour des métiers différents. Les deux codes (l'un pour le fluide et l'autre pour le solide) peuvent utiliser des méthodes numériques différentes (par exemple: éléments finis pour le solide et volumes finis ou différences finies pour le fluide).

D'un point de vue couplage, ces deux méthodes, sont très proches. Il s'agit concrètement à chaque fois, de faire des intégrations des zones fluide et solide et de déterminer des conditions de raccord entre ces zones (qui, dans le deuxième cas, s'avèrent être de vraies conditions aux limites). Les principales difficultés liées aux méthodes de couplage résident dans les écarts des temps caractéristiques entre le fluide et le solide ainsi que le traitement spécial que nécessitent leurs interfaces.

I.4 Etat de l'art du transfert de chaleur couplé

En raison des applications techniques importantes (échangeurs de chaleur, aubes des turbines, dissipateurs de chaleur à mini et microcanaux), l'analyse du transfert de chaleur couplé dans des éléments cylindriques et rectangulaires a fait l'objet de nombreuses recherches scientifiques jusqu'à présent. La littérature fournit quelques résultats de couplage fluide-solide en stationnaire et en instationnaire:

L'expression *transfert de chaleur conjugué* a été utilisée pour la première fois par Perelman [12] pour décrire le transfert de chaleur entre une plaque plane semi-infinie chauffée intérieurement et un fluide en écoulement laminaire. Perelman a analysé le couplage du

transfert de chaleur par convection forcée dans un écoulement de couche limite avec la conduction thermique bidimensionnelle.

Jang & al. [13] ont étudié numériquement et expérimentalement, le transfert de chaleur transitoire tridimensionnel avec prise en compte du transfert de chaleur conjugué par convection dans le champ d'écoulement et de la conduction de la chaleur dans un dispositif de refroidissement. Ils ont obtenu une corrélation du Nusselt moyen et du coefficient de frottement qui prennent en compte ce transfert de chaleur couplé.

Pozzi & al. [14] ont proposé une solution auto-similaire exacte du champ thermique pour un écoulement d'un fluide accéléré impulsivement sur une plaque plane d'épaisseur infinie. Le champ thermique est calculé à la fois dans le liquide et dans le solide pour une température et un flux de chaleur inconnus à l'interface solide-fluide (transfert conjugué). Les résultats montrent que, les effets du couplage jouent un rôle important et que les expressions très simples proposées pour la température et le flux de chaleur à l'interface peuvent être utilisées dans des cas plus généraux où l'approximation d'épaisseur infinie peut être appliquée.

Ramis & al. [3] présentent une étude comparative de la génération d'énergie volumétrique uniforme et non uniforme, dans un élément de combustible nucléaire rectangulaire. Les équations gouvernantes dans le domaine fluide sont résolues simultanément avec l'équation d'énergie dans le domaine solide en satisfaisant la condition de continuité de la température et du flux de chaleur à l'interface solide-fluide. Il a été constaté que quelque soit la production totale d'énergie à l'intérieur de l'élément combustible, ce dernier engendre un taux de dissipation d'énergie beaucoup plus élevé à partir de la surface de l'élément combustible.

Nonino & al. [4] ont analysé les effets de la conduction thermique axiale dans les parois solides de microcanaux de section circulaires. La fiabilité du critère basé sur le nombre de la conduction axiale, qui permet d'évaluer la pertinence de la conduction thermique axiale est également discutée. Les influences de la conductivité thermique de la paroi, de son épaisseur, des effets d'entrée et des pertes de chaleur à travers les sections d'extrémité des parois des microcanaux ont été aussi étudiés. L'étude a montré l'importance de la conduction thermique axiale dans la paroi du tube par rapport au transfert de chaleur par convection dans le fluide.

Dans leur article, Barletta & al. [15] ont étudié le problème du transfert de chaleur conjugué dans un canal à parois parallèles. La convection forcée laminaire et stationnaire est étudiée, avec une condition aux limites donnée par une répartition de la température sur la face extérieure de la paroi du canal, qui subit un changement sinusoïdal longitudinal. Le champ de température dans la paroi solide et dans le fluide, ainsi que le nombre de Nusselt local et moyen, sont déterminés analytiquement et numériquement. Les résultats montrent que le

nombre de Nusselt moyen dans une période longitudinale est affecté par des singularités. En effet, pour chaque période longitudinale il existe deux positions axiales où la température moyenne du fluide et celle de l'interface solide-fluide prend la même valeur.

Bilgen [16] présente une étude numérique et expérimentale du transfert de chaleur conjugué par conduction et convection naturelle sur une paroi verticale chauffée. Les équations de masse, du moment et de l'énergie sont résolues par la méthode des volumes finis. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt est une fonction "forte" du nombre de Rayleigh et de l'épaisseur de la paroi. L'effet de la conduction sur la convection naturelle n'est pas négligeable et il peut être de 40 % pour les parois minces à 12 % pour les parois épaisses.

Dans leur recherche, Al-Zaharna & al. [17] présentent une étude de l'écoulement laminaire complètement développé à travers une conduite circulaire. A cause de leur importance dans les applications d'ingénierie, les contraintes thermiques développées dans la conduite, dues au transfert de chaleur conjugué sont analysées. Les auteurs montrent qu'un gradient de température extrêmement élevée se produit à l'interface solide-fluide à cause du développement d'un coefficient de transfert de chaleur élevé à l'interface. Les contraintes radiales diminuent à mesure que la longueur augmente dans la direction axiale. Ceci parce que le transfert de chaleur par convection réduit la température de l'interface solide-fluide à l'entrée du tuyau et, par conséquent, la conduction dans le solide s'accélère entraînant un gradient de température élevé dans la direction radiale au niveau de l'entrée.

Pozzi & al. [18] donnent dans leur travail une solution exacte du problème de transfert de chaleur conjugué instationnaire d'un écoulement en provenance d'un canal bidimensionnel avec des parois épaisses. Le champ thermique dans le fluide est couplé avec le champ thermique dans le solide. La température et le flux de chaleur à l'interface solide-liquide sont analysés en fonction du temps et des paramètres sans dimension qui régissent le problème. Des expressions très simples du comportement initial et asymptotique de la température et du flux de chaleur de l'interface ont été obtenues. Ils sont en parfait accord avec la solution exacte et peuvent être utilisés pour quantifier rapidement les effets conjugués d'une large gamme de problèmes.

Bilir [19] a étudié le transfert de chaleur conjugué dans une conduite pour un écoulement laminaire thermiquement développé. La conduction radiale et axiale dans la paroi solide ainsi que dans le fluide est prise en considération. Il a démontré que l'influence de la conduction dans la paroi solide sur le transfert de chaleur pour certains paramètres est très importante.

Knupp & al. [20] ont développé et validé une approche analytique pour les problèmes de transfert de chaleur conjugués conduction-convection, en proposant une formulation de

domaine unique pour modéliser à la fois, les régions de l'écoulement du fluide et de la paroi du canal. En utilisant des coefficients représentés comme des fonctions spatiales variables, avec des transitions brusques qui se produisent à l'interface fluide-paroi. Un excellent accord entre les solutions exactes et approchées a été obtenu, démontrant la faisabilité de l'approche générale proposée.

Juncu [21] a utilisé des méthodes numériques pour étudier le transfert de chaleur et de masse conjugué instationnaire sur une plaque plane finie, soumise à une convection forcée. L'écoulement du fluide visqueux et incompressible sur la plaque plane a été considéré comme stationnaire, laminaire et à incidence nulle. Les résultats de la recherche montrent que pour des valeurs données du rapport d'aspect et du nombre de Prandtl, l'influence de la conductivité et de la capacité thermique sur le transfert de chaleur conjugué est similaire à celle rencontrée pour un cylindre et une sphère.

Ates & al. [22] ont étudié numériquement le transfert de chaleur conjugué transitoire dans une conduite à parois épaisses pour un écoulement laminaire thermiquement développé, impliquant la conduction bidimensionnelle dans la paroi et la conduction axiale dans le fluide. Les auteurs ont montré qu'en raison de la conduction axiale, à la fois dans la paroi et sur les côtés du fluide, la chaleur pénètre vers l'arrière dans la région en amont, ce qui entraîne le préchauffage du fluide. Des valeurs maximales figurent dans la distribution du flux de chaleur à l'interface, parce que la conduction radiale dans la paroi dépasse la convection. Les effets du couplage à la paroi et de la conduction axiale dans le fluide sont plus marquants sur les caractéristiques du transfert de chaleur.

I.5 Coefficient d'échange de chaleur lors d'un transfert couplé

Le coefficient d'échange de chaleur est un flux thermique au travers d'une surface d'échange. Il permet de calculer l'intensité de l'énergie échangée par unité de surface et par unité de temps en fonction de la différence de température de part et d'autre de la surface d'échange. C'est un terme important dans l'équation d'un transfert thermique et permet d'indiquer la facilité avec laquelle l'énergie thermique passe au travers de la surface d'échange. Il dépend de la nature du fluide, de sa température ainsi que du type d'écoulement.

L'évaluation du coefficient d'échange dans un transfert de chaleur couplé entre une paroi et un écoulement s'avère nécessaire pour la maîtrise et le dimensionnement des systèmes thermiques utilisés dans les procédés énergétiques. En général, la détermination du coefficient d'échange passe par la mesure de la température et du flux à l'interface paroi-fluide. Les méthodes de mesure par contact requièrent une instrumentation qui a l'avantage

d'être facile à mettre en œuvre et relativement bon marché. Néanmoins, la mise en contact du matériau d'épreuve avec le capteur entraîne deux types de problèmes. Les contacts n'étant jamais parfaits, ils font apparaître autant de résistances thermiques qu'il y a d'interfaces (lorsque la sonde est séparée de la source de chaleur, des résistances s'ajoutent encore). Par ailleurs, chacun des éléments du capteur amené en contact avec le matériau a sa propre capacité thermique, qui, bien que l'on s'efforce de la rendre la plus faible possible, vient inévitablement perturber l'évolution de la température locale. Ce caractère intrusif apporte donc plusieurs inconnues thermiques supplémentaires (Krapez [23]).

Si la capacité thermique d'un capteur englobant source et détection peut être déterminée une fois pour toutes en effectuant une mesure sur un matériau de propriétés thermiques connues, il n'en est pas de même pour les résistances d'interface car celles-ci dépendent de la qualité des contacts (conformité des surfaces en regard aux différentes échelles, rugosité, pression exercée, propriétés mécaniques des matériaux, ...) et ne sont, par conséquent, guère reproductibles (Krapez [23]).

I.5.1 Intérêt de la mesure sans contact

Une technique de mesure sans contact éliminerait les difficultés liées à l'implantation des instruments de mesures. Elle devrait permettre par ailleurs de caractériser les matériaux à des niveaux de température inaccessibles avec les méthodes par contact. Fondées sur un apport d'énergie électromagnétique, les méthodes photothermiques sont donc susceptibles d'aller dans ce sens. Leur principe est de soumettre l'éprouvette à une excitation radiative, celle-ci pouvant être obtenue par divers moyens (tube à éclat, laser, lampe halogène, panneau radiant, voire rayonnement solaire) et de suivre l'évolution de la température de sa surface ou d'une grandeur qui lui est liée. Un détecteur infrarouge IR est utilisé pour enregistrer les variations de la luminance infrarouge partant de la surface du matériau chauffé. Une cartographie de la température peut être obtenue en utilisant une caméra infrarouge, ceci est illustré sur la figure I.2.

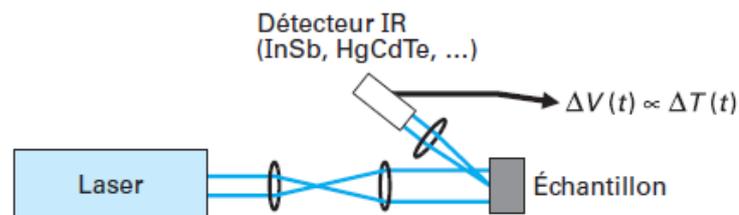


Figure I.2 : Schéma d'un montage de caractérisation par radiométrie photothermique infrarouge [23].

I.5.2 Détermination du coefficient d'échange par la méthode impulsionnelle

La méthode photothermique impulsionnelle est une technique de mesure non intrusive, qui consiste à envoyer une impulsion d'énergie sur la paroi et à enregistrer l'évolution temporelle de la température surfacique au moyen d'un détecteur de chaleur infrarouge (Rebay & al. [24]). Cette méthode a été introduite par Balageas et al. [25] pour déterminer les caractéristiques thermophysiques des matériaux, et notamment la diffusivité thermique. Elle a été ensuite étendue pour évaluer les coefficients d'échange sur une paroi soumise à un régime convectif (Crowther & Padet [26]). L'impulsion d'énergie est réalisée soit par un moyen optique (laser, lampes, ...) soit par un moyen électrique (décharge d'un condensateur par exemple), et le relevé des températures est assuré par une mesure radiométrique (détecteur infrarouge ou caméra de thermographie infrarouge).

Le coefficient d'échange convectif se calcule par le biais du flux à l'interface, qui dépendra lui-même des couches limites dynamiques et thermiques (celle-ci étant liées). En régime instationnaire, la valeur de (h) évolue donc suivant deux paramètres principaux :

- 1- Le temps : les couches limites prennent un certain temps pour s'établir pendant lequel, il y a de fortes perturbations thermiques au niveau de la paroi.
- 2- L'axe de l'écoulement : le coefficient d'échange est stable et constant seulement lorsque les écoulements sont en régime établi, à une distance supérieure à la longueur d'établissement thermique.

En régime permanent, le coefficient d'échange convectif est usuellement défini par la loi de Newton :

$$q_p = h_c (T_p - T_f) \quad (\text{I.1})$$

avec

h_c : coefficient d'échange par convection ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}$),

T_p : température de la paroi (K),

T_f : température caractéristique (de référence) du fluide (K),

q_p : densité de flux de chaleur traversant la paroi (W/m^2).

Un paramètre auxiliaire est introduit, il est équivalent à une conductance thermique et on considère que le transfert de chaleur entre le fluide et la paroi s'opère à travers un film de résistance thermique $R_t = \frac{1}{h_c}$. (Modèle conductif de la convection)

En régime instationnaire, on peut toujours, à chaque instant, mesurer un écart de température ($T_p - T_f$)(t) en deux endroits et une densité de flux q_p (t) traversant une surface donnée.

Leur rapport $\frac{(T_p - T_f)(t)}{q_p(t)}$ aura la dimension d'une résistance thermique ou de l'inverse d'un coefficient d'échange. Ce terme devra, pour présenter un intérêt, subir peu de variations en fonction du temps (Degiovanni [27]). D'après Degiovanni [27] nous pouvons écrire :

$$q_p(t) = h(t)(T_p - T_f)(t) \quad (\text{I.2})$$

Le coefficient de convection peut s'écrire sous la forme :

$$h_c(t) = h_{c0} f(t) \quad (\text{I.3})$$

h_{c0} est le coefficient de convection des régimes permanents initial et final, c'est-à-dire avant et après l'envoi de l'impulsion d'énergie sur la paroi. La fonction $f(t)$ est déduite du problème de couche limite laminaire en régime transitoire avec une impulsion de flux à la paroi d'un écoulement externe [28].

I.6 Conclusion

Le phénomène de transfert de chaleur couplé conduction-convection aux interfaces fluide solide à été mis en évidence. L'étude à été accentuée sur son importance dans les géométries à faible dimensions tels que les micro et minicanaux. Les études bibliographiques ont montré que la prise en compte du transfert couplé donne des résultats plus réalistes et que l'influence de la conduction dans la paroi solide sur le transfert de chaleur est très importante. Enfin, les études bibliographiques ont également montré que, les effets du couplage thermique à la paroi et de la conduction axiale dans le fluide ont plus d'influences sur les caractéristiques du transfert de chaleur.

Chapitre II

Détermination du coefficient d'échange sur une plaque plane

II.1 Introduction

L'un des exemples les plus traités par les chercheurs concernant le transfert de chaleur impliquant le couplage conduction-convection a été la plaque plane d'épaisseur non négligeable. Le transfert de chaleur couplé en régime transitoire se rencontre fréquemment dans diverses applications pratiques. Sa compréhension est primordiale aussi bien pour les besoins de la métrologie thermique que pour le dimensionnement des systèmes thermiques dans de nombreux domaines tels que le refroidissement des composants électroniques et les échangeurs de chaleur.

Ce type de problème sera donc la première application qui sera traité dans ce travail. Pour une plaque plane d'épaisseur négligeable, le transfert de chaleur par conduction au sein de la paroi n'est pas pris en compte. Puisque dans ce cas, les conditions aux limites appliquées sur la surface de la paroi, sont transférées à l'interface solide-fluide, et la résistance thermique du solide est supposée négligeable. Dans le cas d'une plaque plane d'épaisseur non négligeable, cette simplification n'est plus valable. La condition de couplage doit donc être appliquée à l'interface solide-fluide.

II.2 Synthèse bibliographique

Le cas d'une plaque plane en convection forcée a été l'un des plus abordés dans la littérature traitant des problèmes thermo-convectifs. Le souci principal dans ces études était la détermination du coefficient d'échange à l'interface et, plus précisément, le coefficient d'échange transitoire. Nous présentons ici quelques études concernant ce type de problèmes.

Harris & al. [29] ont examiné la convection forcée transitoire sur une plaque plane semi-infinie, située dans un fluide qui se déplace avec une vitesse constante parallèlement à la plaque. Le fluide et la plaque sont initialement à une température constante et le régime transitoire est déclenché lorsque le flux de chaleur à la plaque est soudainement changé de zéro à une valeur constante. Les résultats montrent qu'une augmentation de la valeur du nombre de Prandtl se traduit par, une augmentation du temps nécessaire pour atteindre la solution stationnaire, une diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique et, par conséquent, une diminution de la température de la plaque en régime permanent.

Polidori & al. [30] ont exposé une étude numérique détaillée du transfert de chaleur par convection forcée laminaire sur une plaque plane, lorsque sa paroi est soumise à des variations spatiales arbitraires du flux de chaleur. Les équations régissant la couche limite ont été résolues en utilisant l'approche intégrale de Karman-Pohlhausen pour une large gamme

du nombre de Prandtl. Ils ont présenté les évolutions du coefficient d'échange convectif dues aux changements des conditions à la paroi et ont proposé une relation permettant d'obtenir une évaluation de la durée transitoire appropriée.

Lachi & al. [31] ont présenté un modèle mathématique pour la convection forcée instationnaire lors d'un écoulement laminaire sur une plaque plane d'épaisseur négligeable avec une densité de flux de chaleur variable dans le temps. L'approche de modélisation est basée sur deux méthodes: la méthode intégrale de Karman-Pohlhausen utilisant des polynômes d'ordre 4 pour les profils de vitesse et de température dans les couches limites, et la méthode différentielle avec une solution de similarité. Ce travail a apporté de nouvelles perspectives dans la modélisation de la convection instationnaire.

Rebay & al. [32] ont étudié, par l'extension de la méthode différentielle, le transfert de chaleur par convection forcée instationnaire sur une plaque plane lorsque la pression le long de la direction de l'écoulement n'est pas constante. La plaque est soumise à sa surface à un changement brusque de la densité de flux de chaleur. Les effets du nombre de Prandtl et de la valeur du paramètre du gradient de pression sur le champ de température et sur le nombre de Stanton local ont été étudiés. Les résultats montrent que la conduction est le mode d'échange de chaleur dominant au début du processus de transfert de chaleur. Pour des temps importants, les profils se développent étape par étape pour arriver finalement à une solution stationnaire stable dans laquelle la température de surface est aussi élevée que le nombre de Prandtl est faible. L'augmentation des gradients de pression fait diminuer la température de la surface, et donc de l'épaisseur de la couche limite. Les dépendances des comportements transitoires de la pression et du nombre de Prandtl sont constatées à partir des évolutions dans le temps du profil de température, du nombre de Stanton et de la durée du processus instationnaire.

L'article de Cossali [33] présente une étude de la convection forcée périodique lors d'un écoulement à couche limite laminaire sur une plaque plane semi-infinie imperméable, due à la variation périodique du flux de chaleur à la paroi. La transformée de Fourier a permis d'obtenir une fonction de transfert pour la couche limite, qui contient toutes les informations à propos de la relation entre le flux de chaleur et la température de la paroi. Cette approche peut se révéler d'une utilité pratique lorsqu'il s'agit de problèmes où le flux de chaleur varie avec le temps suivant une loi arbitraire, car, la fonction de transfert permettra de simplifier l'analyse et les prévisions. L'effet du chauffage périodique sur la valeur du coefficient de transfert de chaleur moyen est analysé et il s'avère important pour les fluctuations de fréquence relativement élevée du flux de chaleur imposé.

Rebay & al. [34] ont étudié le refroidissement par convection forcée d'une microstructure électronique montée sur la surface d'une plaque plane, chauffée uniformément avec un flux de chaleur constant avec prise en considération de la conduction axiale. Les profils de température et les nombres de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds sont tracés à plusieurs endroits de la microstructure. Les résultats seront utilisés comme base de référence pour les situations les plus complexes du refroidissement électronique.

Naveira & al. [35] ont employé la technique de transformation intégrale généralisée, dans la solution hybride numérique-analytique de la convection forcée laminaire transitoire sur des plaques planes, soumises à des variations temporaires arbitraires du flux de chaleur appliqué en bas de la paroi. Le système d'équations aux dérivées partielles couplées résultant est résolu numériquement. Les solutions numériques pour la température à la paroi et le coefficient de transfert de chaleur montrent que cette méthode est robuste et précise, et assez souple pour être utilisée dans diverses conditions aux limites et configurations géométriques possibles.

Grine & al. [36] ont présenté des modèles analytiques permettant d'identifier la distribution de température transitoire dans une plaque plane. Un flux de chaleur de type créneau d'une durée donnée est imposé à l'une des faces de la plaque tandis que l'autre face est exposée à un transfert de chaleur par convection. La méthode théorique est originale car elle utilise les fonctions de Green pour déterminer les solutions analytiques de l'équation de propagation de la chaleur dans la plaque au cours des phases de chauffage et de relaxation. Ces solutions analytiques permettent d'identifier la répartition de la température ainsi que le flux de chaleur à la paroi en fonction du temps. Les résultats de ces travaux peuvent être utiles pendant l'identification des paramètres tels que la conductivité thermique ou la diffusivité thermique de la plaque, ou lors de l'identification des conditions aux limites (flux de chauffage ou coefficient d'échange par convection) en procédés industriels utilisant ce type de systèmes.

Naveira & al [37] ont utilisé une solution hybride numérique-analytique pour la convection forcée laminaire transitoire sur une plaque plane d'épaisseur non négligeable, soumise à des variations temporaires arbitraires du flux de chaleur appliquée à l'interface fluide-solide. Les résultats montrent que la solution hybride est précise et robuste du point de vue numérique.

Mladin & al. [38] ont modélisé la couche limite thermique instationnaire se développant le long d'une plaque plane d'épaisseur finie sous une variation de température sur sa face supérieure. Deux approches mathématiques ont été utilisées: la méthode intégrale basée sur la méthodologie de Karman-Polhausen et le système d'équations de Navier-Stokes, résolu numériquement avec FLUENT. Les résultats sont exprimés en termes d'un facteur de déviation, défini comme le rapport entre le flux de chaleur instantané associé à une plaque

d'épaisseur finie et le flux de chaleur instantané associé à une plaque d'épaisseur nulle. Les deux méthodes ont été validées pour un régime stationnaire et une plaque d'épaisseur nulle, en comparaison avec des solutions fréquemment rapportés dans la littérature. Les résultats numériques montrent que les deux méthodes sont en accord avec un écart de 5 % pour l'état stationnaire et de 2.6 % pour le régime transitoires.

II.3 Position du problème

L'objectif de cette première partie de notre travail est la détermination du coefficient d'échange de chaleur (h) caractérisant la dynamique du transfert thermique couplé conduction-convection en régime transitoire sur une plaque plane ayant une épaisseur non négligeable. Le problème étudié consiste en une plaque plane chauffée sur l'une de ses faces par un créneau de flux de durée finie. Un écoulement d'air de refroidissement étant appliqué sur la face avant de la plaque. Deux situations sont considérées: un créneau de flux de chaleur sur la face avant (du même côté que l'écoulement) et un créneau sur la face arrière de la plaque. La plaque est initialement à la même température que l'air. Une fois que « l'onde » thermique, provoquée sur la face arrière de la plaque, arrive à l'interface solide-fluide, la couche limite thermique commence à se développer dans le temps. L'évolution temporaire du champ de température dans le solide et le fluide est donc déduite. C'est un problème instationnaire avec des conditions aux limites variables dans le temps.

Les résultats permettront d'optimiser la technique de mesure du coefficient d'échange par la méthode impulsionnelle. Cette méthode consistant à imposer un créneau de flux de chaleur sur une paroi et à calculer, par une méthode inverse, le coefficient d'échange de chaleur à partir de l'évolution temporelle de la température surfacique (thermogramme). La mesure du coefficient d'échange étant basée sur l'introduction dans le modèle inverse d'une fonction qui représente l'évolution théorique de ce coefficient suite à l'excitation énergétique. Cette fonction est déduite de l'étude numérique menée dans ce travail. Le coefficient d'échange est évalué en fonction du type de matériau de la plaque, de son épaisseur et de la forme de la densité de flux appliquée sur la face arrière et avant. Pour cela il faut à chaque instant, déterminer les profils de températures dans la plaque solide et dans le fluide pour plusieurs positions (x), les densités de flux et le coefficient d'échange à l'interface.

Considérons un écoulement externe d'air sur la face supérieure d'une plaque plane d'épaisseur (E) et de longueur (L) (Figure II.1). Initialement, la paroi est à la même température que le fluide. On suppose que la paroi solide est isolée thermiquement à ses extrémités ($x = 0$ et $x = L$). Les propriétés thermophysiques du fluide sont supposées

constantes et la dissipation visqueuse est supposée négligeable. A un instant donné $t = 0$, la face arrière (ou la face avant) de la plaque est soumise à un créneau de flux de chaleur variable dans le temps q_p , pendant une durée t_c . Après cette durée une condition de convection libre avec un coefficient d'échange h_{arr} est imposée sur la face arrière.

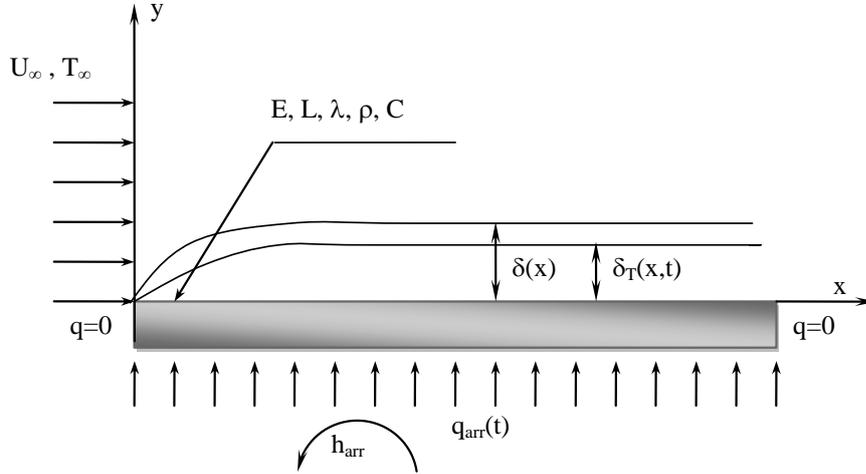


Figure II.1 : Plaque plane horizontale soumise à un créneau de flux sur sa face arrière.

II.4 Equations gouvernantes

Au début du processus, « l'onde » thermique provoquée à la surface arrière de la plaque se propage dans le solide, elle atteint la face avant en contact avec le fluide en écoulement après une certaine durée. A partir de cet instant une couche limite thermique, d'épaisseur $\delta_T(x, t)$, se développe dans le fluide. Ainsi, la distribution des vitesses peut être considérée comme étant indépendante des changements du profil de température dans le temps. Donc, l'écoulement fluide est considéré stationnaire, mais le transfert de chaleur est instationnaire. Les équations bidimensionnelles de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont données par [32], [34]:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} + v \frac{\partial T_f}{\partial y} = \alpha_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.3})$$

Les conditions aux limites utilisées pour la température sont :

$$\text{A l'entrée, en } x = 0 : \quad T_f(0, y, t) = T_\infty \quad (\text{II.3a})$$

$$\text{Loin de la paroi, en } y = \infty : \quad T_f(x, \infty, t) = T_\infty \quad (\text{II.3b})$$

L'équation régissant la conduction en régime instationnaire inhérent à l'application du flux sur la face arrière de la plaque est :

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = \alpha_p \cdot \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.4})$$

Les conditions initiale et aux limites qui lui sont associées sont :

$$\text{à } t = 0 : \quad T_p(x, y, 0) = T_\infty \quad (\text{II.4a})$$

$$\text{Créneau de flux en } y = -E : \quad -\lambda_p \left(\frac{\partial T_p(x, -E, t)}{\partial y} \right) = \begin{cases} q_p(t) & 0 \leq t \leq t_c \\ h_{arr}(T_p - T_\infty) & t \geq t_c \end{cases} \quad (\text{II.4b})$$

$$\text{Flux nul en } x = 0 \text{ et } x = L : \quad \left(\frac{\partial T_p(0, y, t)}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial T_p(L, y, t)}{\partial y} \right) = 0 \quad (\text{II.4c})$$

Le couplage conduction-convection est assuré par l'égalité des températures et des flux à l'interface fluide-solide ($y = 0$) :

$$\begin{cases} T_f(x, 0, t) = T_p(x, 0, t) \\ -\lambda_f \left(\frac{\partial T_f(x, 0, t)}{\partial y} \right) = -\lambda_p \left(\frac{\partial T_p(x, 0, t)}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

L'équation régissant la conduction en régime instationnaire inhérent à l'application du flux sur la face avant de la plaque est :

$$\text{à } y = 0 : \quad -\lambda_p \left(\frac{\partial T_p(x, 0, t)}{\partial y} \right) = \begin{cases} q_p(t) - \lambda_f \left(\frac{\partial T_f(x, 0, t)}{\partial y} \right) & 0 \leq t \leq t_c \\ -\lambda_f \left(\frac{\partial T_f(x, 0, t)}{\partial y} \right) & t \geq t_c \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

$$\text{à } y = -E ; \quad -\lambda_p \left(\frac{\partial T_p(x, -E, t)}{\partial y} \right) = h_{arr}(T_p - T_\infty) \quad (\text{II.7})$$

II.5 Procédure de résolution

Les équations gouvernantes avec les conditions initiales et aux limites dans la section précédente, sont résolues numériquement par la méthode des volumes finis en utilisant le code de simulation FLUENT. Cette résolution nous a permis d'appréhender les champs hydrodynamique et thermique dans la plaque plane et autour d'elle. La géométrie et le maillage ont été effectués avec le logiciel de maillage GAMBIT. Concernant la résolution des équations de mouvement par la méthode des volumes finis avec FLUENT, nous avons choisi

l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) pour le couplage vitesse-pression. La discrétisation de la pression est obtenue par un schéma standard et un schéma du second ordre décentré est choisi pour les discrétisations des équations de quantité de mouvement et d'énergie. Pour appliquer un créneau de flux variable dans le temps à la face de la plaque, nous avons développé une UDF (User Defined Function). C'est un programme élaboré en langage C, qui prend en considération la variation temporaire du flux appliqué et qui est compilé à l'aide d'un compilateur C intégré dans FLUENT. Pendant les calculs, l'UDF est appelée lors de l'introduction des conditions aux limites. La simulation a nécessité plusieurs jours de calcul pour chaque cas, afin d'atteindre l'état stationnaire.

II.5.1 Etude du maillage

Une étude du maillage a été réalisée dans le but de s'assurer que la solution du problème obtenue après calcul ne soit pas affectée par la taille du maillage. Pour cela, nous avons étudié le problème avec quatre maillages différents, leurs détails sont représentés dans le tableau II.1. La variation de la température le long de l'interface paroi-fluide en régime permanent est représentée sur la figure II.2. Il est clair que les maillages 1 et 4 ne sont pas convenables, car l'effet de la taille du maillage sur la répartition de la température est considérable pour les mêmes conditions de calcul, pour cette raison les maillages 1 et 4 sont écartés. Par contre, les maillages 2 et 3 sont acceptables, parce que l'écart entre les courbes correspondantes est très faible. Les deux maillages donnent pratiquement le même résultat, le moins « encombrant » entre eux sera donc choisi, en l'occurrence le maillage 2. Ce maillage comporte un nombre d'élément égal à 20000 dans la zone fluide et 1000 dans la zone solide avec un raffinement à l'interface fluide-solide, il est illustré sur la figure II.3.

Tableau II.1: Nombre d'éléments pour les quatre maillages utilisés dans l'étude de l'indépendance du maillage.

Nombre d'éléments	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
dans la plaque	500	1000	1500	2000
dans la zone fluide	5000	20000	45000	80000

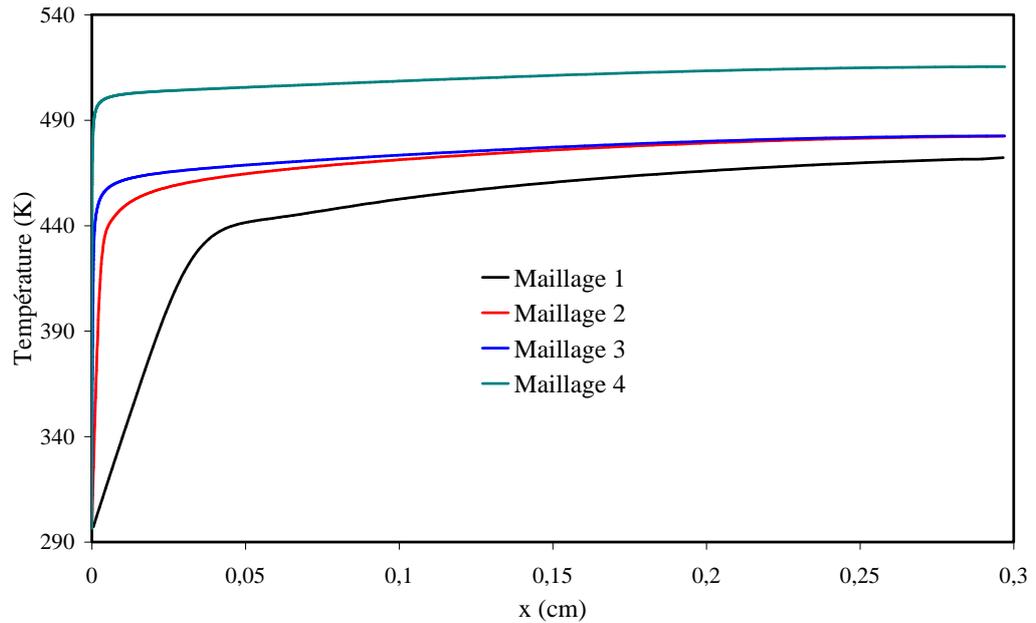


Figure II.2: Variation de température le long de l'interface de la plaque pour les 4 maillages.

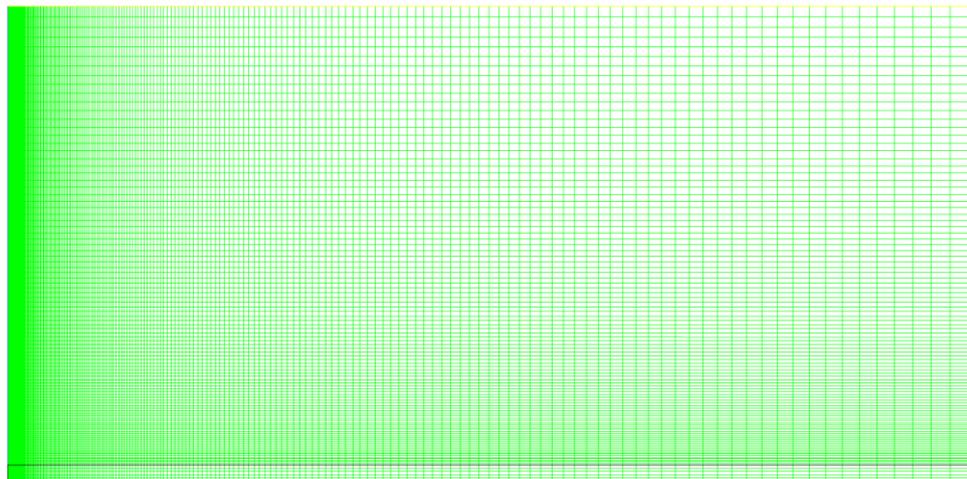


Figure II.3: Maillage utilisé dans cette étude.

II.5.2 Validation

Afin de valider notre procédure de calcul, quelques résultats de la simulation numérique obtenues par FLUENT ont été comparés aux essais effectués au laboratoire de thermomécanique de la faculté de science de l'université de Reims en France [24]. Il s'agit d'une plaque plane ayant les mêmes dimensions que celle de notre étude. La figure II.4-a montre les résultats des essais concernant l'évolution dans le temps de la température pour différentes positions le long de l'interface de la plaque. Tandis-que la figure II.4-b montre les résultats des calculs dans les mêmes conditions des essais. Il est clair que les résultats de la simulation sont en bon accord avec ceux des mesures expérimentales.

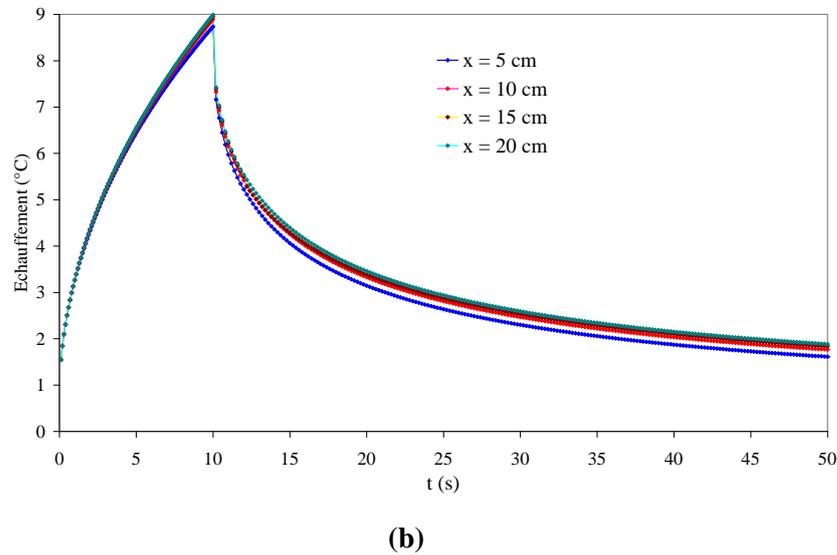
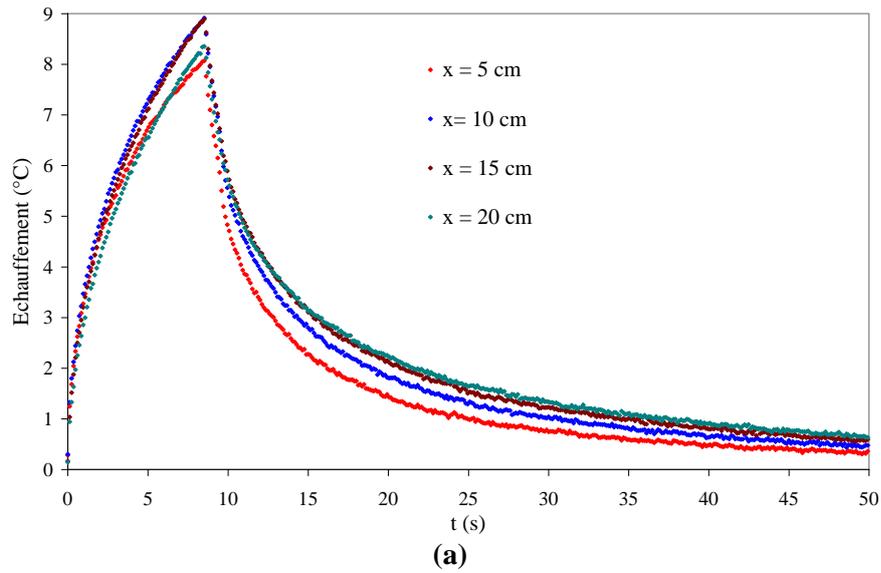


Figure II.4 – Comparaison des évolutions temporelles des températures en différentes positions le long de l'interface de la plaque, (a) mesurées [24] et (b) calculées.

II.6 Résultats

II.6.1 Créneau sur la face arrière

Les propriétés physiques de la plaque étudiée ainsi que les conditions aux limites du problème sont résumées dans le tableau II.2.

Tableau II.2 : Données du problème étudié.

Matériau	E (mm)	L (cm)	T_{∞} (°C)	U_{∞} (m/s)	q_{arr} (W/m ²)	t_c (s)	h_{arr} (W/m ² K)
PVC	0.5	30	20	1	1000	10	10

Les propriétés du PVC déterminées expérimentalement au laboratoire thermomécanique de l'université de Reims [24] sont : la masse volumique $\rho = 1380 \text{ kg/m}^3$, la conductivité thermique $\lambda = 0.15 \text{ W/m.K}$ et la chaleur massique $C_p = 960 \text{ J/kg.K}$.

La figure II.5 illustre les profils de température $T(y)$ pour différents instants, à travers l'épaisseur de la plaque et dans le fluide au dessus de la plaque, dans différentes positions le long de l'interface paroi-fluide à partir du bord d'attaque.

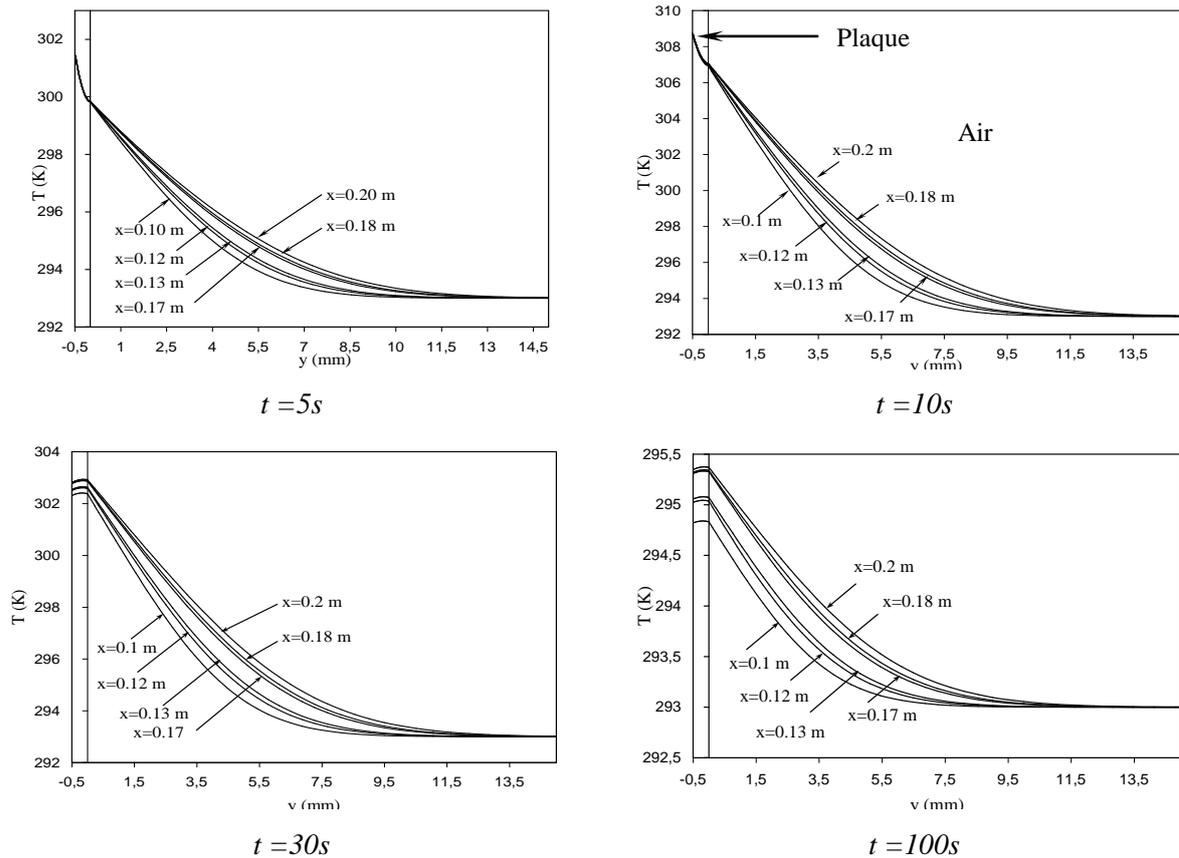


Figure II.5 : Profils de température $T(y)$ dans le système plaque/fluide pour différents instants.

On peut remarquer qu'à chaque instant, les températures augmentent pour la même position (y) du point $x = 0.1 \text{ m}$ jusqu'au point $x = 0.2 \text{ m}$. La température diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'entrée de la plaque c'est l'effet du refroidissement qui est plus important à l'entrée. Au delà de 10 s (après l'annulation du créneau de flux) l'influence du refroidissement se voit clairement dans la plaque. Au fur et à mesure que le temps passe la température diminue et son profil devient presque linéaire. D'après ces courbes, on peut facilement tirer l'épaisseur de la couche limite thermique pour chaque cas.

La comparaison des températures en fonction de (y) pour différents instants correspondant à la position $x = 0.1 \text{ m}$ est montrée sur la figure II.6. On remarque que, plus le

temps passe et plus les températures diminuent (c'est l'effet du refroidissement) sauf pour les instants de 5 s à 10 s où la température augmente à cause de la forme du flux arrière qui s'annule après 10 secondes.

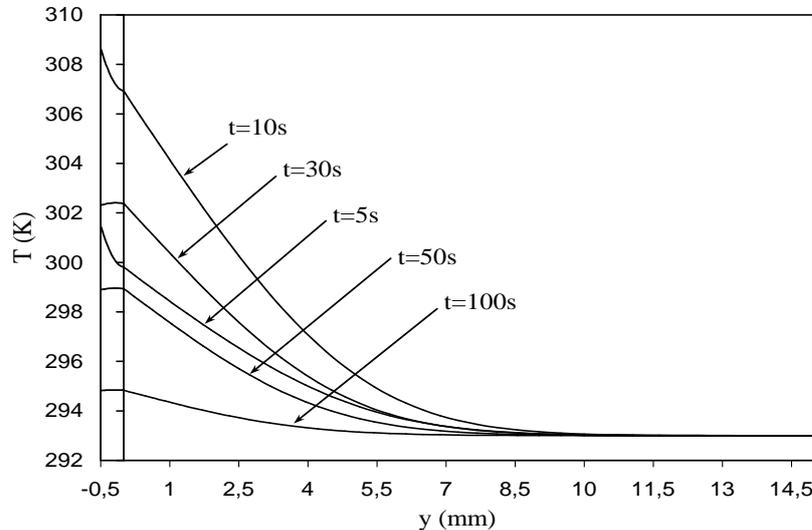


Figure II.6 : Profils de température $T(y)$ dans le système plaque/fluide à $x = 10$ cm et à différents instants.

La figure II.7 montre le champ de température dans la plaque et dans le fluide après différents instants avant et après la durée du créneau. A cause de la faible épaisseur de la plaque ($E = 0.5$ mm), « l'onde » thermique provoquée à sa surface arrière se « propage » rapidement dans le solide, elle atteint la face avant en contact avec le fluide en écoulement après quelques secondes. L'évolution de la couche limite thermique commence donc dès les premières secondes, et l'effet du refroidissement de la face avant de la plaque est ressenti immédiatement après la durée du créneau ($t_c = 10$ s). Après 30 secondes le régime permanent est presque atteint.

Les variations dans le temps de la température, de la densité du flux de chaleur et du coefficient d'échange de chaleur à la face avant, sont représentés pour différentes positions respectivement sur les figures II.8 à II.10. Les valeurs de la température et du flux de chaleur augmentent pour atteindre des valeurs maximales qui dépendent de la position (x), à l'instant $t_c = 10$ secondes (correspondant à la durée du créneau), ensuite commencent à diminuer pour atteindre les valeurs d'équilibres (celles du régime permanent). Pour le coefficient d'échange (h), il prend des valeurs importantes aux premiers instants ensuite il diminue pour tendre vers des valeurs uniformes. Les évolutions temporelles du coefficient d'échange convectif local montrent que celui-ci n'est pas constant dans le temps. Sa cinétique d'évolution dépend de

l'abscisse à laquelle il est calculé. Par ailleurs, au fur et à mesure que le temps augmente, le coefficient d'échange tend vers la valeur du régime permanent.

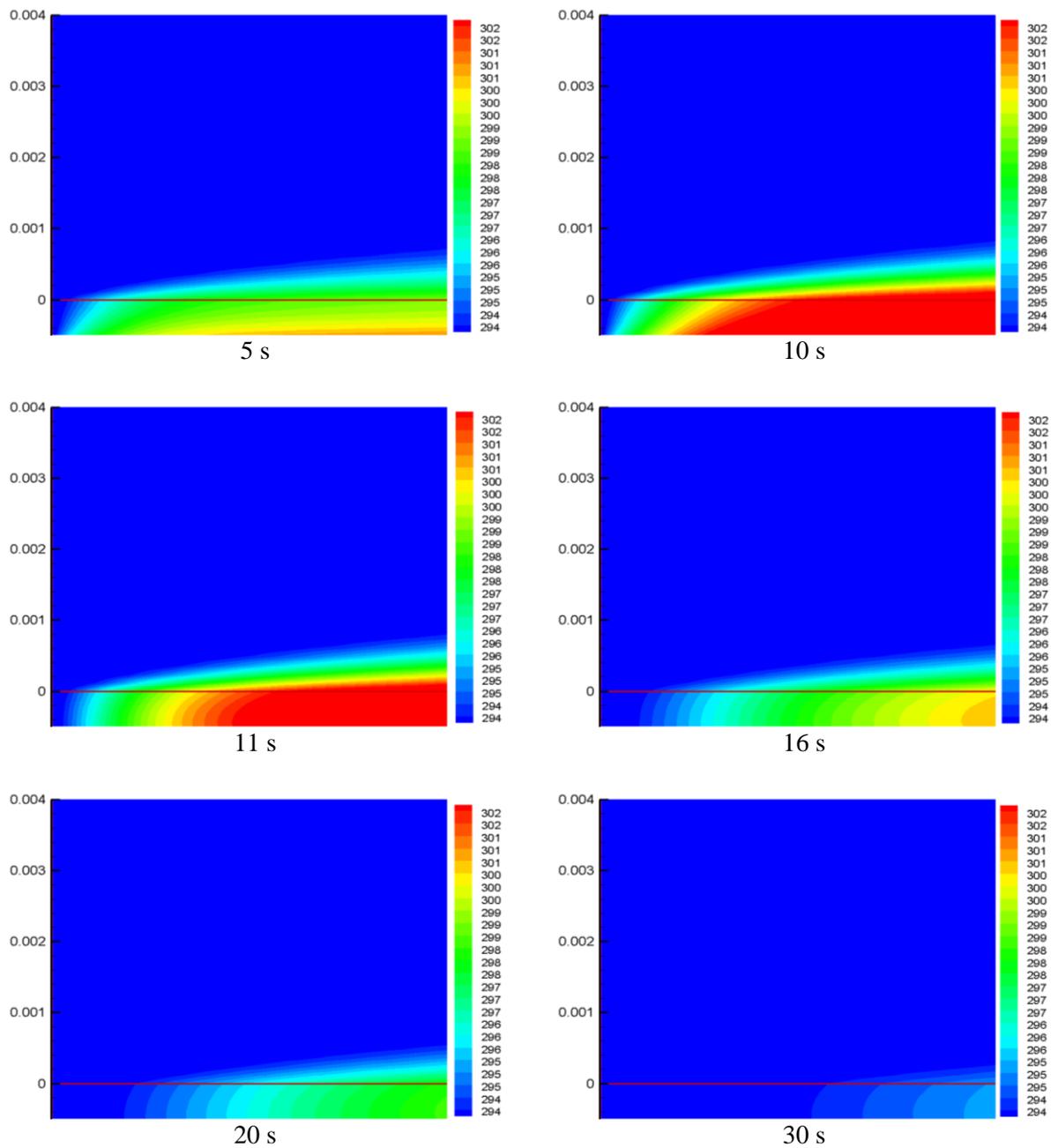


Figure II.7 : Champ de température en [K] dans le système plaque/fluide après différents instants pour un créneau sur la face arrière.

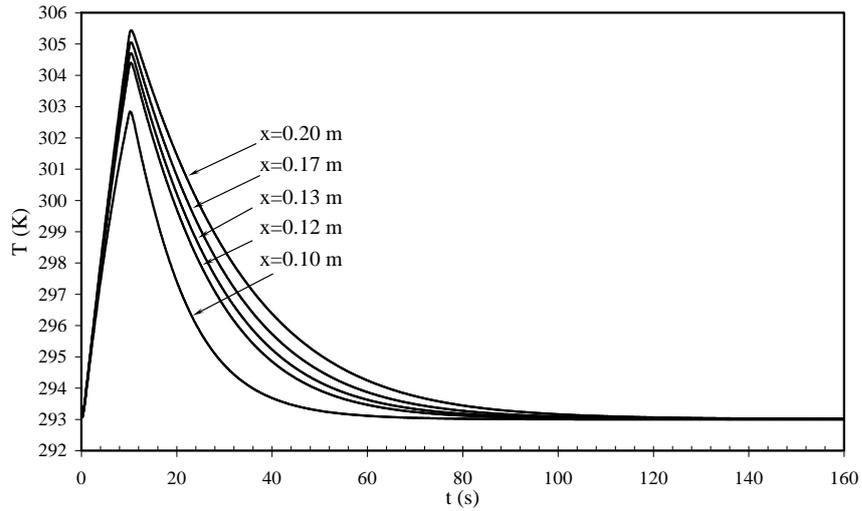


Figure II.8 : Température à l'interface de la plaque pour différentes positions.

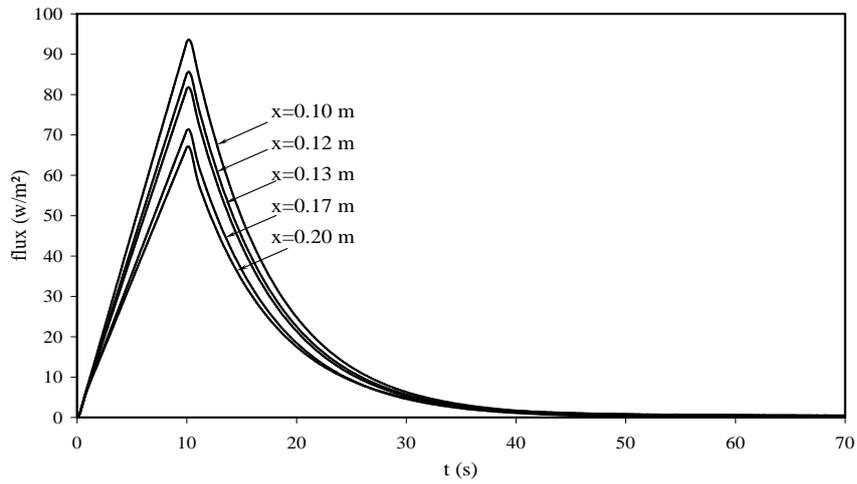


Figure II.9 : Densité de flux de chaleur à l'interface de la plaque pour différentes positions.

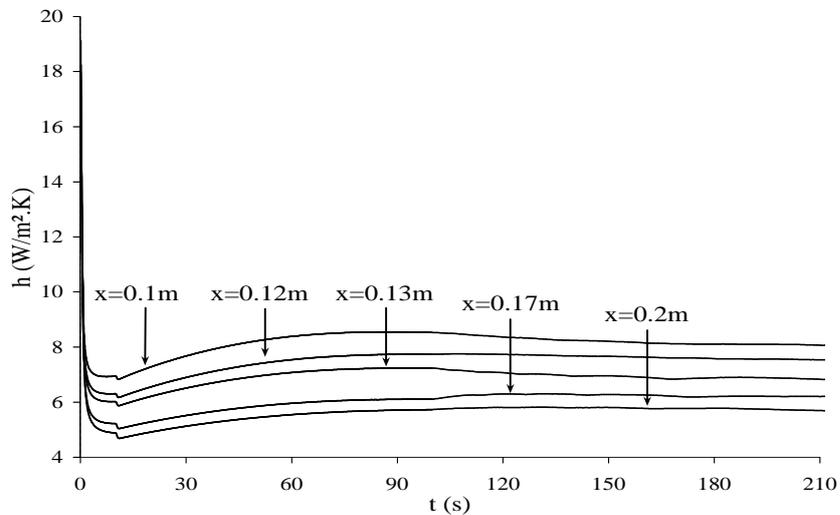


Figure II.10 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque pour différentes positions.

Pour le cas d'une plaque plane d'épaisseur $E = 5$ mm, On constate que dans un premier temps, la chaleur générée sur la face arrière de la plaque est absorbée par celle-ci et l'onde thermique met un certain temps avant d'atteindre la face avant. Lorsque la chaleur atteint la face avant, le champ thermique dans l'air commence à évoluer. La figure II.11 présente l'évolution de la température en fonction du temps pour différentes abscisses (x). Les résultats montrent que la température reste inchangée pendant environ 13 secondes au début du processus de chauffage en raison de l'inertie thermique de la plaque. Lorsque le flux de chaleur imposé sur la face arrière atteint la face avant, la température de surface commence à augmenter rapidement. Elle atteint une valeur maximale, fonction de la position axiale (x), puis décroît pour tendre vers la température finale (état final isotherme) à cause du créneau de flux de 10 secondes. L'évolution dans le temps du coefficient de transfert de chaleur représentée sur la figure II.12 montre que ce coefficient démarre d'une valeur très élevée et diminue dans le temps pour tendre vers le coefficient d'échange représentatif du régime permanent pour chaque abscisse (x).

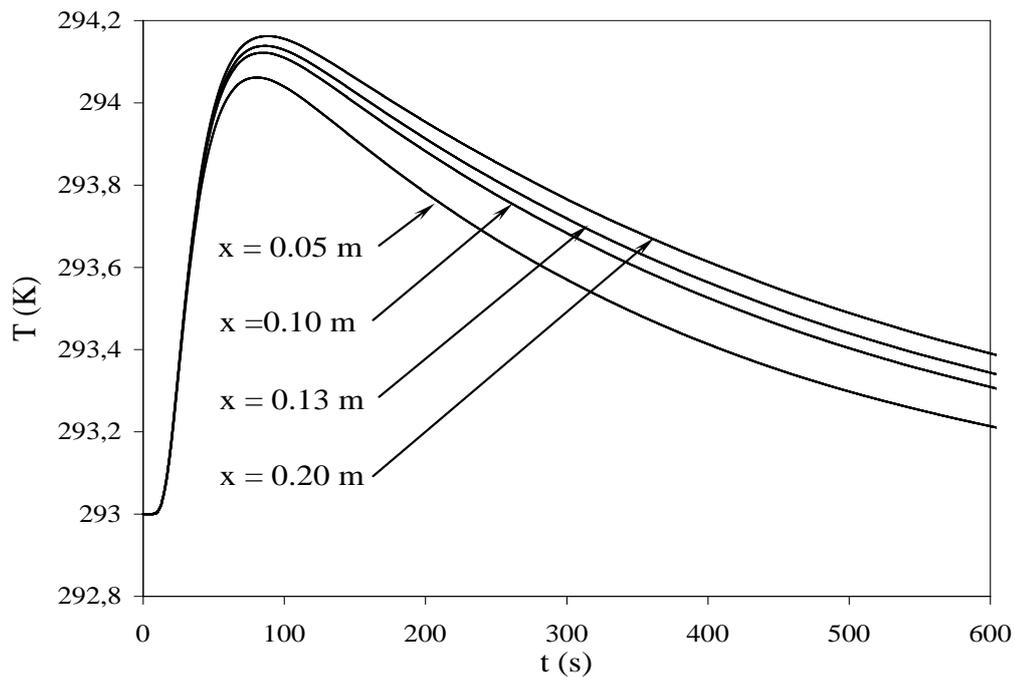


Figure II.11 : Température à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm, pour différentes positions.

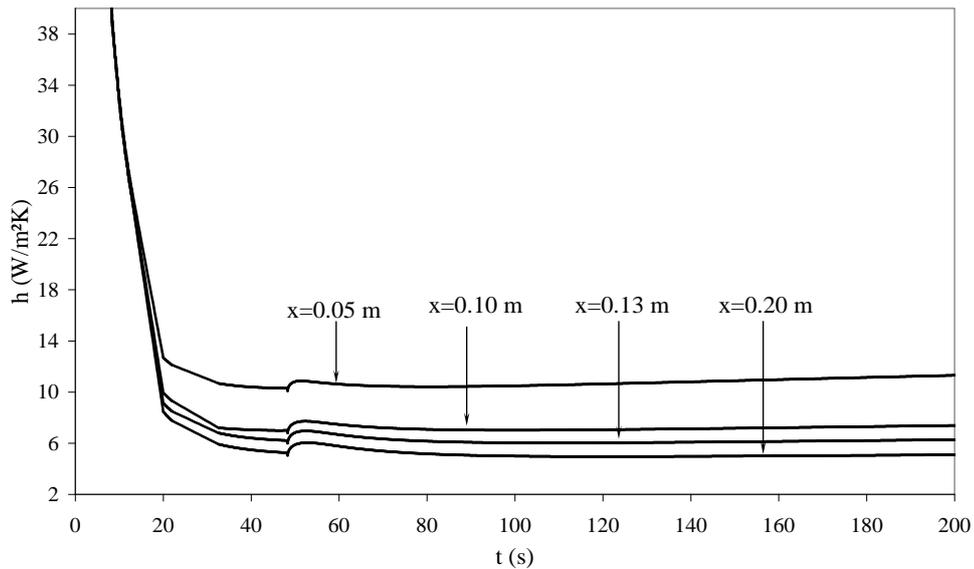


Figure II.12 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm, pour différentes positions.

L'effet de l'épaisseur de la plaque plane sur le coefficient d'échange est illustré sur la figure II.13, qui montre la variation dans le temps du coefficient d'échange pour deux positions (près de l'entrée et de la sortie), correspondant à une plaque plane en PVC. Pour la plaque de 0.5 mm, le champ thermique dans l'air, et par conséquent le coefficient d'échange, commencent à évoluer avant ceux de la plaque de 5 mm d'épaisseur, à cause de l'inertie thermique de cette dernière. D'autre part, quelque soit la position (x), le coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur 0.5 mm est toujours supérieur à celui de la plaque de 5 mm d'épaisseur.

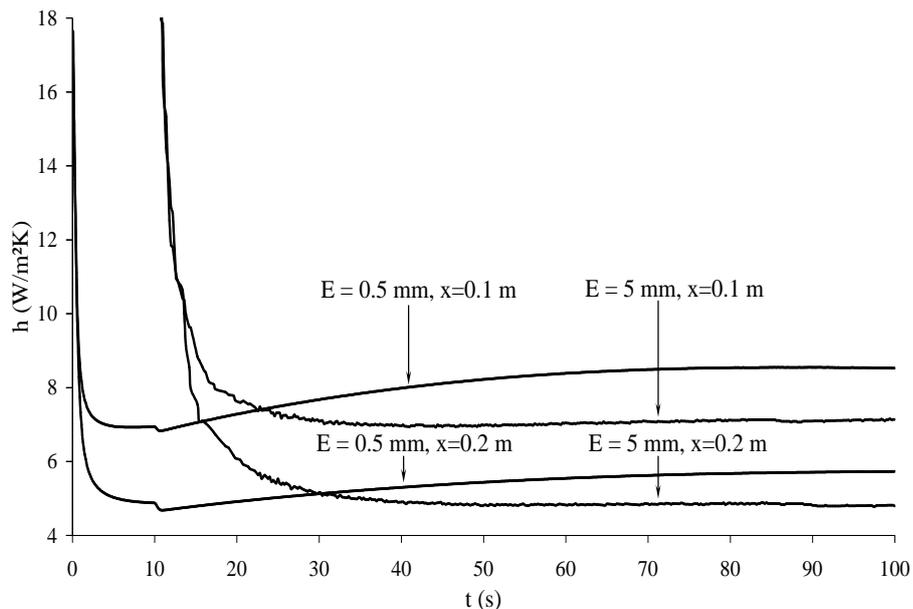


Figure II.13 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque pour différentes épaisseurs et différentes positions.

La figure II.14 montre l'effet de la vitesse de refroidissement sur la variation dans le temps du coefficient d'échange pour une plaque en PVC de 0.5 mm d'épaisseur. Jusqu'à 10 s, correspondant au temps du créneau, le coefficient reste inchangé. Après cet instant, c'est la vitesse de refroidissement la plus élevée qui donne le coefficient d'échange le plus élevé. Concernant le matériau de la plaque (figure II.15), c'est le coefficient d'échange correspondant à la plaque en aluminium qui est le plus important que celui de la plaque en PVC, parce l'aluminium est un excellent conducteur de chaleur.

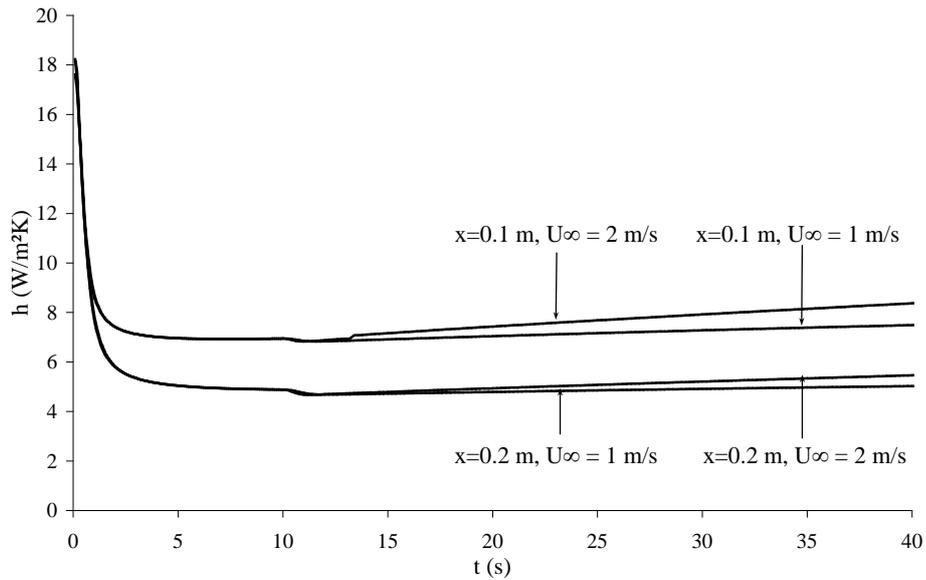


Figure II.14 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 0.5$ mm, pour différentes vitesses et différentes positions.

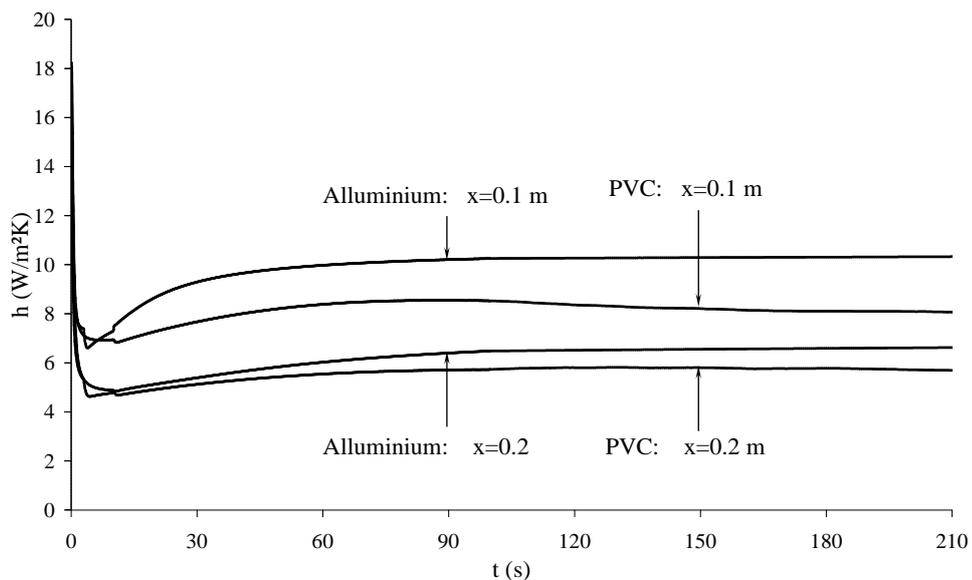


Figure II.15 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 0.5$ mm, pour différents matériaux et différentes positions.

II.6.2 Créneau sur la face avant

Dans ce cas, la plaque est exposée à une impulsion de flux de chaleur appliquée sur la face avant refroidie par convection forcée d'air. Les profils de température commencent à évoluer dans la plaque solide et dans fluide en même temps. Dans les premiers instants, le flux de chaleur pénètre par conduction dans la plaque, par conséquent, elle devient plus chaude à l'interface avec le fluide. A cause du gradient de température, le transfert de chaleur par convection a eu lieu entre la plaque solide et le fluide, qui influe à son tour sur le flux de chaleur pénétrant dans la plaque.

Dans la figure II.16, pour une plaque en PVC de 5 mm d'épaisseur, deux champs de température dans la plaque et dans l'air sont exposés pour différents instants avant et après le créneau de flux de chaleur. Les profils de température évoluent en même temps au niveau de l'interface solide-fluide et une partie du flux diffuse dans la plaque et l'autre est extraite par l'air. Au fur et à mesure que l'air s'échauffe, ces flux de chaleur varient dans le temps. Nous constatons clairement le développement de la couche limite thermique dans le fluide durant le chauffage et son amincissement après l'arrêt de la production du flux sur l'interface.

Pour ce cas aussi, la température de surface atteint une valeur maximale et diminue par la suite (figure II.17). Ce maximum est atteint à $t = t_c = 10$ s correspondant à la durée maximale de l'impulsion du flux de chaleur. Les mêmes constatations sont faites pour le flux de chaleur (figure II.18) qui passe par un maximum ensuite chute vers un minimum pour atteindre par la suite une valeur constante qui dépend de la position (x).

La figure II.19 montre l'évolution du coefficient d'échange de chaleur pour quatre positions le long de la plaque. Ce coefficient diminue pour atteindre un minimum à $t = 10$ s, puis augmente et tend progressivement vers la valeur du régime permanent pour chaque x . Etant donné que le coefficient d'échange est défini par la densité de flux divisée par la différence entre la température à l'interface moins celle à l'infini dans le fluide, le coefficient d'échange prend des valeurs négatives pendant une certaine durée. Pendant cette durée, le flux est négatif dans le fluide car la part pénétrant dans la paroi est plus élevée que celle allant vers le fluide.

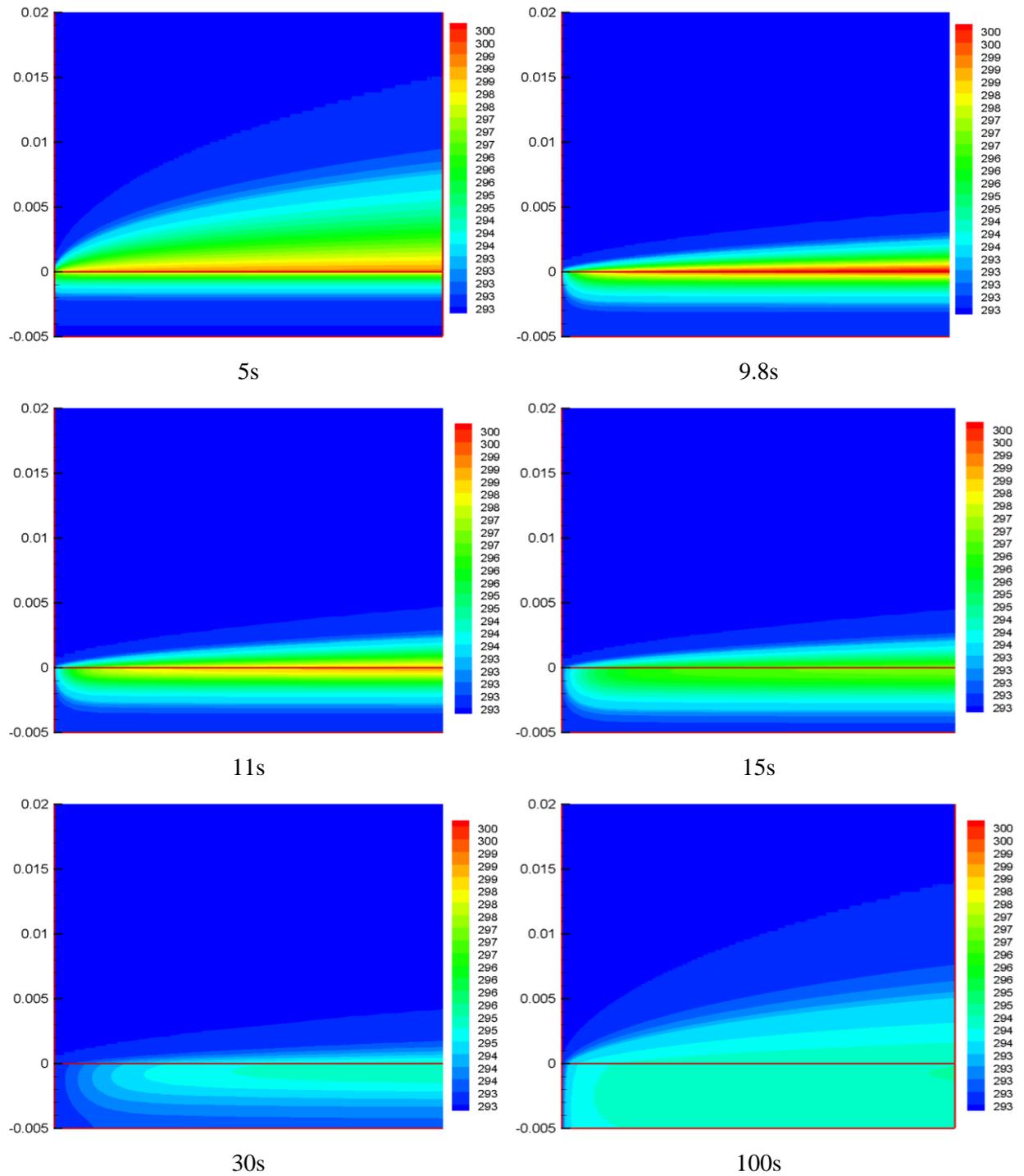


Figure II.16 : Champ de température en [K] dans le système plaque/ fluide après différents instants pour un créneau sur la face avant.

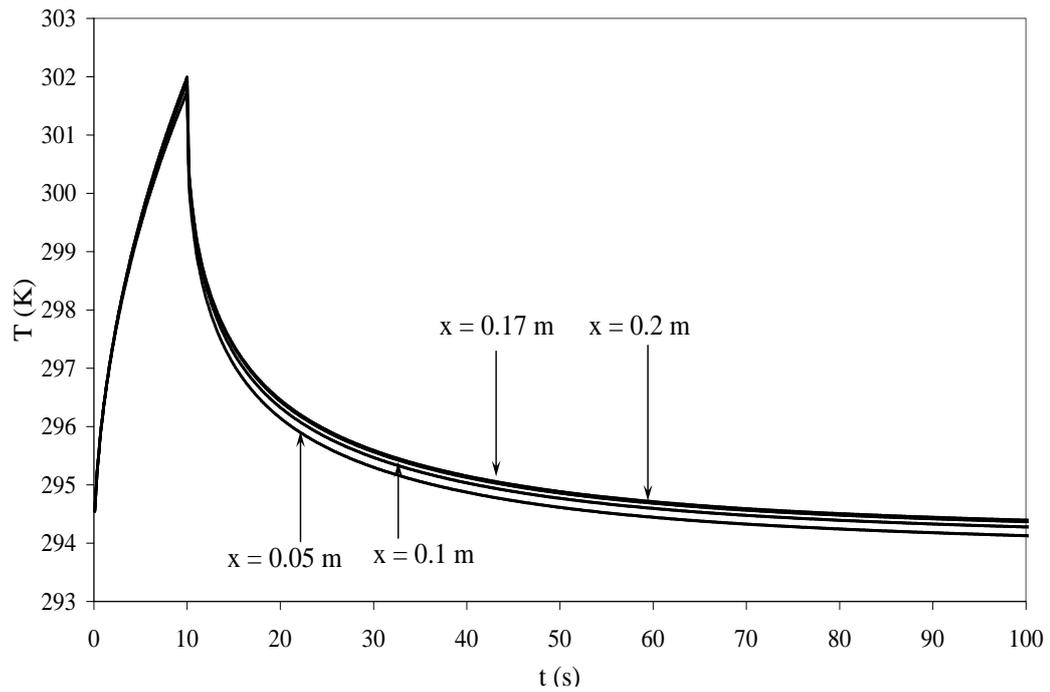


Figure II.17 : Température à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm pour différentes positions.

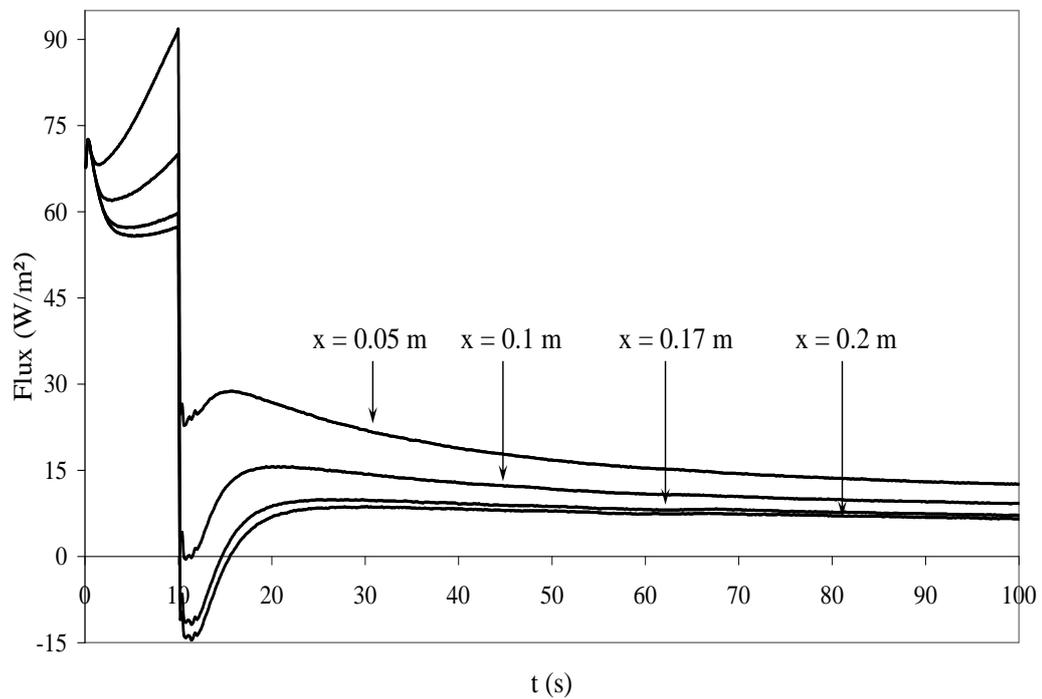


Figure II.18 : Flux de chaleur à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm pour différentes positions.

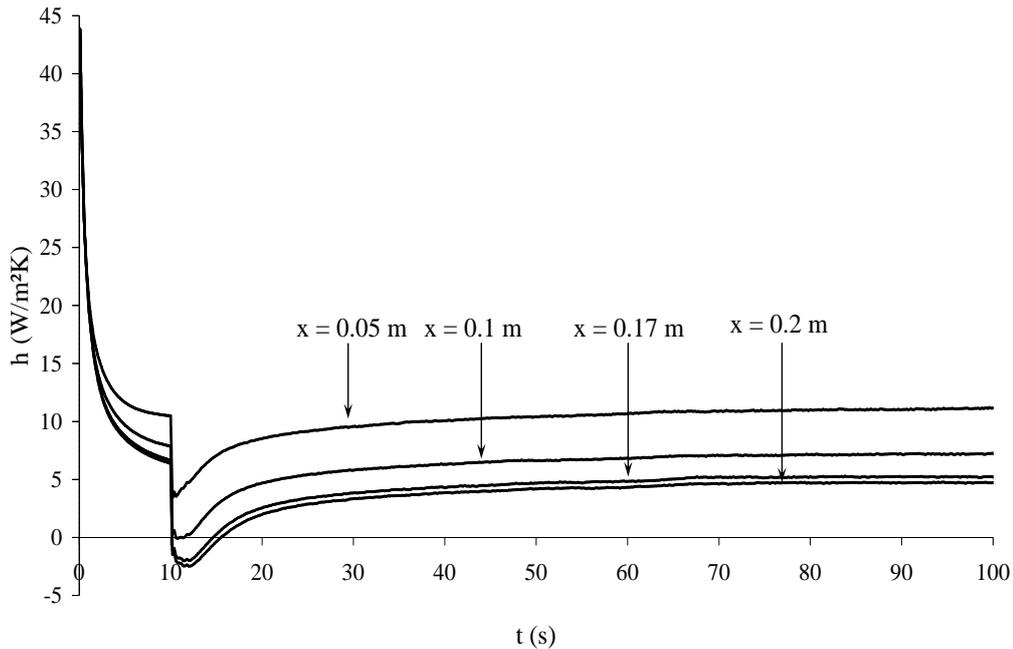


Figure II.19 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm pour différentes positions.

L'effet de l'épaisseur de la plaque plane sur le coefficient d'échange est illustré sur la figure II.20, qui montre la variation dans le temps du coefficient d'échange pour deux positions (près de l'entrée et de la sortie), correspondant à une plaque plane en PVC. Pour les deux épaisseurs, les coefficients d'échange de chaleur, commencent à évoluer en même temps, contrairement au cas du créneau sur la face arrière. Dans cette évolution, le minimum atteint par le coefficient d'échange à $t = t_c = 10$ s, pour le cas de la plaque de 5 mm d'épaisseur est nettement inférieur à celui de la plaque de 0.5 mm d'épaisseur. Pour le reste du temps et quelque soit la position (x), le coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur 5 mm est toujours inférieur à celui de la plaque de 0.5 mm d'épaisseur.

Les figures II.21 et II.22 présentent une comparaison entre les résultats obtenus avec les deux conditions aux limites pour une plaque en PVC de 5 mm d'épaisseur. La température de l'interface solide-liquide et le flux de chaleur sont plus élevés dans le cas d'un créneau sur la face avant que pour le cas d'un créneau sur la face arrière, mais cela ne conduit pas à un meilleur coefficient de transfert thermique moyen sur la période de mesure (figure II.23 pour 5 mm et figure II.24 pour 0.5 mm d'épaisseur). En effet, pendant la durée transitoire, le coefficient d'échange prend des valeurs plus élevées lorsque le créneau de flux est donné sur la face arrière. Les deux évolutions tendent vers les mêmes coefficients d'échange du régime permanent.

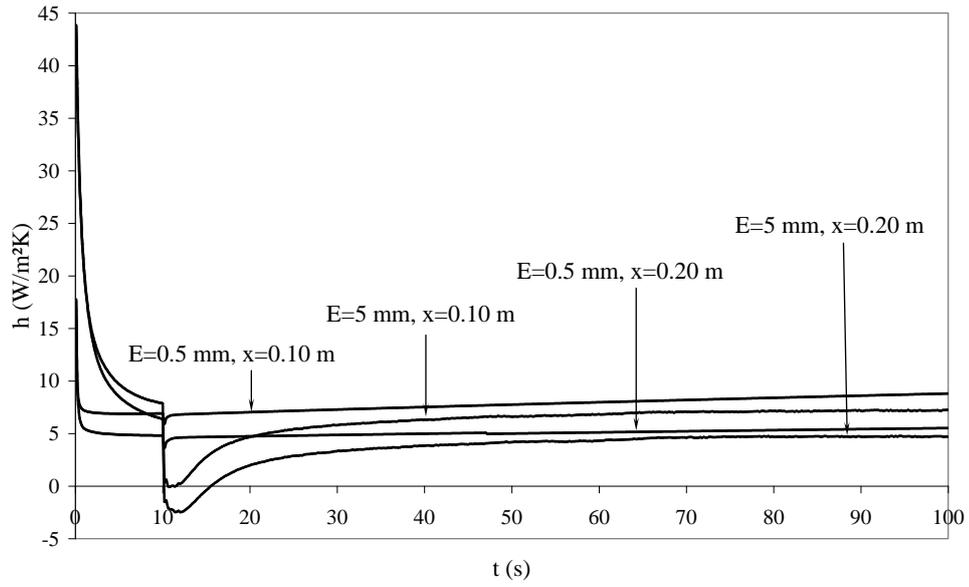


Figure II.20 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque pour différentes positions.

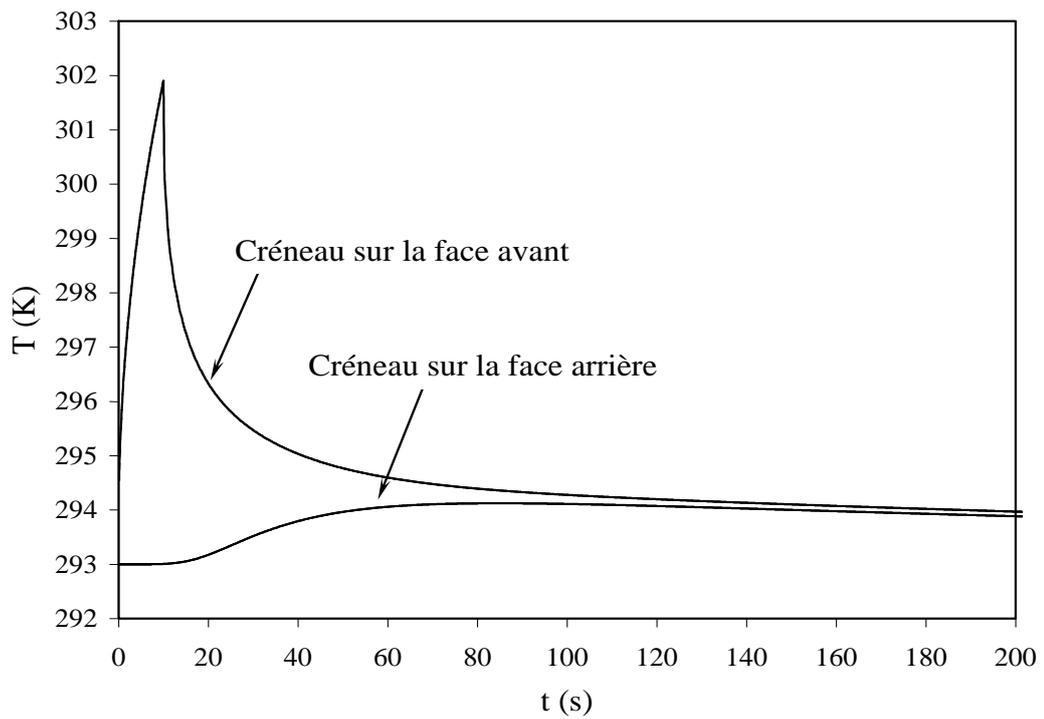


Figure II.21 : Température à l'interface de la plaque pour différentes positions.

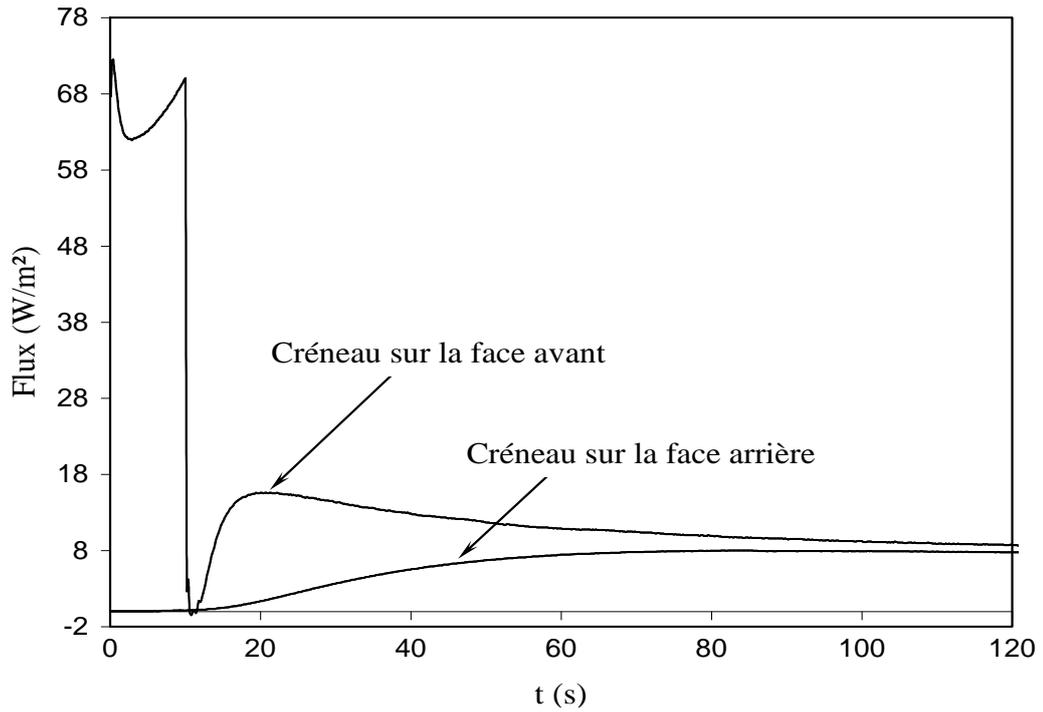


Figure II.22 : Flux de chaleur à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm pour différentes positions

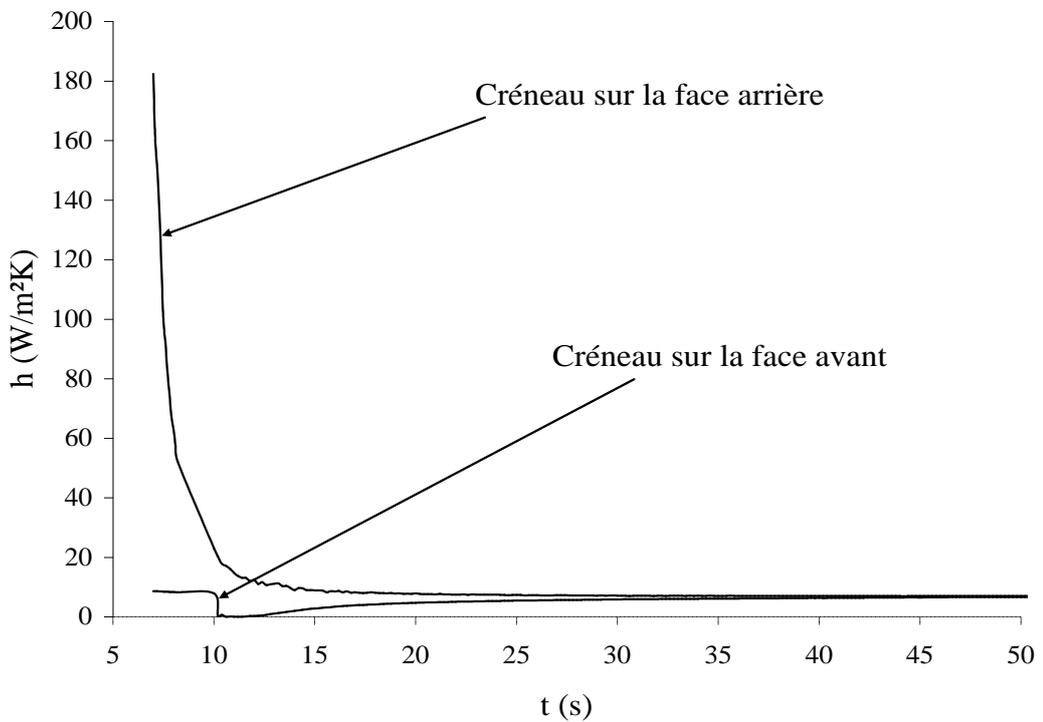


Figure II.23 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5$ mm pour la position $x = 0.1$ m.

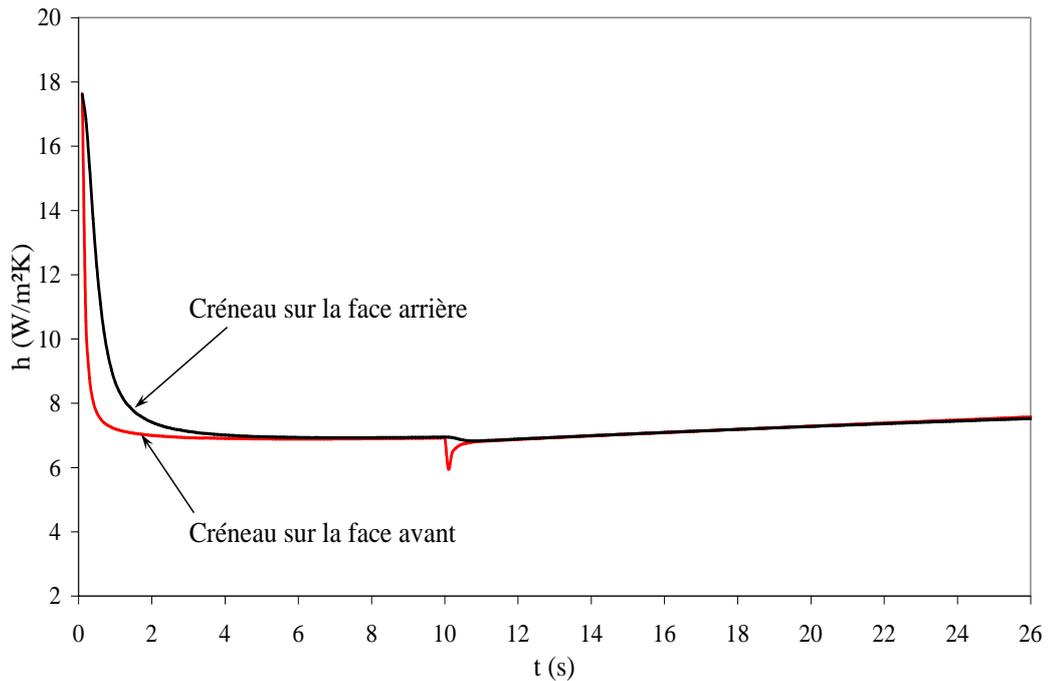


Figure II.24 : Coefficient d'échange à l'interface de la plaque d'épaisseur $E = 5 \text{ mm}$ pour la position $x = 0.1 \text{ m}$.

II.7 Conclusion

Les évolutions temporelles du coefficient d'échange convectif local (h) montrent que celui-ci n'est pas constant dans le temps. Sa cinétique d'évolution dépend de l'abscisse à laquelle il est calculé, de l'épaisseur de la plaque, de son matériau et des conditions aux limites (créneau de flux sur la face arrière ou sur la face avant). Par ailleurs, quelle que soit l'épaisseur de la paroi, au fur et à mesure que le temps augmente le coefficient d'échange passe par un minimum, puis un maximum avant de décroître progressivement pour tendre vers les valeurs du régime permanent obtenue avec une plaque plane d'épaisseur nulle. D'autre part, le coefficient d'échange est plus élevé dans le cas d'un créneau sur la face opposée à celle qui est soumise à l'écoulement. Les évolutions temporelles de (h) sont fortement dépendantes des conditions aux limites.

Chapitre III

*Application à un
dissipateur de chaleur à
minicanaux monophasique*

III.1 Introduction

Les dissipateurs de chaleur à micro/minicanaux représentent une autre application importante du transfert de chaleur incluant le couplage conduction-convection. Leur utilisation est devenue ces dernières décennies d'un intérêt croissant. Ces dispositifs constituent une technologie innovante de refroidissement pour extraire une grande quantité de chaleur à partir d'une petite zone en maximisant la surface d'échange dans un faible encombrement. Les dissipateurs de chaleur à micro/minicanaux combinent à la fois un coefficient de transfert de chaleur important, une faible masse, un volume réduit et un rapport surface d'échange/volume très élevé. Ce rapport ($\frac{A}{V} = \frac{6a^2}{a^3} = \frac{6}{a}$) vaut 6 m^{-1} pour un cube de 1m d'arête tandis qu'il vaut 6.10^3 m^{-1} pour un cube de 1 mm d'arête. En conséquence, les phénomènes de surface prennent de l'importance relativement aux phénomènes volumiques à mesure que la taille d'un objet diminue.

La miniaturisation des composants a été un des défis principaux relevés par les scientifiques et les industriels. L'exemple le plus spectaculaire est le développement de la micro-informatique. La réduction des dimensions s'accompagne aussi d'une diminution importante du poids et donc de la matière première et de l'énergie nécessaires à leur élaboration.

La bibliographie relative aux transferts thermiques dans les micro/mini-structures a révélé l'importance des effets du couplage conduction-convection aux petites échelles. En effet, l'épaisseur de la paroi devient du même ordre de grandeur que le diamètre hydraulique, et le flux de chaleur conduit axialement dans les parois peut devenir significatif par rapport au flux de chaleur convecté par l'écoulement [41]. Les avis des chercheurs concernant le comportement des écoulements fluides et des transferts thermiques en mini et micro-conduites demeurent controversés, les limites de validité des lois et des corrélations classiques d'écoulement ou de transfert n'étant pas clairement établies. Les divergences portent sur trois points : les frottements, les échanges de chaleur et la transition à la turbulence.

III.2 Refroidissement par dissipateurs de chaleur

Dans les équipements électroniques actuels, la chaleur dégagée augmente avec chaque nouvelle conception. Cette augmentation, combinée avec la réduction de la taille des équipements, conduit à un problème d'échauffement qui, s'il n'est pas contrôlé, peut considérablement réduire la durée de vie des appareils électroniques ou provoquer une

défaillance du matériel. Un bon refroidissement permet d'éviter ces problèmes thermiques. Les dissipateurs de chaleur à mini/microcanaux sont très efficaces pour la lutte contre les effets néfastes de la surchauffe des équipements. Le refroidissement par dissipateurs de chaleur utilisant les liquides possède une capacité d'évacuation de la chaleur significativement plus élevée dans un volume réduit.

Un meilleur transfert de chaleur est réalisé par l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur ou par l'augmentation des surfaces d'échanges. Le coefficient de transfert thermique, peut être augmenté par :

- L'augmentation de la vitesse du fluide de refroidissement.
- L'augmentation du nombre de canaux.
- En utilisant un jet impactant à grande vitesse, de l'extrémité du canal vers sa base.

L'augmentation de la dissipation de la chaleur à partir de l'une de ces techniques se fait au prix de l'augmentation de la chute de pression.

Bien qu'un dissipateur thermique puisse apparaître structurellement simple, le débit de fluide à travers ses canaux ainsi que le couplage thermique avec le fluide l'entourant crée un problème plus complexe. En conséquence, les dissipateurs de chaleur sont souvent choisis en ne considérant que la dissipation totale de la puissance de l'appareil comme critère, plutôt que d'effectuer une analyse thermique détaillée pour sa sélection.

III.3 Calcul du coefficient d'échange de chaleur dans un dissipateur

Le coefficient d'échange de chaleur entre un écoulement dans une conduite et sa paroi, se calcul par le biais du flux de chaleur à l'interface et la différence de température entre la paroi et la température de référence de l'écoulement, qui est différente selon le type d'écoulement étudié. Dans le cas de la convection forcée externe sur une plaque plane elle est égale à (T_∞) , qui représente la température d'entrée du fluide. Cependant, dans le cas d'un écoulement interne, la température de référence est définie par la relation [39]:

$$T_m = \frac{\int_A \rho u T dA}{\int_A \rho u dA} \quad (\text{III.1})$$

Où T_m est appelée température moyenne de mélange, correspondant à la température suivant le profil parabolique de la couche limite thermique, (u) est la composante de la vitesse suivant la direction de l'écoulement et (T) est la température.

Pour calculer le coefficient d'échange (h), il faut connaître en un endroit donné, la valeur de la température à la paroi (T_p), la valeur de la température moyenne de mélange (T_m) et le flux de chaleur à paroi (q_p). Il est alors possible d'écrire le coefficient d'échange (h) par la relation:

$$h = \frac{q_p}{T_p - T_m} \quad (\text{III.2})$$

En multipliant ce coefficient d'échange par le diamètre hydraulique de la conduite et en divisant l'ensemble par la conductivité thermique du fluide (λ), on obtient le nombre sans dimension de Nusselt :

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda} \quad (\text{III.3})$$

Où (D_h) est le diamètre hydraulique de la conduite.

Le nombre de Nusselt peut être considéré comme le rapport de la conductivité équivalente de l'écoulement (groupement hD_h) sur la conductivité réelle du fluide (λ).

III.4 Synthèse bibliographique

Les micro/minicanaux ont été utilisés depuis des dizaines d'années principalement pour le refroidissement des composants micro-électroniques. Tuckerman & Pease [40] ont été les pionniers sur ce sujet, en travaillant dès 1981 sur des dissipateurs thermiques de hautes performances, destinés au refroidissement des circuits intégrés. La distinction entre les micro/minicanaux n'est pas clairement établie dans la littérature. Kandlikar [41] définit les conduites de diamètres hydrauliques compris entre 0.01 et 0.2 mm comme microcanaux, ceux entre 0.2 et 3 mm comme minicanaux, et ceux de diamètres supérieurs à 3 mm comme canaux conventionnels. Cependant, d'autres chercheurs suggèrent un diamètre de 1 mm comme valeur de démarcation entre les microcanaux et les minicanaux (Mehendale & al [42]).

Les résultats trouvés par les chercheurs sont souvent dispersés et dépendent des conditions expérimentales et/ou des modèles utilisés. Par exemple, Peng & Peterson [43] constatent que la transition entre les régimes laminaire et turbulent intervient pour des nombres de Reynolds compris entre 300 et 1000. A l'inverse, Gao & al. [44] constatent un changement de régime pour un nombre de Reynolds de 2300 mais remarquent une amélioration de l'échange thermique avec la diminution de la taille des canaux. Les chercheurs sont conscients de ces divergences de résultats, selon Steinke & Kandlikar [45], ces différences peuvent s'expliquer entre autre par la difficulté à évaluer les régimes

d'établissement, ou, à définir correctement les conditions aux limites à cause du couplage des différents modes de transfert de chaleur. En 2004, Morini [46] fait un état de l'art de dizaines de résultats expérimentaux sur le transfert de chaleur par convection à travers les dissipateurs à minicanaux ayant un diamètre hydraulique inférieur à 1 mm. Il en conclut que la plupart des résultats sont en désaccord avec les théories conventionnelles et aussi les uns avec les autres. Parmi les raisons supposées de ces différences, il cite la variation des propriétés thermophysiques, les conditions de surface du canal (rugosité relative) ou les incertitudes sur la mesure des températures et des débits.

Dans les dissipateurs à micro/minicanaux, outre la transition entre les régimes laminaire et turbulent, on s'intéresse principalement à la détermination du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt. La chute de pression, un paramètre important pour la conception des dissipateurs thermique à micro/minicanaux, dépend fortement de la géométrie du canal. Du point de vu transfert de chaleur, un canal étroit et profond est meilleure qu'un canal large et peu profond, ceci au détriment d'une perte de charge élevée. Pour maintenir un équilibre raisonnable entre la chute de pression et le transfert de chaleur, une étude d'optimisation doit être menée pour chaque cas particulier. Peng & al [47,48] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection forcée monophasique dans des microcanaux rectangulaires ayant un diamètre hydraulique de 0.133 à 0.367 mm et un rapport d'aspect de 0.333 à 1. Leurs mesures indiquent que le transfert de chaleur complètement turbulent est atteint pour des nombres de Reynolds de 400 à 1500. Pour l'écoulement turbulent, la résistance thermique a été trouvée généralement inférieure à celle prévue par les relations classiques. Wang & Peng [49] ont étudié la convection forcée des liquides dans des microcanaux de section rectangulaires. Ils ont trouvé que le régime de convection turbulent complètement développé commence pour un nombre de Reynolds entre 1000 et 1500 et que le transfert de chaleur turbulent peut être prédit par la corrélation de Dittus-Boelter en modifiant la constante empirique de 0.023 à 0.00805. Adams & al. [50,51] ont étudié la convection forcée de l'eau dans des microcanaux de sections circulaires de diamètre 0.76 et 1,09 mm. Leurs nombres de Nusselt tirés des expériences étaient significativement plus élevés que ceux prédits par les corrélations relatives aux canaux de tailles conventionnelles, telles que la corrélation de Gnielinski. Ils ont ensuite étendu leur étude aux microcanaux non circulaires de diamètres hydrauliques supérieurs à 1.13 mm. Les nombres de Nusselt ont été bien prédits par la corrélation de Gnielinski, les amenant à proposer un diamètre hydraulique d'environ 1.2 mm comme limite inférieure pour l'applicabilité des corrélations du nombre de Nusselt en régime turbulent.

Malgré que de nombreux travaux expérimentaux sur la convection forcée dans des microcanaux aient mis en évidence le fait que, lorsque le diamètre hydraulique est inférieur à 1 mm, la théorie classique (équations de Navier-Stokes) ne peut plus être considérée comme appropriée pour prévoir les pertes de charges et le coefficient de transfert de chaleur, à cause des micro-effets. Des études plus récentes ont confirmé que le comportement des microcanaux est assez similaire, sous certaines conditions, à celui des canaux de dimensions conventionnelles, on cite ci-dessous certaines de ces études:

Morini [52] a montré dans son travail sur le transfert de chaleur dans les microcanaux, qu'il est possible d'expliquer de nombreux résultats expérimentaux rapportés dans la littérature, pour les microcanaux en termes de coefficients de frottement par la théorie classique. Dans leurs simulations numériques tridimensionnelles de la convection forcée laminaire de l'eau dans des microcanaux de sections transversales non-circulaires, Zhuo & al. [53] ont trouvé de bons accords entre leurs résultats numériques et les données expérimentales disponibles dans la littérature. Ils ont montré que, pour des microcanaux de diamètres hydrauliques d'une dizaine de micromètres, les équations de Navier-Stokes et de l'énergie ainsi que la condition de non-glissement de la vitesse sont toujours valables pour prédire l'écoulement et le transfert de chaleur avec une précision raisonnable. Wang & al. [54] ont étudié expérimentalement et numériquement, la convection forcée laminaire de l'eau dans un microcanal de 155 μm de diamètre hydraulique. Ils ont constaté un bon accord entre les prédictions numériques et les données expérimentales. Ils ont confirmé que les équations de Navier-Stokes et de l'énergie sont toujours valables pour modéliser la convection dans des microcanaux.

Dans leur document, Fernando & al [55] ont testé un dissipateur de chaleur à minicanaux rectangulaire en aluminium de 1.42 mm de diamètre hydraulique pour déterminer les corrélations du coefficient de transfert de chaleur en écoulement monophasique. Ils ont montré que, le nombre de Nusselt moyen déterminé expérimentalement est en bon accord avec celui prédit par la corrélation de Gnielinski, pour les nombres de Reynolds dans la gamme $2300 < \text{Re} < 6000$ correspondant au régime d'écoulement turbulent, tandis que pour l'écoulement laminaire $170 < \text{Re} < 1200$, les nombres de Nusselt déterminés expérimentalement étaient considérablement plus faibles que ceux prédits. Park & al [56] ont analysé théoriquement et expérimentalement l'écoulement laminaire à l'intérieur de microcanaux rectangulaires. Les coefficients de frottements obtenus expérimentalement ont montré que la théorie classique pour l'écoulement complètement développé dans les canaux de tailles conventionnelles, est applicable aux microcanaux. Concernant le nombre de Nusselt

moyen, les auteurs ont constaté qu'il y avait des écarts entre les valeurs expérimentales et théoriques. Chen & al [57] ont développé et analysé numériquement, un modèle tridimensionnel du transfert thermique dans les dissipateurs de chaleur à microcanaux de sections non circulaires. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt possède une valeur beaucoup plus élevée à la zone d'entrée, mais se rapproche rapidement de la valeur constante du régime complètement développé. La température, à la fois, dans le solide et dans le fluide augmente le long de la direction d'écoulement. Le coefficient de frottement est semblable à celui de l'écoulement du fluide dans les canaux conventionnels. Lee & al [58] ont étudié la convection forcée laminaire tridimensionnelle, dans la région d'entrée des microcanaux de section transversale rectangulaire avec différents rapports d'aspect. Des corrélations généralisées, utiles pour la conception et l'optimisation des dissipateurs de chaleur à microcanaux, sont proposés pour prédire le nombre de Nusselt. Ces corrélations sont comparées à ceux des canaux classiques et aux données expérimentales disponibles et un très bon accord est observé. Naphon & al. [59, 60] ont étudié le refroidissement par liquide des processeurs des PC avec un dissipateur de chaleur à minicanaux rectangulaires. Les effets des paramètres pertinents pour le refroidissement des processeurs, tels que, la largeur du canal, la vitesse d'écoulement du liquide de refroidissement, le type de matériau du dissipateur de chaleur, sont pris en compte. Un accord raisonnable est trouvé entre les calculs et les mesures expérimentales. Un meilleur refroidissement a été constaté pour les faibles largeurs des minicanaux et avec les grandes vitesses d'écoulement. Toutefois, il a été constaté que la distribution de la température n'est pas uniforme.

Harms & al. [61] ont expérimentalement et théoriquement étudié la convection forcée monophasique dans des microcanaux rectangulaires profonds (1 mm de profondeur). Ils ont trouvé que le nombre de Nusselt local obtenu expérimentalement est en bon accord avec les corrélations de l'écoulement complètement développé dans un canal conventionnel. En outre, ils ont montré que la diminution de la largeur du canal et l'augmentation de sa profondeur, offrent un transfert de chaleur meilleure. Xie & al [62] ont analysé numériquement le transfert de chaleur par convection forcée laminaire de l'eau et les pertes de charges dans un dissipateur de chaleur à minicanaux. Les effets des dimensions du canal, de l'épaisseur de la paroi du canal et de la vitesse d'entrée sur la chute de pression et sur le transfert thermique sont représentés. Les résultats montrent qu'un canal étroit et profond avec une épaisseur de paroi mince, permet l'amélioration des performances du transfert de chaleur avec une perte de charge relativement élevée mais acceptable.

Chein & al [63] ont étudié numériquement l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur tridimensionnel dans les dissipateurs de chaleur à microcanaux. Cette étude a été consacrée aux effets de l'arrangement des collecteurs d'entrée et de sortie sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur à l'intérieur des dissipateurs de chaleur. Les résultats montrent que, les meilleures uniformités de la vitesse et de la température et par conséquent, les meilleures performances du dissipateur de chaleur, sont obtenues lorsque le liquide de refroidissement est fourni et recueilli verticalement. Dans leur article, Agostini & al [64] présentent une étude expérimentale afin de déterminer les coefficients de frottement et de transfert de chaleur dans les minicanaux rectangulaires ayant un diamètre hydraulique de 2 mm. Le comportement des minicanaux, en termes de transfert de chaleur et de perte de pression par frottement, a été trouvé très proche de celui des canaux classiques. Des expériences ont été menées par Qi & al [65] pour étudier les pertes de charges et les caractéristiques du transfert de chaleur de l'azote liquide dans quatre microcanaux avec des diamètres hydraulique de 1.931, 1.042, 0.834 et 0.531 mm. Les auteurs ont constaté que la grande rugosité des microcanaux provoque des coefficients de frottements élevés. Les résultats montrent aussi que les nombres de Nusselt moyens pour les microcanaux sont plus élevés que ceux prédits par les corrélations pour les canaux conventionnels.

Le transfert de chaleur couplé a été pris en considération dans plusieurs études concernant les dissipateurs de chaleur à micro/minicanaux. Ces études ont mis en évidence l'influence de la conduction axiale dans le solide, due à ce couplage, sur le transfert de chaleur dans ces dispositifs. Ci-dessous, sont cités quelques travaux dans ce domaine :

Li & al. [66] ont simulé numériquement le transfert de chaleur par convection forcée dans un dissipateur de chaleur à microcanaux rectangulaires, en utilisant un modèle tridimensionnel simplifié du transfert de chaleur conjugué. Leurs résultats indiquent que la température moyenne du liquide varie d'une forme quasi-linéaire le long de la direction de l'écoulement pour des débits de fluide élevés, mais pas pour les faibles débits. En utilisant le modèle continu (équations de Navier-Stokes et de l'énergie), Kroeker & al. [67] ont étudié les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques des dissipateurs de chaleur à microcanaux circulaires, en considérant le transfert de chaleur tridimensionnel conjugué. Les résultats trouvés ont été en bon accord avec les données expérimentales existantes. D'autre part, pour le même nombre de Reynolds et le même diamètre hydraulique, les auteurs ont montré que les dissipateurs à microcanaux rectangulaires ont une résistance thermique plus faible, alors que ceux de formes circulaires dissipent plus de chaleur. Une analyse tridimensionnelle d'un dissipateur de chaleur à microcanaux pour le refroidissement actif de petites surfaces planes à

été présentée par Barba & al. [68]. Les performances du dissipateur de chaleur, les pertes de charges, la répartition de la température, et la résistance thermique ont été évalué. Le problème de transfert de chaleur conjugué est résolu en supposant que l'écoulement est laminaire et complètement développé en convection forcée. Les résultats montrent que la théorie de l'écoulement classique donne des résultats numériques en très bon accord avec les données expérimentales relatives aux microcanaux. Maranzana & al. [69] ont étudié l'effet de la conduction axiale dans les parois des micro/minicanaux sur le transfert de chaleur (effet du couplage). Ils ont montré que la densité de flux de chaleur à la paroi, pour de petits nombres de Reynolds, peut devenir fortement non uniforme: la majeure partie du flux est transféré à l'écoulement fluide à l'entrée des micro/minicanaux. Ils ont conclu que la conduction axiale dans les parois cause une perte d'efficacité du dissipateur de chaleur et qu'une conductivité thermique optimale de la paroi qui maximise cette efficacité existe.

Cheng [70] a effectué une simulation numérique d'un dissipateur de chaleur à microcanaux avec un contrôle passif, en y intégrant une microstructure comme rugosité artificielle afin d'assurer un meilleur mélange. Un modèle conjugué tridimensionnel est utilisé pour simuler le transfert de chaleur couplé entre le dissipateur et le fluide. Les résultats de cette simulation montrent que les microcanaux intégrant des microstructures passives ont de meilleures performances comparés aux microcanaux lisses.

Dans leur article, Gamrat & al. [71] ont présenté une analyse numérique du transfert de chaleur par convection forcée de l'eau dans un dissipateur de chaleur à microcanaux. Les effets du couplage conduction-convection sont pris en considération. Les résultats montrent que le modèle continu est en bon accord avec les résultats obtenus pour les microcanaux. Une analyse expérimentale et numérique a été réalisée par Tiselj & al. [72] pour évaluer l'effet du flux de chaleur axial sur le transfert de chaleur dans les microcanaux triangulaires pour les faibles nombres de Reynolds dans la gamme 3.2 à 64. Les résultats expérimentaux de la distribution de la température sur la paroi chauffée sont en accord avec les prédictions numériques. Ils ont montré que, la variation de la température moyenne de mélange de l'eau ainsi que la température de la paroi chauffée, n'est pas linéaire le long du canal. Ceci est dû aux grandes valeurs du flux axial dans les microcanaux. Ils ont montré également, que dans des conditions de la présente étude, le transfert de chaleur peut être décrit par les équations de Navier-Stokes et de l'énergie conventionnelles. Des simulations numériques sont réalisées par Li & al. [73] pour étudier le transfert de chaleur tridimensionnel conjugué en utilisant la théorie traditionnelle macroscopique pour l'écoulement laminaire de l'eau avec transfert de chaleur dans des microcanaux rectangulaires avec un diamètre hydraulique de 0.333 mm et

des nombres de Reynolds allant de 101 à 1775, dans la région complètement développée hydrauliquement et thermiquement. Les résultats montrent que, le nombre de Nusselt moyen calculé est en bon accord avec la corrélation de Sieder & Tate et les résultats expérimentaux. Une étude expérimentale a été menée par Lee & al [74] pour étudier la validité des corrélations classiques, appliquées aux canaux de tailles conventionnelles pour prédire le transfert thermique couplé en écoulement tridimensionnel monophasique dans des microcanaux rectangulaires, avec des nombres de Reynolds allant de 300 à 3500. Les résultats numériques obtenus sur la base d'une approche classique ont été jugés en bon accord avec les données expérimentales, ce qui suggère que l'approche d'analyse conventionnelle peut être utilisée pour prédire le transfert de chaleur dans des microcanaux. Les résultats montrent également que le coefficient d'échange augmente avec la diminution de la taille du canal.

Hetsroni & al [75] ont présenté des études expérimentales et théoriques sur le transfert de chaleur couplé dans les microcanaux de section circulaire, triangulaires, rectangulaires et trapézoïdales avec des diamètres hydrauliques allant de 60 μm à 2000 μm . Les résultats montrent une bonne corrélation avec les données expérimentales disponibles. Ces résultats montrent également que la conduction axiale dans le fluide et dans la paroi solide affecte de manière significative le transfert thermique dans les microcanaux. Un modèle tridimensionnel est développé par Fedorov & al [76] pour étudier l'écoulement et le transfert de chaleur couplé dans un dissipateur de chaleur à microcanaux. Ils ont démontré que le modèle mathématique tridimensionnel, mis au point en utilisant les équations de mouvement incompressibles laminaires de Navier Stokes, était capable de prédire correctement l'écoulement et le transfert de chaleur conjugué dans le dissipateur de chaleur à microcanaux. Qu and Mudawar [77] ont analysés numériquement, la convection forcée tridimensionnelle dans un dissipateur de chaleur à microcanaux rectangulaires en utilisant l'eau comme fluide de refroidissement. Ils ont constaté que l'augmentation de la température le long de la direction de l'écoulement dans les régions solides et fluides peut être approchée comme étant linéaire. Le flux de chaleur et le nombre de Nusselt ont les valeurs les plus élevées près de l'entrée du canal et varient également autour de la périphérie du canal. Dans son travail, Chen [78] a étudié le problème du transfert de chaleur par convection forcée dans un dissipateur de chaleur à microcanaux utilisé pour le refroidissement des systèmes électroniques. L'auteur a constaté que la force d'inertie du fluide modifie sensiblement la répartition de la vitesse et la distribution de la température du fluide, tandis que la répartition de la température dans le solide est pratiquement insensible à l'inertie du fluide.

On peut constater, à partir de cette synthèse bibliographique, que les résultats trouvés dans la littérature sur le transfert de chaleur dans des minicanaux sont souvent contradictoires (surtout concernant le nombre de Reynolds de transition laminaire-turbulent). Les conditions de fonctionnement diffèrent d'une étude à l'autre, ce qui rend les résultats difficiles à comparer. Des informations détaillées sur la géométrie, comme la rugosité, l'uniformité du diamètre hydraulique ou le type d'entrée, sont souvent absents. Il est évident que d'autres études systématiques sont nécessaires pour produire un ensemble suffisant de connaissances sur les mécanismes de transport responsables de la structure de l'écoulement et du transfert de chaleur dans les micro/minicanaux. Néanmoins, une grande majorité des chercheurs ont conclu que le modèle continu (équations de conservation de masse, de conservation de la quantité de mouvement et d'énergie) valable pour les canaux conventionnels est aussi applicable aux micro/minicanaux avec une précision acceptable. De plus, certaines corrélations concernant le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt ont donné des résultats très acceptables.

III.5 Description du dissipateur de chaleur à minicanaux

Le dissipateur de chaleur à minicanaux étudié ici est destiné au refroidissement de l'absorbeur de lumière sur la ligne PSICHE du Synchrotron SOLEIL de Paris (France). Ce dernier est un accélérateur de particules qui produit des lumières de fortes puissances sur un large spectre de longueurs d'ondes. Un refroidissement efficace de l'absorbeur permet d'une part d'améliorer la qualité du faisceau sur l'anneau de stockage et sur les lignes de lumière et, d'autre part, de pouvoir augmenter la puissance de la lumière produite pour les applications de recherche et développement chez Synchrotron SOLEIL sans risques de déformation des conditionneurs du faisceau. En effet, les contraintes thermiques (haute température ou grande non-homogénéité de température) peuvent induire des déformations mécaniques des conditionneurs du faisceau (miroirs, absorbeurs, réducteurs, vannes...), réduisant ainsi la qualité du faisceau en sortie de la ligne de lumière. L'une des solutions les plus prometteuses étant le refroidissement par des écoulements de liquide à l'intérieur de mini et microcanaux. L'avantage des échangeurs et dissipateurs à minicanaux et microcanaux réside dans leur capacité à dissiper de fortes puissances thermiques dans des espaces relativement réduits. Ces échangeurs combinent à la fois une très grande surface d'échange par rapport à leurs dimensions générales, un grand coefficient d'échange convectif, un faible encombrement et enfin un faible besoin en débit.

Le dissipateur de chaleur, de forme cylindrique, a été fabriqué en cuivre. Il présente une ouverture centrale rectangulaire à section variable permettant le passage du faisceau de lumière. La face supérieure inclinée de l'ouverture absorbe une partie du faisceau entrant et réduit ainsi sa taille à la sortie (figures III.1). Afin de refroidir l'absorbeur, 17 minicanaux de section rectangulaire de 700 μm de largeur, 5 mm de hauteur et de 420 mm de longueur ont été gravés dans la masse de l'absorbeur sur sa face supérieure externe (figures III.2).

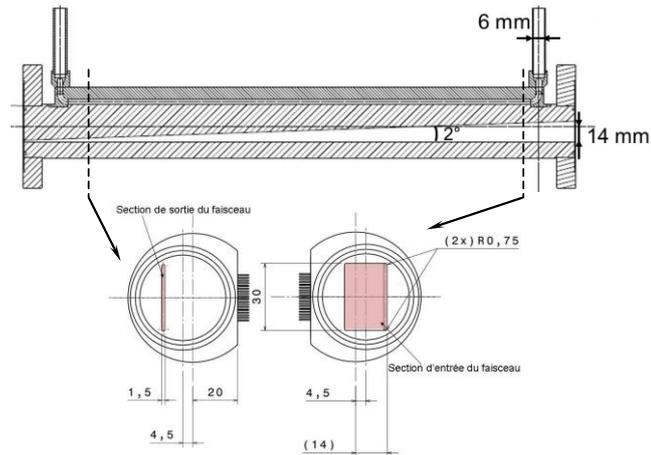


Figure III.1: Coupes dans le dissipateur de chaleur à minicanaux [79].

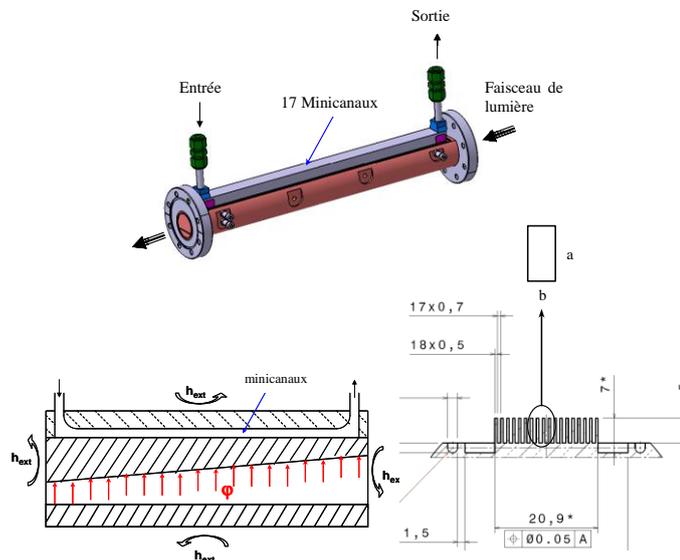


Figure III.2: Dissipateur à minicanaux rectangulaire.

Les ailettes séparant les canaux ont 500 μm d'épaisseur. Le diamètre des tubes d'entrée et de sortie du fluide caloporteur est de 6 mm. La rugosité moyenne des canaux est de 6 μm . Le fluide de travail est l'eau de-ionisée qui permet d'éviter l'interaction électrostatique fluide-paroi. La forme du répartiteur et du collecteur du fluide caloporteur à

l'entrée et à la sortie des minicanaux est conçue pour assurer la transition entre la section circulaire des conduites et la section rectangulaire débouchant sur les canaux. Ce qui va limiter les changements brusques de section, et par conséquent, les pertes de charges singulières qui en découlent.

III.6. Formulation mathématique

On considère l'écoulement tridimensionnel, stationnaire d'un fluide incompressible en régime turbulent avec transfert de chaleur. Les équations traduisant le transport de masse, de quantité de mouvement et d'énergie régissant de tels écoulements sont les équations de Reynolds moyennées:

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial(\rho \bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{III.4})$$

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \sum_{l=1}^3 \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i u_j}) + F_v \quad (\text{III.5})$$

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial(\rho E \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i u_j}) \bar{u}_i \right) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} q_j + S_E \quad (\text{III.6})$$

Les équations obtenues font apparaître un nombre d'inconnues supplémentaires ($-\rho \overline{u_i u_j}$) appelées contraintes de Reynolds, d'où la nécessité d'un modèle de turbulence afin de fermer le système. Dans ce travail, nous avons utilisé le modèle de turbulence k-ε Realizable. C'est un modèle semi empirique basé sur le concept de Boussinesq reliant les contraintes de Reynolds au taux de déformation moyen :

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \sum_{l=1}^3 \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij} \quad (\text{III.7})$$

Où k représente l'énergie cinétique turbulente, son équation de transport est donnée par :

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k \bar{u}_j) = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon + S_k \quad (\text{III.8})$$

Et ε représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, son équation de transport est donnée par :

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon \bar{u}_j) = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (\text{III.9})$$

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

Le terme de production G_k se calcul par la relation :

$$G_k = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left[\left(\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \sum_{l=1}^3 \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] \quad (\text{III.10})$$

La génération d'énergie cinétique de turbulence G_b est donnée par :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{III.11})$$

Où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent g_i est la composante du vecteur gravitationnel dans la direction (i). Pour ce modèle, la valeur par défaut de Pr_t est de 0,85.

La viscosité turbulente est donnée par:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.12})$$

La différence entre le modèle réalisable et les modèles standard et RNG est que C_μ n'est plus constante, mais calculée à partir de la relation:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}$$

Où

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}}$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = 2\varepsilon_{ijk}\omega_k$$

$$\overline{\tilde{\Omega}_{ij}} = \varepsilon_{ijk}\omega_k$$

$\overline{\tilde{\Omega}_{ij}}$ est le tenseur moyen de vitesses de rotation, vu dans un référentiel tournant avec la vitesse angulaire ω_k .

$$A_0 = 4.04, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi$$

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

S_k et S_ε sont des termes sources définis par l'utilisateur.

σ_k et σ_ε , sont respectivement les nombres de Prandtl turbulents effectifs inverses relatifs à l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. L'ensemble des autres coefficients est déterminé de façon empirique. Leurs valeurs pour le modèle k- ε Realizable sont données par:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_2 = 1.9, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.2$$

La mesure dans laquelle ε est affectée par la poussée d'Archimède est déterminée par la constante $C_{3\varepsilon}$ qui est calculée selon la relation suivante :

$$C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\frac{v}{u}\right|$$

Où v est la composante de la vitesse d'écoulement parallèle au vecteur de gravité et u est la composante de la vitesse d'écoulement perpendiculaire au vecteur gravitationnel.

Les conditions aux limites utilisées dans nos calculs sont résumées ci-dessous:

1- A l'entrée du dissipateur : les propriétés du fluide entrant, sa vitesse, sa température et sa pression sont données.

Pour initialiser la turbulence, on impose une intensité de turbulence et un diamètre hydraulique à l'entrée. L'intensité de turbulence est calculée par la formule [80] :

$$I = 0.16\text{Re}^{-1/8}$$

2- A la sortie du dissipateur : tous les gradients sont considérés nuls.

3- Sur la surface inférieure du dissipateur : un flux thermique est imposé.

4- L'échange de chaleur entre la surface externe de l'absorbeur et l'environnement est représenté par un coefficient d'échange h_{ext} .

5- Aux interfaces solides-fluides : condition de couplage. Le solveur résout les transferts de chaleur directement à partir de la solution de la cellule adjacente. Ainsi, à l'interface, le calcul du flux est défini par :

$$\lambda_s \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{interface}} = \lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{interface}}$$

où n est la coordonnée locale normale à la surface.

III.7 Procédure de calculs numériques

Les équations gouvernantes sont résolues numériquement par la méthode des volumes finis avec le code de calcul FLUENT. Cette résolution nous a permis d'appréhender les champs hydrodynamique et thermique dans le dissipateur de chaleur à minicanaux.

III.7.1 Géométrie et maillage avec GAMBIT

La géométrie et le maillage du dissipateur de chaleur ont été effectués en utilisant le logiciel GAMBIT qui permet de concevoir un modèle géométrique ou d'importer un modèle à

partir d'autres logiciels de CAO (CATIA, ANSYS, SOLIDWORKS,...). Le maillage du dissipateur de chaleur a nécessité un nombre de mailles égal à 3 159 965, ce qui a nécessité un temps de calcul important, mais présente l'avantage de pouvoir représenter en fine le domaine étudié, notamment aux interfaces fluide-solide où le maillage a été raffiné. La figure III.3 représente la géométrie globale du dissipateur de chaleur ainsi que la disposition des 17 minicanaux sur sa surface supérieure.

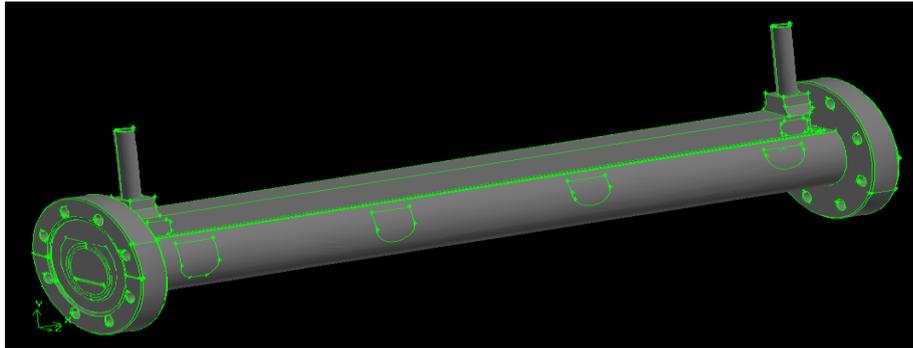


Figure III.3 : Géométrie avec GAMBIT du dissipateur de chaleur et des minicanaux.

III.7. 2 Calcul avec FLUENT

La simulation numérique est un outil indispensable dans le développement et l'étude des systèmes industriels. FLUENT est l'un des logiciels les plus performants dans le domaine de la CFD (Computational Fluid Dynamics). Nous l'avons adopté dans toutes nos simulations. Pour le couplage vitesse-pression, nous avons opté pour l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations). Le modèle k- ϵ Realizable est choisi pour modéliser la turbulence dans les minicanaux. La discrétisation de la pression est obtenue par un schéma standard et un schéma du second ordre décentré est choisi pour la discrétisation des équations de quantité de mouvement et d'énergie. La simulation a été effectuée sur le calculateur ROMEO de l'université de Reims Champagne-Ardenne (Actuellement appelé CLOVIS). Les calculs sont aussi lancés sur une station de calcul HP Intel Xeon E5-2665. Malgré ces outils puissants, le calcul prend plusieurs jours pour converger.

III.7.3 Optimisation de la forme des zones d'entrée et de sortie des minicanaux

La géométrie du répartiteur et du collecteur de fluide, à l'entrée et à la sortie des minicanaux, a été optimisée afin d'assurer une distribution uniforme du débit sur les différents canaux, ce qui permet de minimiser la non-homogénéité de la température dans les minicanaux. La figure III.4 représente les trois configurations entrée-sortie étudiées: une uniforme (a), concave (b) et convexe (c).

Nous avons lancé une simulation numérique avec Fluent afin de déterminer la configuration optimale. Les résultats présentés correspondent à un débit à l'entrée du dissipateur de 10 l/mn correspondant au régime turbulent avec un nombre de Reynolds à l'entrée $Re = 21126$. Les figures III.5 et III.6 représentent une visualisation du champ hydrodynamique dans la configuration (a) sur une coupe axiale à mi-hauteur des minicanaux respectivement à l'entrée et à la sortie. La figure III.7 représente le champ des vitesses sur une coupe transversale à mi-hauteur de l'absorbeur. De même, les figures III.8 à III.10 correspondent à la configuration (b) et les figures III.11 à III.13 à la configuration (c). Les zones en bleu (vitesse nulle) représentent les parois des canaux.

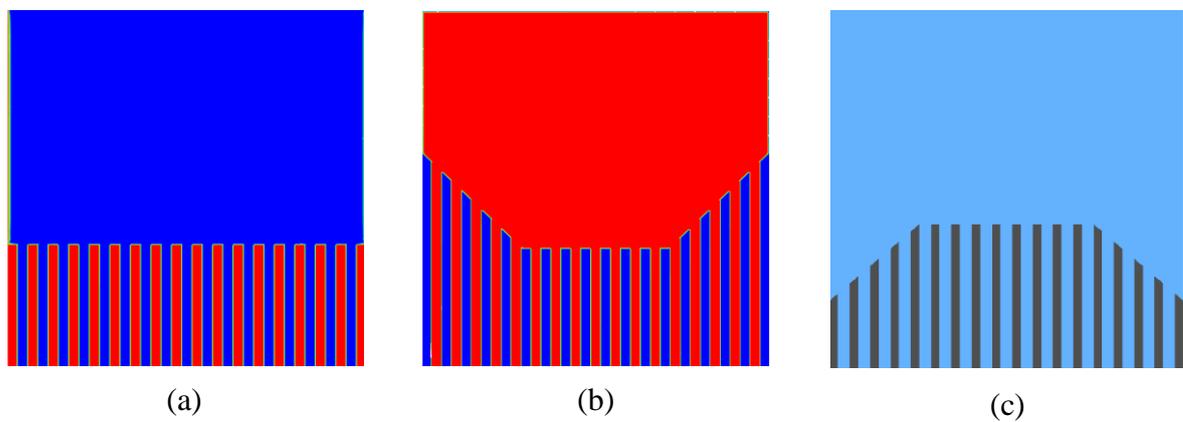


Figure III.4: Différentes configurations étudiées : a- uniforme, b- concave, c- convexe.

On peut remarquer d'après ces figures que c'est la configuration (c) qui donne la meilleure répartition des débits sur les canaux. En effet, les figures III.8, III.9 et III.10 montrent que la configuration b donne la plus grande dispersion des vitesses entre les canaux centraux et ceux qui se trouvent sur les extrémités, et aussi entre le haut et le bas des canaux. L'écart atteint presque 80 % entre les canaux situés aux extrémités et les canaux centraux. Sur les coupes axiales, les configurations (a) et (c) donnent presque la même distribution des vitesses. Cependant, les coupes transversales montrent que la distribution entre le haut et le bas des canaux à mi-longueur des canaux (après une certaine distance de stabilisation et d'établissement de l'écoulement) est meilleure pour la configuration (c). L'écart relatif des vitesses pour la configuration (c) ne dépasse pas 20 %. C'est donc cette configuration qui a été usinée dans le prototype d'absorbeur à minicanaux et qui a été testé expérimentalement.

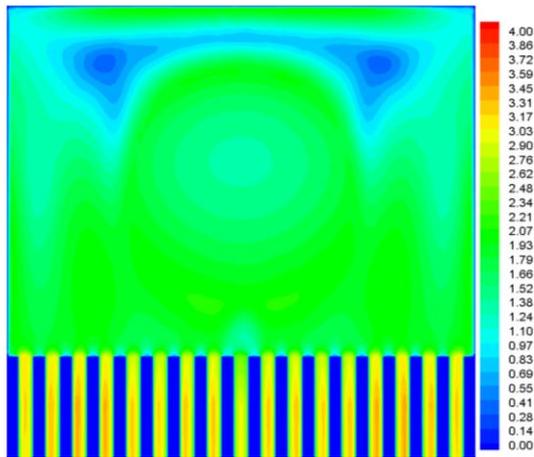


Figure III.5: Champ longitudinal des vitesses à l'entrée, configuration (a).

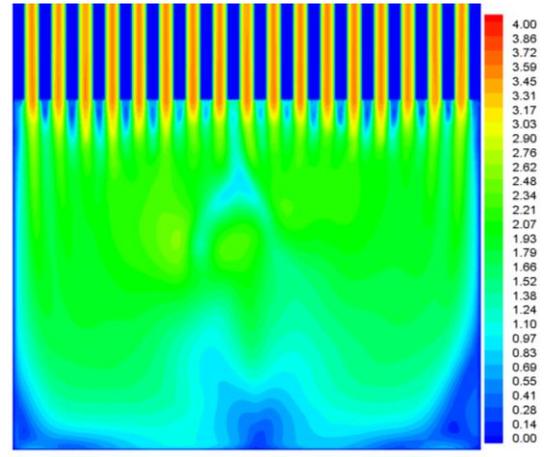


Figure III.6: Champ longitudinal des vitesses à la sortie, configuration (a).

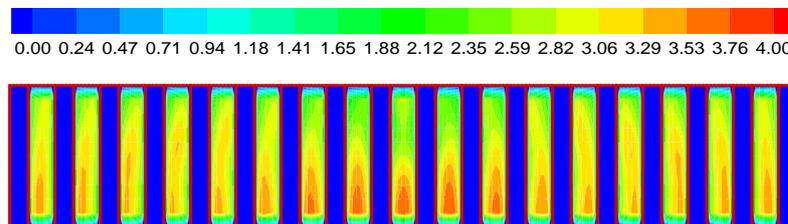


Figure III.7: Champ transversal des vitesses à mi-longueur du canal, configuration (a).

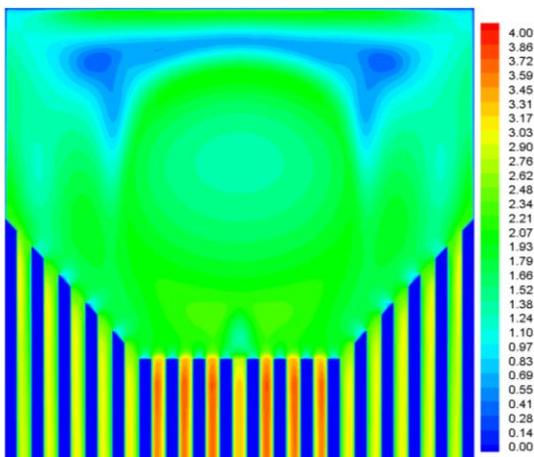


Figure III.8: Champ longitudinal des vitesses à l'entrée, configuration (b).

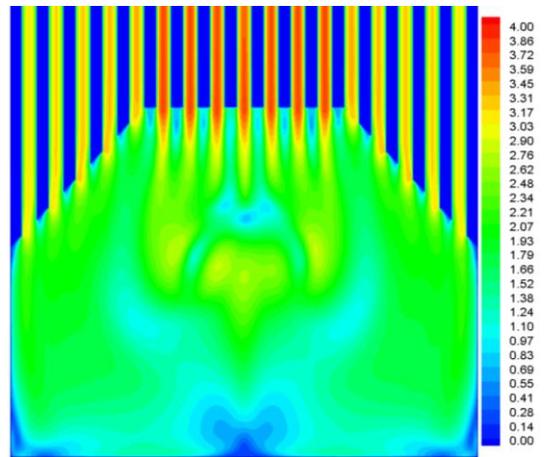


Figure III.9: Champ longitudinal des vitesses à la sortie, configuration (b).

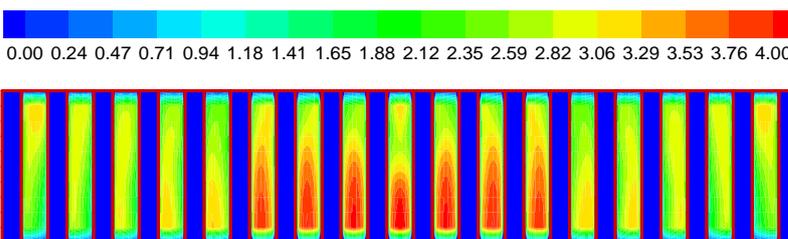


Figure III.10 : Champ transversal des vitesses à mi-longueur du canal, configuration (b).

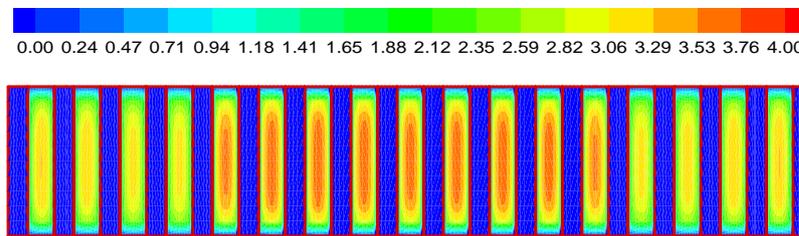
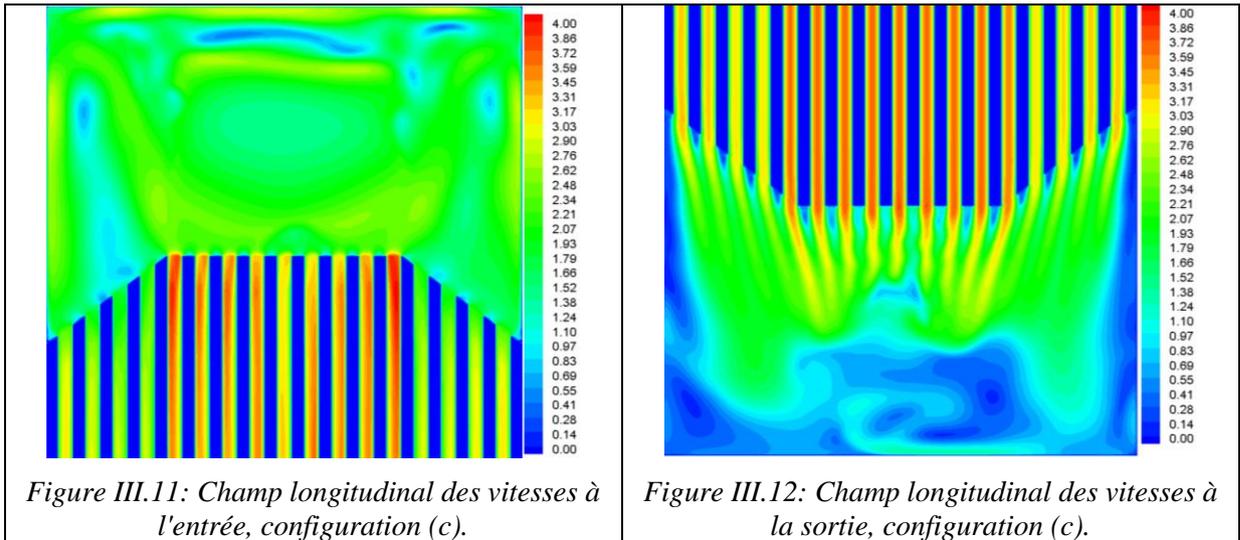


Figure III.13 : Champ transversal des vitesses à mi-longueur du canal, configuration (c).

III.8 Dispositif expérimental

Le dissipateur de chaleur a été fabriqué et testé sur un banc d'essais dans un laboratoire au Synchrotron Soleil de Paris, mis en place spécialement pour étudier et tester les dissipateurs de chaleur à minicanaux. A cause des faibles dimensions des minicanaux et par souci de perturber les champs thermiques et dynamiques, les sondes de température ou de flux ne sont pas utilisées. L'absorbeur est équipé de 22 thermocouples, 18 thermocouples de surface de type T adhésifs (N°1 à 18) qui sont collés directement sur la paroi extérieure, 4 thermocouples internes de type T (N°19 à 22). La figure III.14 montre les positions et les coordonnées x , y , z des thermocouples sur l'absorbeur. La mesure de l'écoulement se fait par l'intermédiaire de débitmètres pour le débit et de différents capteurs de pression pour les pertes de charge. La figure III.15 montre le schéma hydraulique des différents circuits disponibles.

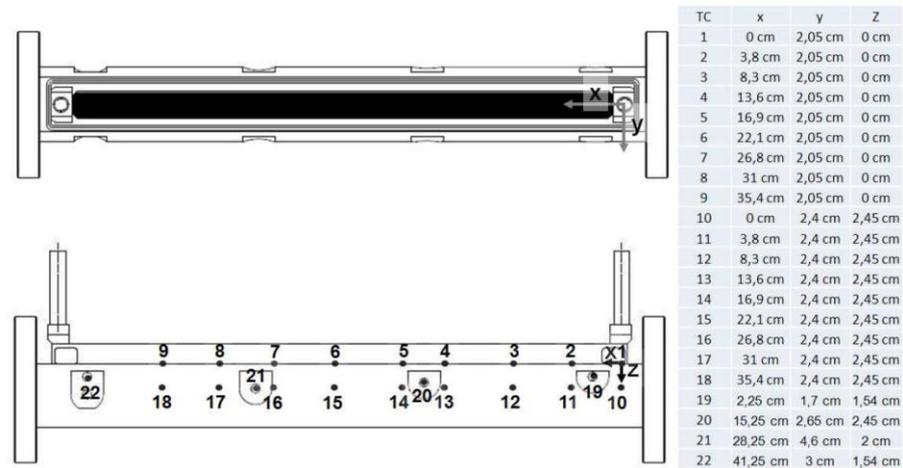


Figure III.14: Position des thermocouples sur le dissipateur [79].



Figure III.15: Schéma hydraulique des deux différents circuits disponibles [79].

III.9 Validation

La validation de notre procédure de calcul va se faire en premier lieu sur la base d'un calcul hydrodynamique sans transfert de chaleur. Les pertes de charges du dissipateur en fonction du débit sont comparées aux essais et à la corrélation de Kandlikar relative aux minicanaux. En second lieu, la validation se fera sur les propriétés thermiques du dissipateur.

III.9.1 Pertes de charge

Nous avons comparé les pertes de charge obtenues numériquement avec ceux des essais et avec la corrélation développée par Kandlikar [81] pour évaluer les pertes de charges totales dans les micro/minicanaux.

Etant donné que la mesure de la pression locale le long de l'écoulement est difficile dans des microcanaux, la chute de pression est mesurée à travers les collecteurs d'entrée et de sortie. La mesure de la chute de pression qui en résulte représente l'effet combiné des pertes dans les coudes, pertes d'entrée et de sortie, pertes dues aux effets de la région de l'écoulement en développement, et des pertes par frottement. Ainsi, la chute de pression est la somme de ces composants:

$$\Delta P = \frac{\rho u_m^2}{2} \left[2K_{90} \left(\frac{A_c}{A_p} \right)^2 + (K_c + K_e) + \frac{4f_{app}L}{D_h} \right] \quad (\text{III.13})$$

A_c : aire totale des sections des canaux, $A_c = a.b$ (b : largeur du canal, a : hauteur du canal),

A_p : section totale transversale à l'entrée, $A_p = (2a + 2b).L$ (L : longueur du canal),

K_{90} : coefficient de perte de charge singulière pour un coude à 90°,

K_c : coefficient de perte de charge singulière pour une contraction brusque (dans le répartiteur), c'est lorsque le fluide arrive à l'entrée des canaux et s'y repartit.

K_e : coefficient de perte de charge singulière pour un élargissement brusque (dans le collecteur), c'est lorsque le fluide sort des canaux et arrive dans le collecteur.

f_{app} : coefficient de frottement apparent qui comprend les effets combinés des pertes par frottement et des pertes supplémentaires dans la zone d'écoulement en développement.

Phillips [82] a étudié ces pertes et a recommandé une valeur d'environ 1.2 pour K_{90} . K_c et K_e sont tirés à partir d'abaques.

Tableau III.1: Valeurs des coefficients tirés d'abaques [79].

A_c / A_p	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1
K_c laminaire	0.8	0.79	0.75	0.65	0.55	0.4
K_c turbulent	0.5	0.48	0.42	0.35	0.25	0.1
K_e laminaire	1	0.55	0.2	-0.09	-0.28	-0.4
K_e turbulent	1	0.6	0.35	0.15	0.05	0

Concernant le coefficient de frottement apparent, Phillips [87] propose pour un régime turbulent une corrélation qui couvre à la fois, la région de l'écoulement en développement et également celle de l'écoulement complètement développé :

$$f_{app} = A.Re_{eq}^B \quad (\text{III.14})$$

$$A = 0.0929 + \frac{1.01612}{x/D_h} \quad \text{et} \quad B = -0.2680 + \frac{0.32930}{x/D_h} \quad (\text{III.15})$$

Re_{eq} est le nombre de Reynolds laminaire équivalent, appliqué pour les canaux de section rectangulaire, il est donné par la relation :

$$Re_{eq} = \frac{\rho u_m D_{le}}{\mu} \quad (III.16)$$

Où D_{le} représente le diamètre laminaire équivalent, il est donné par :

$$D_{le} = \left[\frac{2}{3} + \frac{11}{24} \alpha_c (2 - \alpha_c) \right] D_h \quad (III.17)$$

Pour le régime laminaire, Kandlikar [81] propose la corrélation :

$$f_{app} Re = \frac{j_1 + j_3 (x^*)^{0.5} + j_5 x^*}{1 + j_2 (x^*)^{0.5} + j_4 x^* + j_6 (x^*)^{1.5}} \quad (III.18)$$

avec $x^* = \frac{x/D_h}{Re}$

Avec j_i des coefficients donnés dans le tableau III.2, pour certaines valeurs de $\alpha_c = b/a$ (dans notre cas $a = 5$ mm et $b = 0.7$ mm). Pour les autres valeurs de α_c , qui ne sont pas listées dans le tableau III.2, une interpolation est utilisée pour déterminer ces coefficients.

Tableau III.2: Coefficients de la corrélation de Kandlikar [81].

α_c	0.1	0.2	0.5	1	10
j_1	286.65	141.97	142.05	142.1	286.65
j_2	25.701	-7.0603	-5.4166	-7.3374	25.701
j_3	337.81	2603	1481	376.69	337.81
j_4	1091.5	1431.7	1067.8	800.92	1091.5
j_5	26415	14364	13177	14010	26415
j_6	8.4098	-220.77	-108.52	-33.894	8.4098

Les pertes de charges à l'intérieur du dissipateur de chaleur à minicanaux sont décomposées en trois parties (figure III.16). La première partie correspond aux pertes de charge lorsque le fluide emprunte des coudes pour entrer et sortir du dissipateur. La seconde partie correspond aux pertes de charge occasionnées lors des brusques changements de section survenant à l'entrée et à la sortie des minicanaux. La troisième partie correspond aux pertes de charge linéaires à l'intérieur des minicanaux.

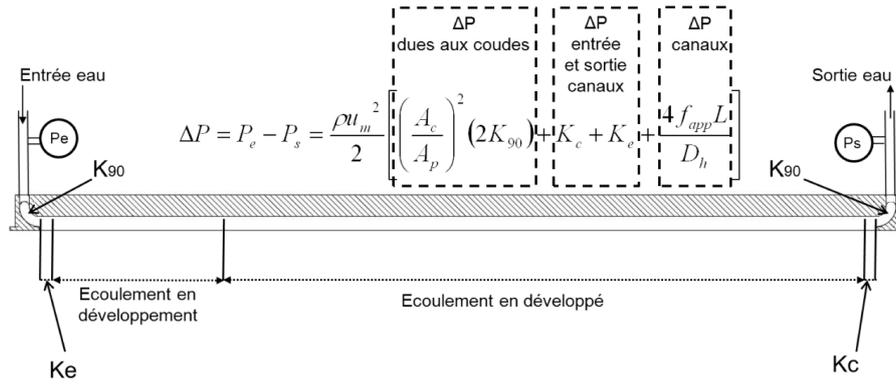


Figure III.16: Pertes de charges totales dans le dissipateur à minicanaux [79].

La figure III.17 représente les courbes des pertes de charges totales entre l'entrée et la sortie du dissipateur de chaleur à minicanaux pour différents débits. Les résultats de la simulation numériques sont comparés aux essais et à la corrélation de Kandlikar [81], un accord très satisfaisant est constaté. Ceci valide la procédure numérique utilisée concernant le calcul hydrodynamique.

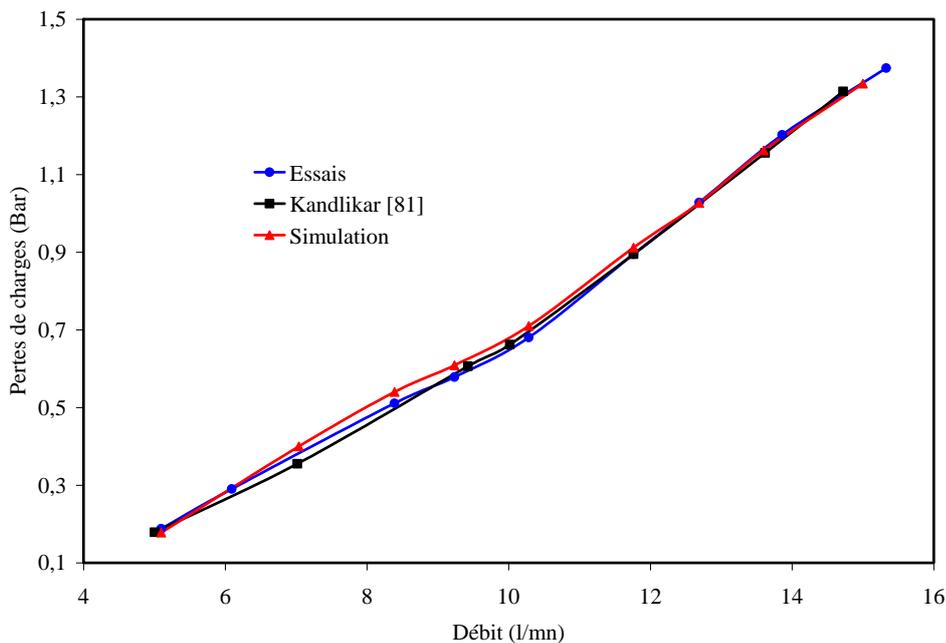


Figure III.17: Pertes de charge totales en fonction du débit dans le dissipateur de chaleur.

Afin de voir l'influence des variantes du modèle k-ε qui existent dans Fluent, une comparaison est faite entre les deux variantes RNG et Realizable. La variante k-ε standard est écartée, parce qu'elle n'est pas adaptée aux géométries complexes. Le résultat de la comparaison est illustré sur la figure III.18, où les deux variantes en question sont comparées aux essais effectués sur le dissipateur de chaleur.

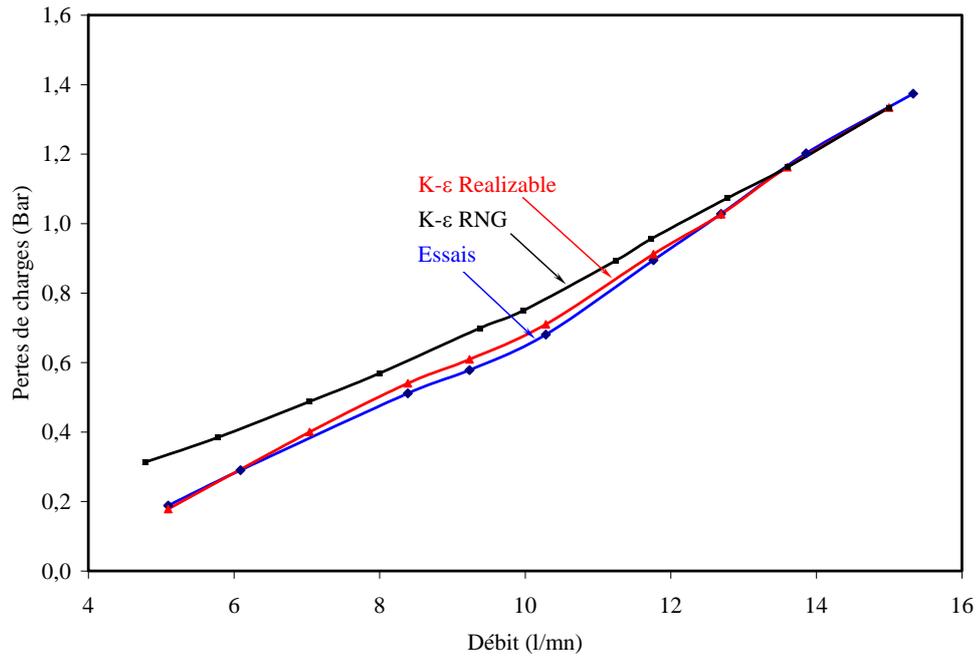


Figure III.18: Pertes de charge totales en fonction du débit, dans le dissipateur de chaleur.
 Comparaison des variantes du modèle de turbulence K-ε.

Nous constatons que la variante k-ε Realizable est plus précise que k-ε RNG. C'est donc ce modèle que nous avons adopté pour la suite de nos calculs.

III.9.2 Températures

Une validation est également réalisée sur la base de la température du fluide caloporteur, calculée à l'entrée et à la sortie du dissipateur de chaleur pour différents débits. La capacité d'échange du dissipateur de chaleur dépend de la puissance absorbée par convection forcée qui est calculée par la relation:

$$\phi_{\text{absorbée}} = q_m C_p (T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}}) \quad (\text{III.19})$$

Où q_m correspond au débit de fluide circulant dans le dissipateur de chaleur.

Dans le tableau III.3 sont montrés les résultats des calculs et ceux des tests [79]. IL est clair que, l'écart est faible surtout pour les forts débits. Ceci prouve que la procédure de calcul adoptée donne des résultats en bon accord avec les essais expérimentaux. La comparaison entre les calculs et les essais est représentée sur la figure III.19. Les températures mesurées sont toujours situées au-dessous de celles calculées, ceci est du aux fait que le flux appliqué lors des mesures subit des pertes vers l'extérieur, contrairement aux calculs où la totalité du flux appliqué est absorbée par le dissipateur.

Tableau III.3: Comparaison des températures mesurées et calculées du fluide caloporteur.

Valeurs mesurées					Valeurs calculées		
Débit (l/mn)	T _{entrée} (°C)	T _{sortie} (°C)	ΔT_{fluide} (°C)	$\Phi_{\text{absorbée}}$ (W)	T _{sortie} (°C)	ΔT_{fluide} (°C)	$\Phi_{\text{absorbée}}$ (W)
4.14	29.90	46.50	16.60	4762	48.26	18.36	5294.12
5.10	29.80	44.10	14.30	5057	44.70	14.90	5292.70
6.05	29.80	42.00	12.20	5122	42.56	12.76	5376.84
7.02	30.00	40.60	10.60	5157	41.05	11.05	5402.82
9.98	30.60	37.90	7.30	5053	38.45	7.85	5456.60
11.05	29.90	36.70	6.80	5211	37.05	7.15	5499.02

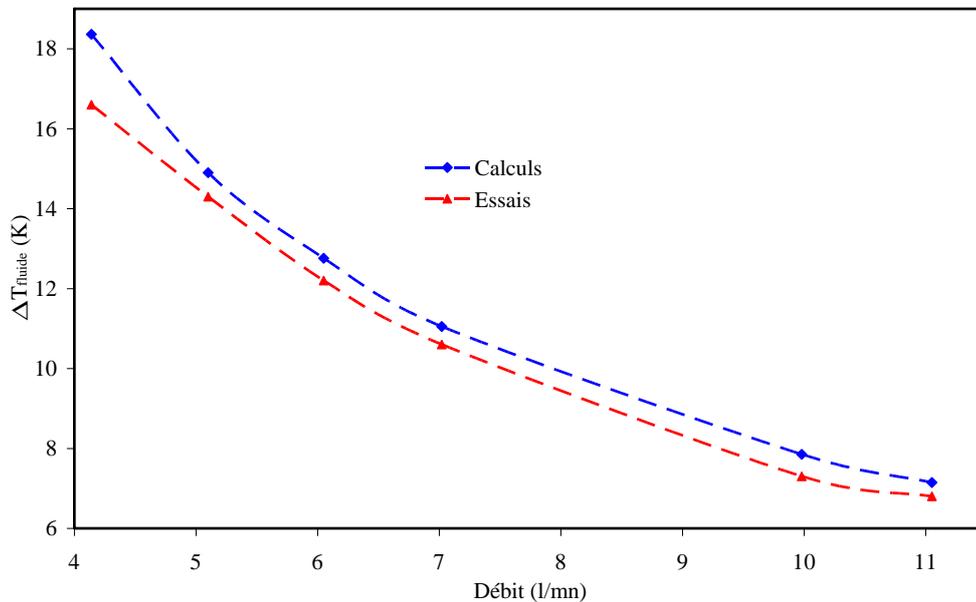


Figure III.19: Comparaison des différences de température calculée et mesurée du fluide caloporteur.

Les figures III.20 à III.24 indiquent l'évolution de la température à la surface du dissipateur de chaleur pour différents débits d'eau, les résultats des calculs sont comparés à ceux des mesures expérimentales. Ces mesures sont réalisées à l'aide des thermocouples 1 à 9 (voir figure III.16) répartis le long du dissipateur sur sa surface externe. Lors des mesures, le chauffage est réalisé par un collier chauffant monté sur l'absorbeur à 18.9 cm de l'entrée du dissipateur [79].

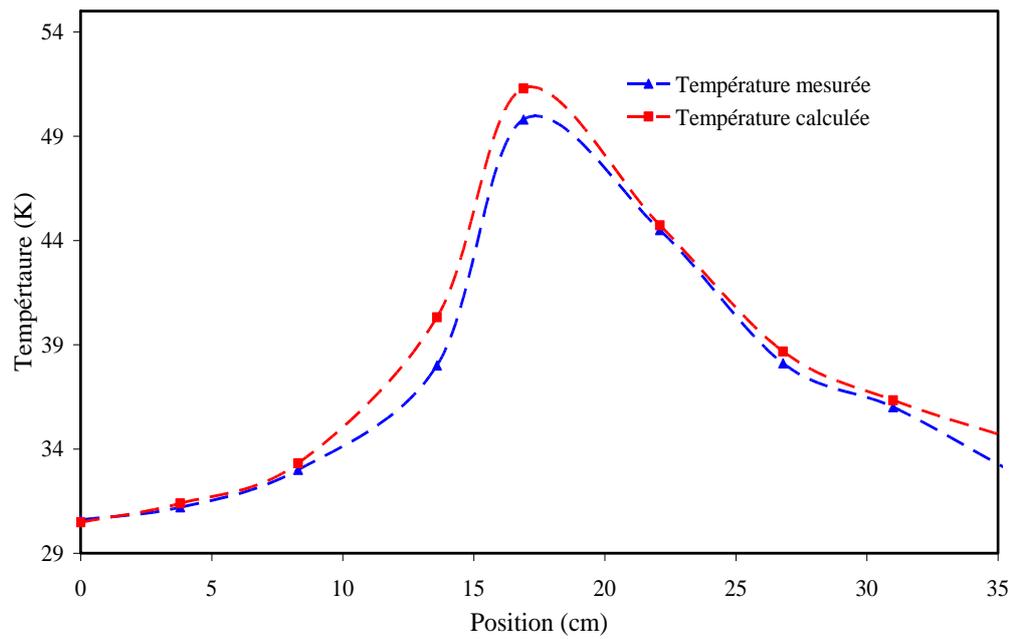


Figure III.20: Comparaison des températures calculées et mesurées en bas du dissipateur, pour un débit de 4 l/mn.

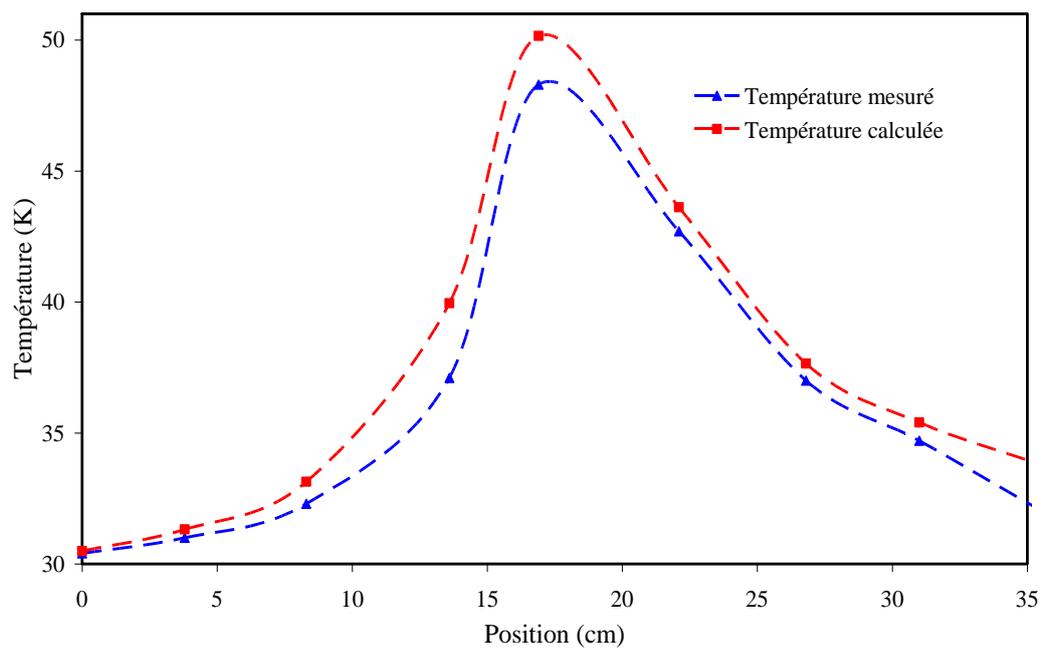


Figure III.21: Comparaison des températures calculées et mesurées en bas du dissipateur, pour un débit de 5 l/mn.

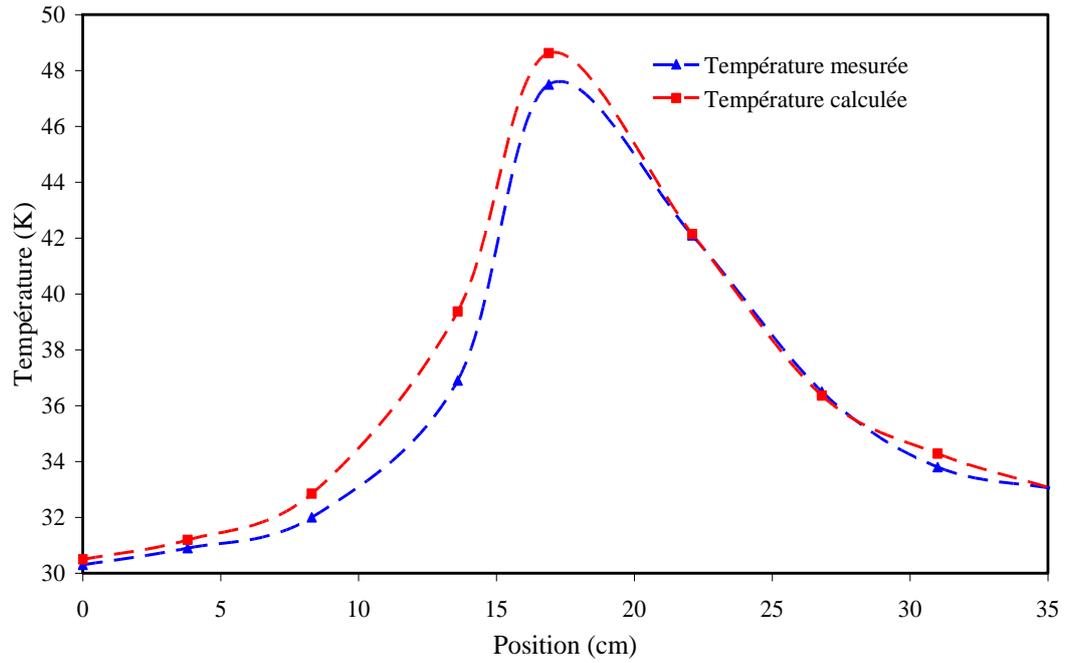


Figure III.22: Comparaison des températures calculées et mesurées en bas du dissipateur, pour un débit de 7 l/mn.

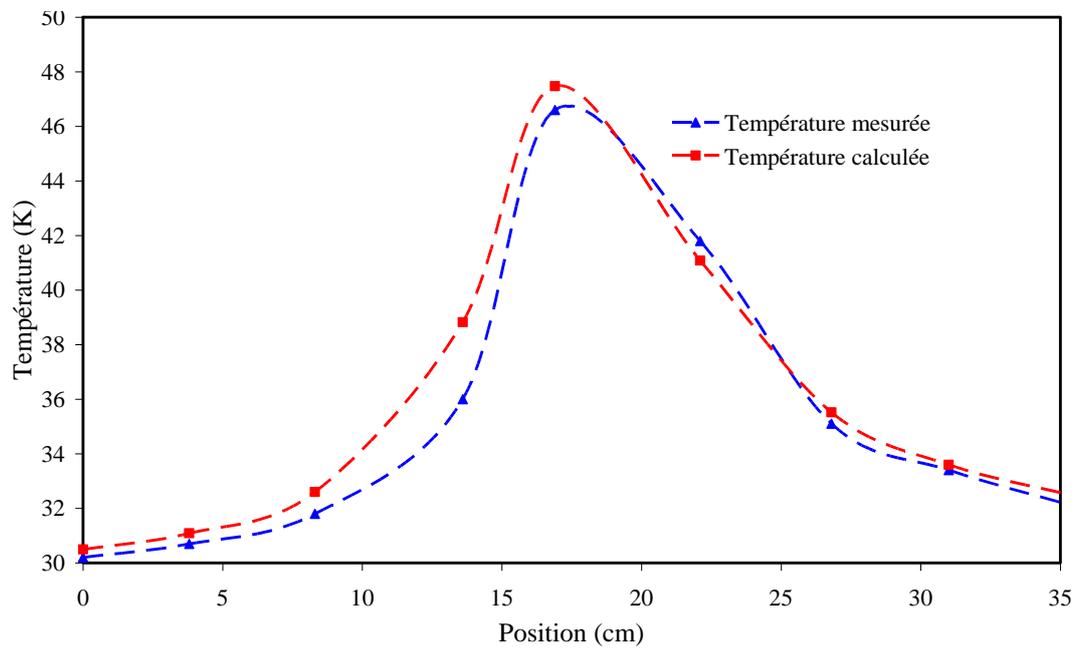


Figure III.23: Comparaison des températures calculées et mesurées en bas du dissipateur, pour un débit de 9 l/mn.

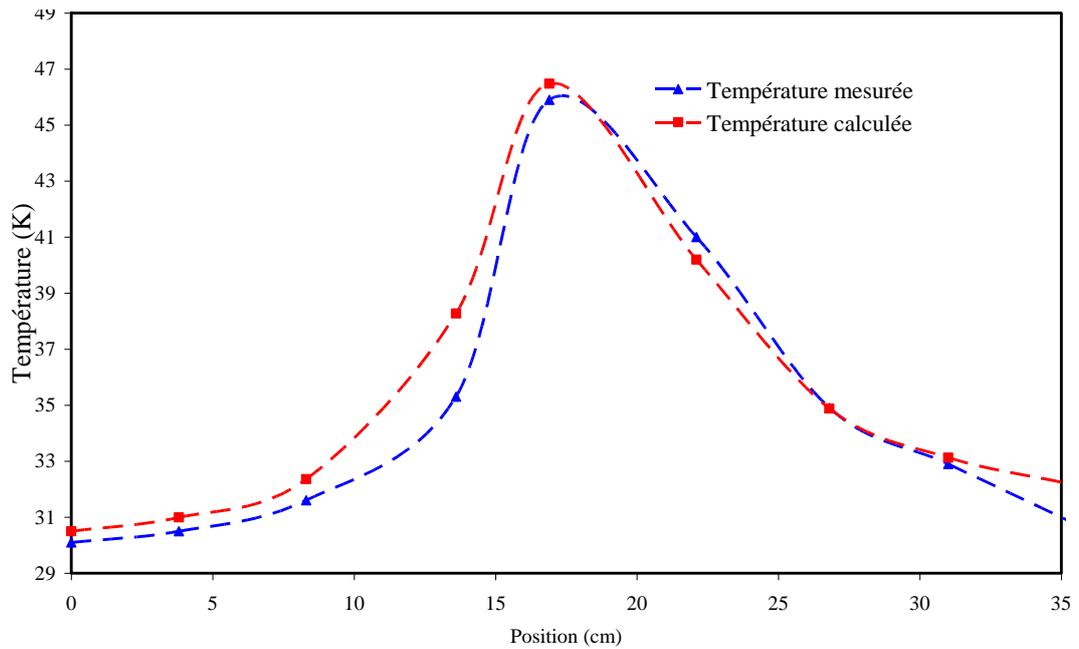


Figure III.24: Comparaison des températures calculées et mesurées en bas du dissipateur, pour un débit de 11 l/mn.

Les résultats des calculs sont en bon accord avec ceux des mesures expérimentales. Les températures calculées sont légèrement supérieures à celles mesurées, ceci est dû au fait qu'une partie du flux de chaleur appliqué par le collier est dissipée vers l'extérieur, au lieu d'être absorbée par le dissipateur de chaleur. Ceci n'est pas le cas pour les calculs où la totalité du flux appliqué est absorbée par le dissipateur.

III.9.3 Coefficient d'échange

Concernant le coefficient transfert de chaleur, la validation est faite en comparant les résultats de la simulation avec les corrélations existantes dans la littérature. Le coefficient de transfert de chaleur local h_x à été calculé le long du canal du milieu du dissipateur de chaleur. L'outil numérique SHTC 'Surface Heat Transfer Coefficient', disponible dans Fluent permet de calculer les valeurs du coefficient d'échange ou du nombre de Nusselt, en utilisant une température de référence (où caractéristique) constante. Ceci est valable lorsqu'il s'agit de la convection forcée externe où la température de référence est celle de l'entrée du fluide (T_∞). Cependant, pour la convection forcée interne (comme le cas du canal) la température de référence varie le long du canal ainsi que dans la direction transversale. Le coefficient de transfert de chaleur est donc calculé par la relation suivante:

$$h_x = \frac{q_p}{T_p - T_m} \quad (\text{III.20})$$

q_p représente l'intensité du flux de chaleur à la paroi, T_p , T_m sont respectivement la température à la paroi et la température moyenne du mélange fluide. La différence de température entre la paroi et la température de référence de l'écoulement est très influente sur la valeur du coefficient d'échange convectif. La température moyenne de mélange est calculée par la relation (III.1). Le canal a été subdivisé en plusieurs sections (figure III.25), dans chaque section on calcul, la densité du flux de chaleur et la température à la paroi, les deux intégrales de la formule (III.1) et ensuite la température de référence et finalement le coefficient d'échange local h_x et le nombre de Nusselt local Nu_x .

Comme les flux de chaleur appliqués sur les quatre faces d'une coupe (A) sont différents, le coefficient d'échange sera différent sur chacune des faces. On obtient alors quatre valeurs différentes de h_x et on doit calculer une valeur moyenne pour la section considérée (à l'abscisse x_i), comme il est indiqué sur la figure III.25. Deux méthodes de calcul de h_x et par conséquent de Nu_x ont été utilisées:

Méthode 1 : le coefficient d'échange est la moyenne des coefficients des quatre faces.

$$h_x = (h_g + h_d + h_b + h_h) / 4 \quad (\text{III.21})$$

Méthode 2 : le coefficient d'échange est la moyenne des coefficients des trois faces où le flux de chaleur est entrant, qui est ensuite moyenné avec celui de la face où le flux est sortant.

$$h_x = [(h_g + h_d + h_b) / 3 + h_h] / 2 \quad (\text{III.22})$$

Avec h_g , h_d , h_b et h_h respectivement les coefficients d'échange à gauche, à droite, en bas et en haut de la section considérée. Ces coefficients ont été calculés à partir des formules (III.1) et (III.20). Le nombre de Nusselt local se calcul également à partir du coefficient d'échange local selon les deux méthodes précédentes.

Le nombre de Nusselt local le long du canal du milieu à été comparé aux nombres de Nusselt moyens calculées respectivement par la corrélation de Petukhov & Popov [83] et celle de Gnielinski [84]. Ces deux corrélations sont décrites ci-dessous :

Corrélation de Petukhov & Popov :

$$Nu = \frac{\text{Re Pr}(f/2)}{1 + 12.7(\text{Pr}^{2/3} - 1)(f/2)^{0.5}} \quad (\text{III.23})$$

Corrélation de Gnielinski :

$$Nu = \frac{(\text{Re} - 1000) \text{Pr}_L(f/2)}{1 + 12.7(\text{Pr}^{2/3} - 1)(f/2)^{0.5}} \quad (\text{III.24})$$

où f est le coefficient de frottement le long du canal, il est donné par :

$$f = [1.58 \ln(\text{Re}) - 3.28]^{-2} \quad (\text{III.25})$$

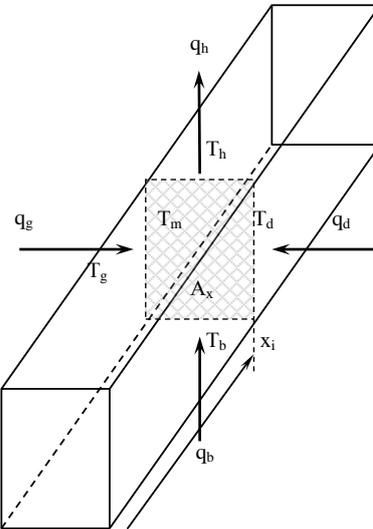


Figure III.25: Procédure de calcul du coefficient d'échange local le long du canal.

La figure III.26 illustre une comparaison du nombre de Nusselt local calculé par les deux méthodes (équations III.21 et III.22) décrites ci-dessus, avec le nombre de Nusselt moyen calculé par les corrélations de Petukhov & Popov et de Gnielinski (équations III.23, III.24 et III.25). Les résultats correspondent à un débit de 8 l/mn et une température de 293 K à l'entrée du dissipateur et un flux appliqué de 700 Kw/m².

L'allure générale du nombre de Nusselt local est conforme aux constatations faites dans la littérature (par exemple, Chen & al [57] et Qu & Mudawar [77]) c'est à dire, le nombre de Nusselt local possède une très grande valeur à l'entrée du canal, ensuite il diminue pour atteindre une valeur constante (moyenne) après établissement du régime. Le nombre de Nusselt moyen calculé par la corrélation de Petukhov & Popov est égal à 32.46, celui calculé par la corrélation de Gnielinski est égal à 21.28. Après établissement du régime la valeur du nombre de Nusselt local se rapproche de sa valeur moyenne. Pour la méthode (1), $Nu = 25.2$ et pour la méthode (2), $Nu = 21.5$. Il est clair que la corrélation de Gnielinski donne des résultats plus proches des calculs que celle de Petukhov & Popov, ce fait a été constaté dans la littérature (par exemple Adams & al [51], Fernando & al [55] et Agostini & al [64]) où la corrélation de Gnielinski donne de meilleurs résultats pour les minicanaux. D'autre part, la méthode (2), qui fait la distinction entre le Nusselt relatif aux flux de chaleur entrant et celui relatif au flux de chaleur sortant, est en bon accord avec la corrélation de Gnielinski.

Le coefficient d'échange local le long du canal du milieu et de celui de l'extrémité est illustré sur la figure III.27. Comme prévu, il possède une grande valeur dans la région en développement, ensuite il diminue pour atteindre sa valeur moyenne dans la région complètement développée hydrauliquement et thermiquement. On constate que au milieu du dissipateur le coefficient d'échange est meilleur.

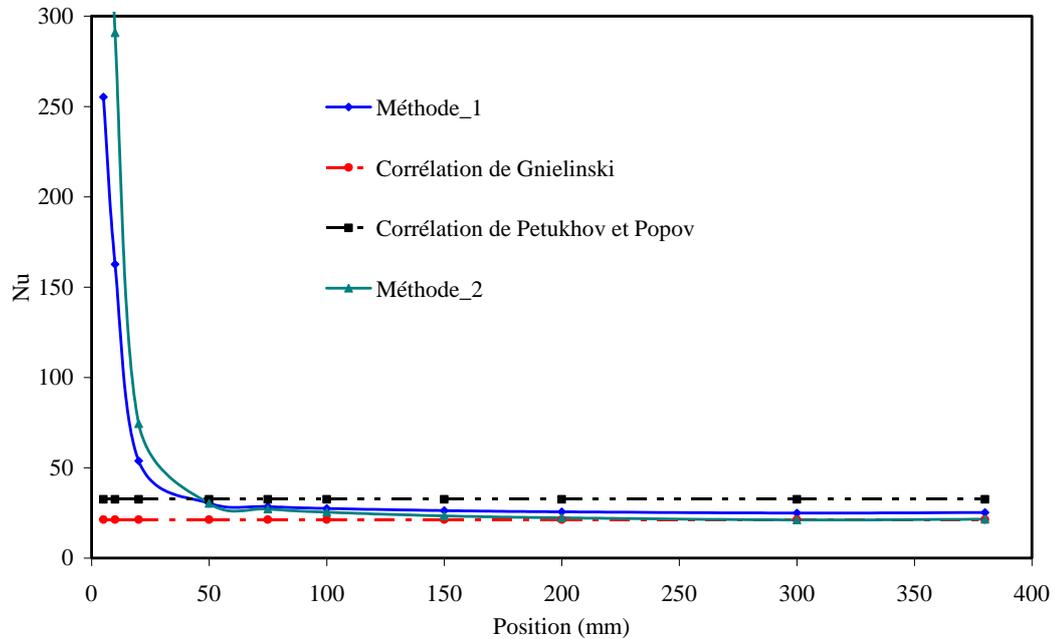


Figure III.26: Comparaison du nombre de Nusselt local calculé par Fluent et les corrélations de Petukhov & Popov et de Gnielinski.

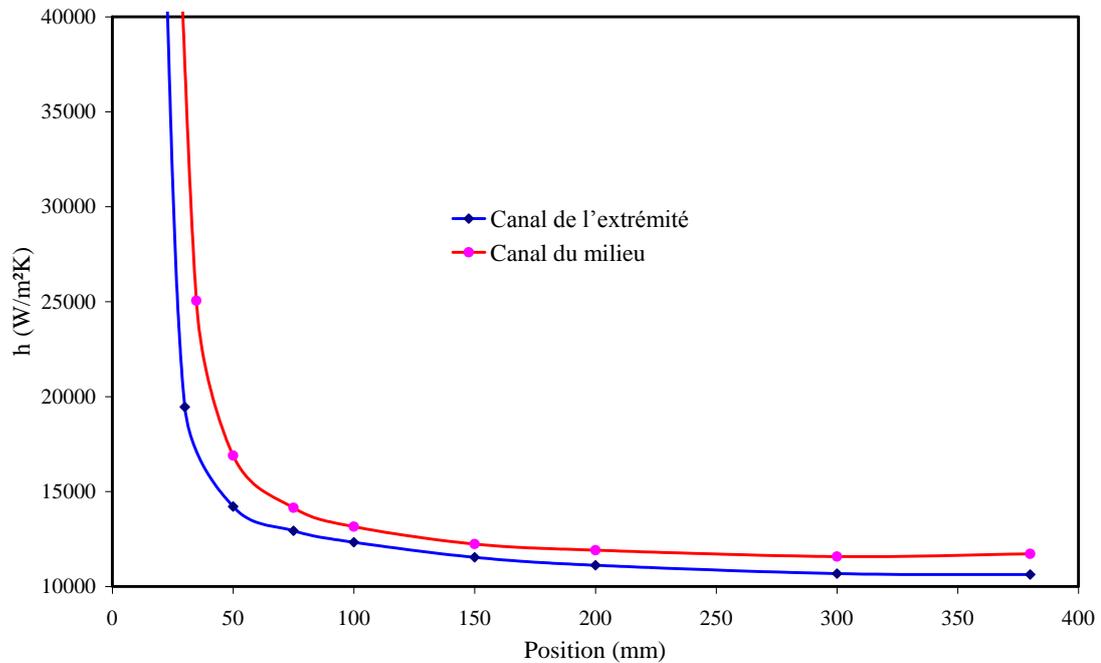


Figure III.27: Coefficient d'échange local le long du canal du milieu et de celui de l'extrémité calculés par la méthode (2).

Comme conclusion de cette validation, nous pouvons dire que notre procédure de calcul donne de bons résultats comparés aux essais expérimentaux ainsi qu'aux corrélations empiriques de la littérature. De ce fait, nous pouvons explorer avec certitude des endroits inaccessibles aux moyens de mesures, dans le but de mieux comprendre l'écoulement et le transfert de chaleur dans le dissipateur à minicanaux étudié.

III.10 Résultats et interprétations

Les résultats présentés ci-dessous pour différentes coupes dans le dissipateur de chaleur à minicanaux sont pour un débit d'eau à l'entrée de 8 l/min, correspondant à un nombre de Reynolds de 16901. Un flux de chaleur de 700 kW/m² est appliqué en bas du dissipateur de chaleur sur toute la face inclinée. L'eau entre avec une température de 293 K et une pression de 1.5 Bar. La figure III.28 représente les champs des températures dans le dissipateur de chaleur le long du minicanal du milieu et celui de l'extrémité. Les coupes sont prises dans des sections situées au milieu de chaque minicanal. La figure III.29 montre les champs des températures sur une coupe transversale dans les minicanaux près de l'entrée, au milieu et près de la sortie, tandis que la figure III.30 représente les mêmes coupes mais dans le dissipateur de chaleur entier. Il est clair que la température du fluide de refroidissement dans les minicanaux varie à la fois dans la direction transversale et longitudinale. Les températures des minicanaux situés sur les extrémités sont supérieures à ceux qui sont à l'intérieur. De même, en allant de l'entrée du dissipateur vers sa sortie, nous constatons que les températures dans les minicanaux augmentent. Cependant le dissipateur est bien refroidit en allant de l'entrée vers la sortie et du bas vers le haut, ceci est très visible à partir de la figure III.30.

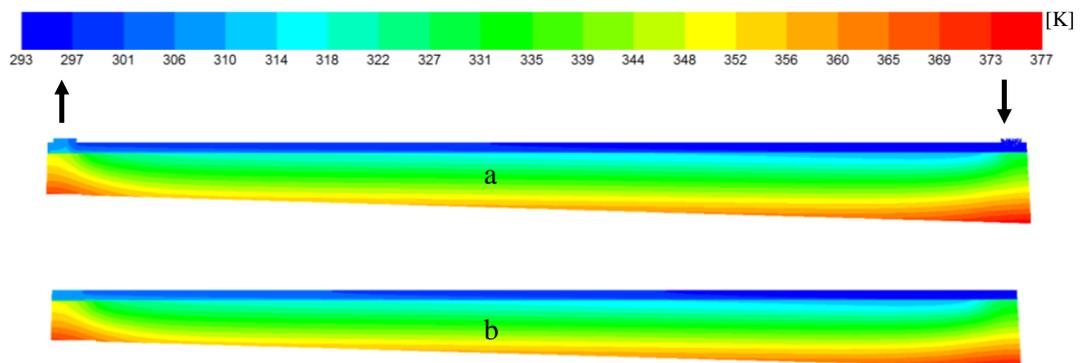


Figure III.28: Champs des températures sur une coupe le long du canal:
(a) du milieu, (b) à l'extrémité.

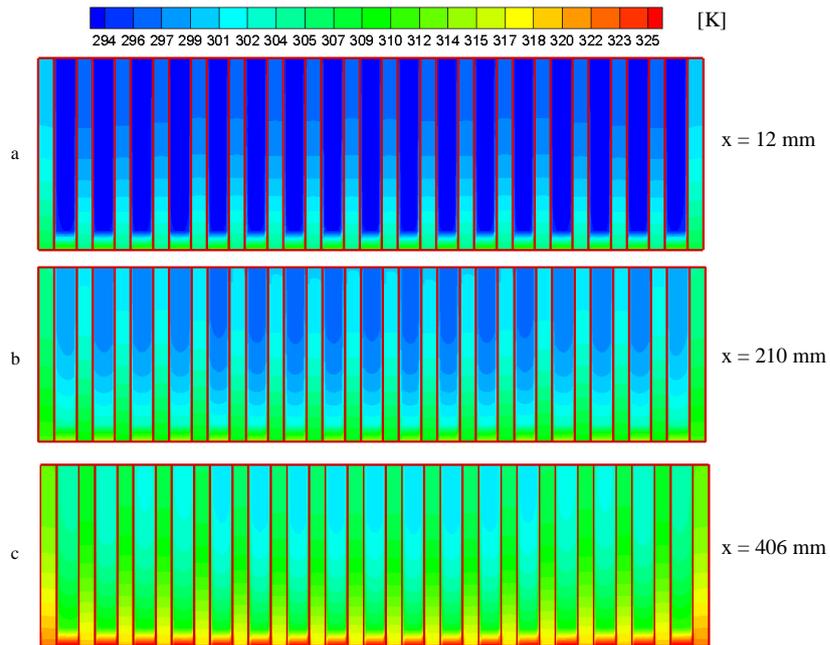


Figure III.29: Champs des températures sur une coupe transversale dans les minicanaux :
 (a) près de l'entrée, (b) au milieu, (c) près de la sortie.

Des coupes longitudinales dans les minicanaux dans trois endroits différents sont représentées sur la figure III.31. Les températures des minicanaux et du fluide de refroidissement sont de plus en plus importantes en se rapprochant de la base en contact avec le dissipateur. Les minicanaux jouent le rôle d'ailettes. Les différentes coupes traitées précédemment sont résumés sur la figure III.32

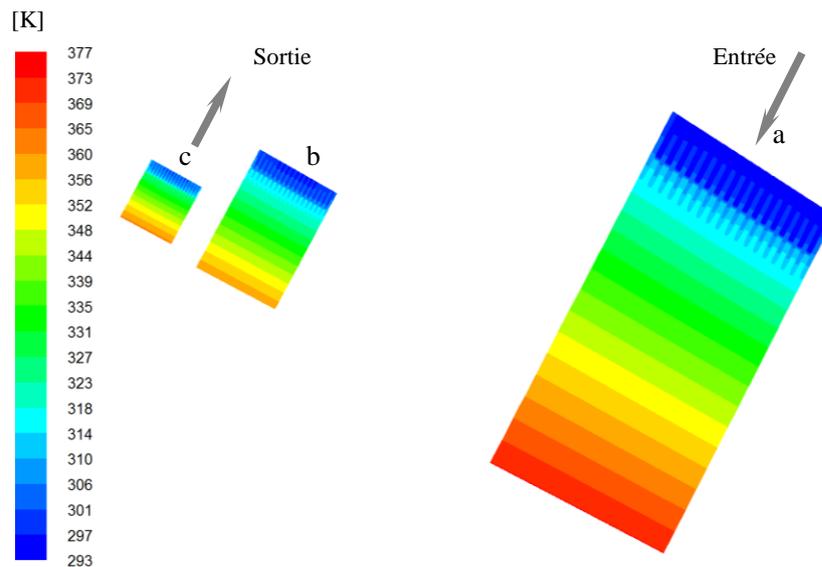


Figure III.30: Champs des températures sur une coupe transversale dans le dissipateur:
 (a) près de l'entrée, (b) au milieu, (c) près de la sortie.

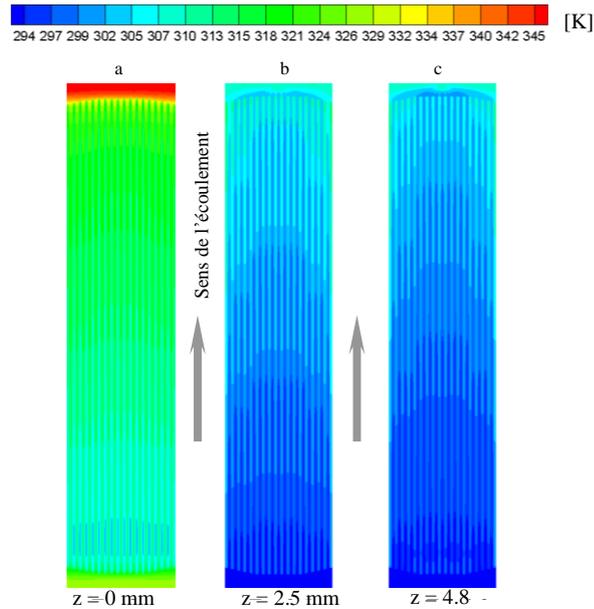


Figure III.31: Champs des températures sur une coupe longitudinale dans les minicanaux:
(a) à la base, (b) à mi-hauteur, (c) près du sommet.

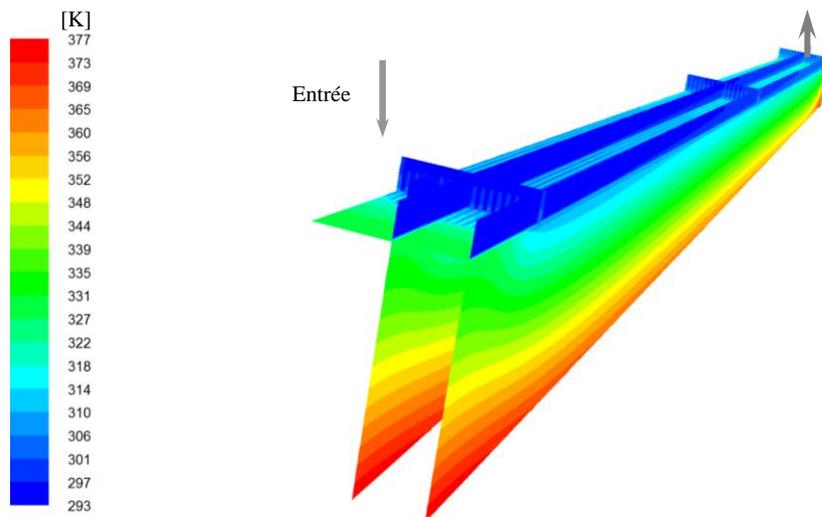


Figure III.32: Champ des températures dans différentes coupes.

Les contours de vitesses des figures III.33, III.34, III.35 et III.36 montrent que celles-ci possèdent leurs plus grandes valeurs dans les minicanaux du milieu et que ces valeurs diminuent en se rapprochant de l'extrémité. D'autre part, l'effet de l'entrée est visible sur la figure III.34a dans une coupe transversale près de l'entrée des minicanaux où l'écoulement n'est pas encore établie contrairement aux coupes du milieu et celle près de la sortie où les vitesses sont homogènes (l'écoulement est établi). Ceci implique un meilleur échange de chaleur dans le sens entrée-sortie, ce qui confirme les constatations faites précédemment concernant les champs des températures.

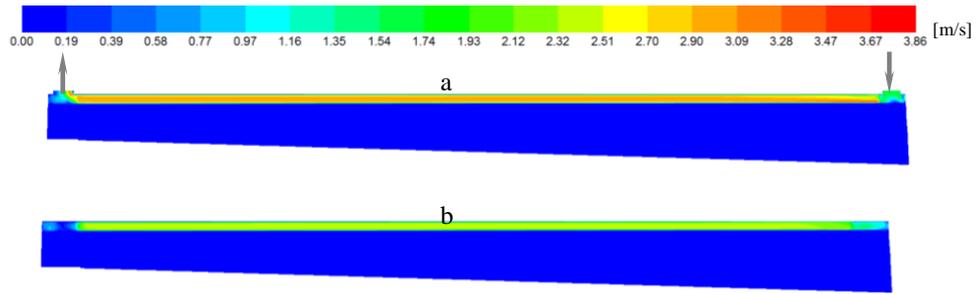


Figure III.33: Contour de vitesses sur une coupe le long du canal:
(a) du milieu, (b) à l'extrémité.

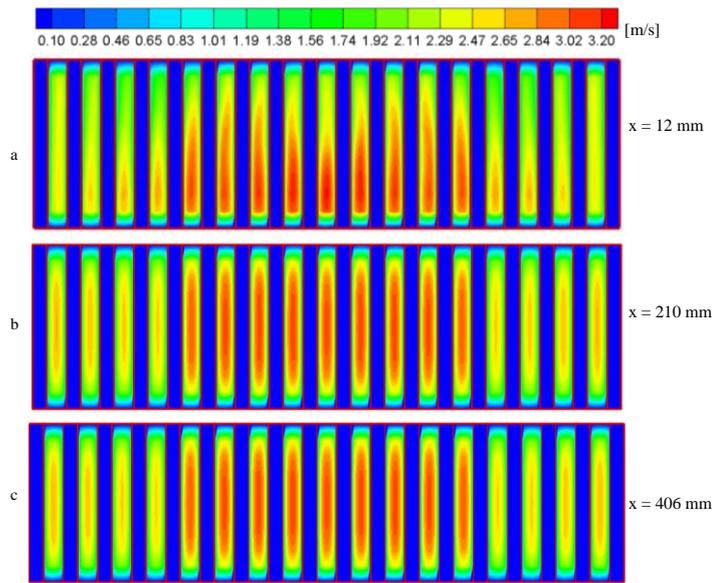


Figure III.34: Contour de vitesses sur une coupe transversale dans les minicanaux :
(a) près de l'entrée, (b) au milieu, (c) près de la sortie.

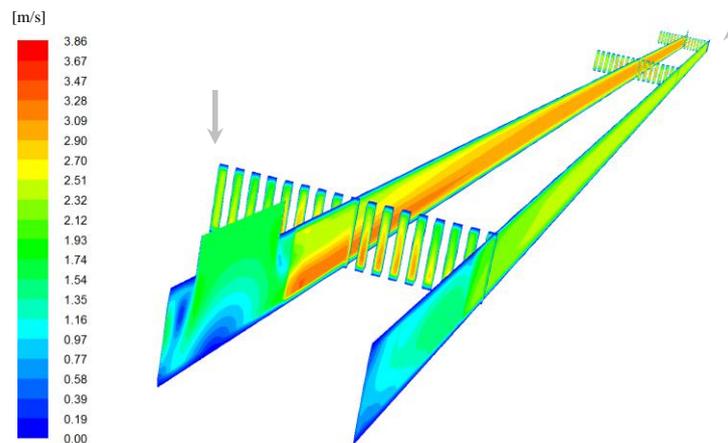


Figure III.35: Contour de vitesses dans différentes coupes.

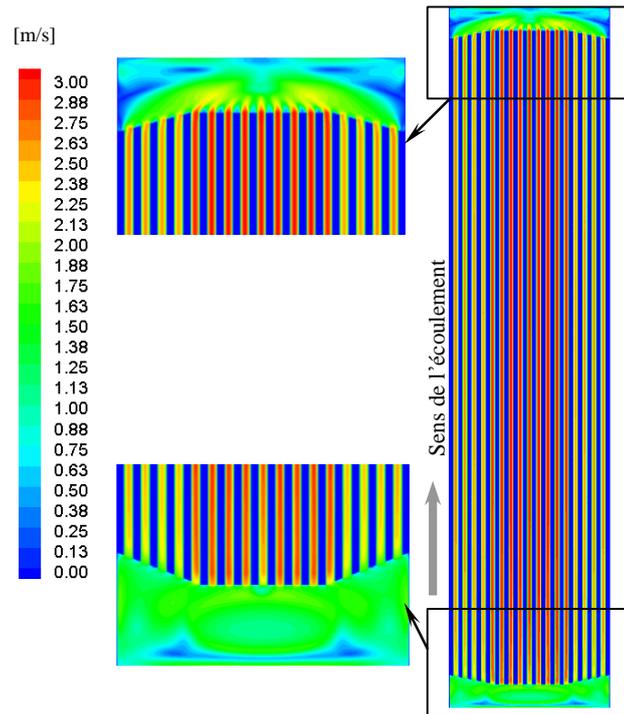


Figure III.36: Contour de vitesses sur une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux.

La figure III.37 illustre les contours de pressions absolues dans trois coupes transversales dans les minicanaux (près de l'entrée, au milieu et près de la sortie), ainsi qu'une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux. Les pressions diminuent de l'entrée jusqu'à la sortie des minicanaux. Ici aussi, les effets d'entrée sont visibles sur la coupe (a) près de l'entrée où la pression est plus importante dans les canaux extrêmes, ceci est dû à la forme de l'entrée qui favorise une plus grande vitesse dans les canaux du milieu et par conséquent une plus faible pression, comparé aux canaux extrêmes. Cette disposition de l'entrée favorise le refroidissement dans la région du dissipateur correspondant à la zone des canaux du milieu. Puisque le faisceau lumineux incident sur la face inclinée du dissipateur n'est pas uniforme sur toute la surface mais il est concentré sur une partie ayant une largeur correspondant aux minicanaux du milieu.

Les coefficients d'échange convectifs dans le minicanal du milieu pour différents débits à l'entrée du dissipateur de chaleur sont montrés dans la figure III.38. Comme dans les canaux conventionnels, le coefficient d'échange augmente avec l'augmentation du débit à l'entrée (et donc l'augmentation du nombre de Reynolds).

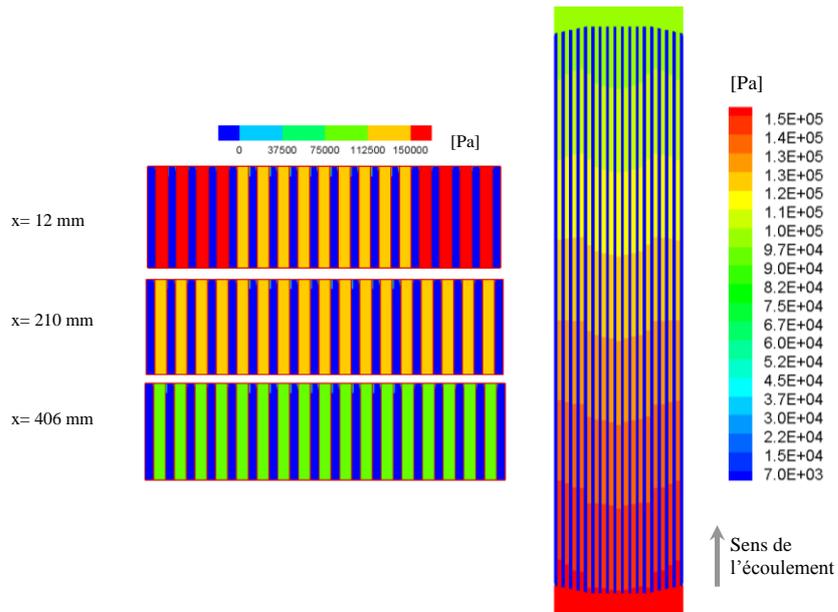


Figure III.37: Contours de pressions absolues sur des coupes transversale et longitudinale à mi-hauteur des minicanaux.

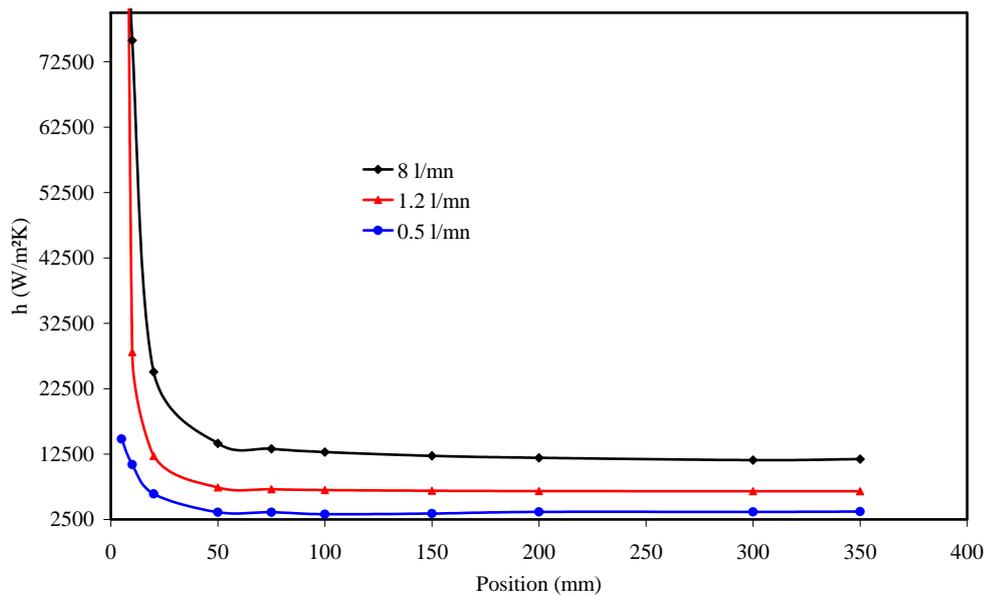


Figure III.38: Coefficient d'échange convectif pour différents débit dans le canal du milieu.

III.11 Conclusion

Cette étude nous a permis de mieux comprendre l'écoulement et le transfert de chaleur dans les dissipateurs à minicanaux rectangulaires. Les équations du mouvement classique (de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie) sont valables pour décrire les écoulements dans les minicanaux. Les résultats obtenus lors de la validation justifient l'utilisation de la simulation numérique, surtout pour des situations où les expériences deviennent difficiles, voire dans certains cas impossibles à réaliser.

Chapitre IV

*Application à un
dissipateur de chaleur à
minicanaux biphase*

IV.1 Introduction

L'un des principaux défis actuels est l'augmentation de la puissance d'un produit en maintenant sa taille réduite, ce qui implique l'utilisation de nouvelles technologies pour le refroidissement. Puisque l'eau et l'air n'ont pas une capacité calorifique suffisante pour éliminer l'excès d'énergie produite, l'une des solutions largement utilisée est d'amener l'eau à évaporation. Les bulles de vapeur générées peuvent retirer une très grande quantité d'énergie. Ainsi, la nécessité de comprendre et de maîtriser ce phénomène a été le défi de nombreux chercheurs.

L'écoulement diphasique dans les micro/minicanaux a fait l'objet d'un intérêt accru pour les chercheurs au cours des dernières années. Il est rencontré dans de nombreuses applications, telles que les échangeurs de chaleur miniaturisés, les réacteurs nucléaires de recherche, les systèmes de biotechnologie et potentiellement dans les applications spatiales (N. Shao [85]). Une meilleure compréhension des écoulements diphasiques conduit à une conception optimale des dispositifs industriels tels que les évaporateurs, en réduisant les coûts de fabrication et de consommation d'énergie. Les écoulements diphasiques avec changement de phase sont connus pour être très complexes. En effet, en plus des effets classiques, ils sont également influencés par les forces de tension d'interface et par l'échange de quantité de mouvement entre les phases liquide et vapeur (Yang & al [86]).

Les techniques de mesures utilisées pour les canaux conventionnels rencontrent de sérieuses difficultés lorsqu'elles sont appliquées aux écoulements bi-phasiques dans les micro/minicanaux. Dans ce cas, seules les techniques de mesures non intrusives peuvent être utilisées. Ces mesures sont généralement limitées aux visualisations des bulles de vapeur, aux débits des deux phases et aux pertes de charge (B.E. Ghidersa [87]). Le traitement numérique de tels problèmes permet une meilleure compréhension des phénomènes locaux, puisque les champs tridimensionnels des vitesses et des températures sont connus.

Ce chapitre sera consacré à l'étude de l'écoulement bi-phasique avec changement de phase dans le dissipateur de chaleur à minicanaux étudié dans le chapitre précédent. Le couplage thermique conduction dans le solide et convection dans le fluide est pris en compte.

IV.2 Synthèse bibliographique

Avec la recherche et le développement des technologies miniaturisées, les systèmes de refroidissement à mini et microcanaux biphasiques ont été largement utilisés. Toutefois, les performances du transfert de chaleur et du coefficient de frottement pour ces systèmes doivent

être validées. De nombreuses études expérimentales ont fixé principalement comme objectif, le développement de corrélations pour les pertes de pression, le coefficient d'échange thermique et la fraction de vapeur dans les micro/minicanaux biphasiques. De ce fait, plusieurs approches numériques sont disponibles dans la littérature pour le transfert de chaleur et de masse dans les systèmes diphasiques. Il faut noter que la difficulté principale, lors du calcul de ces écoulements, réside dans la détermination de la fraction de vapeur. Dans ce qui suit, une synthèse de certaines études expérimentales réalisées dans ce domaine:

Peng & Wang [88] ont étudié expérimentalement l'écoulement en convection forcée monophasique et biphasique dans des microcanaux de section transversale de $0.6 \times 0.7 \text{ mm}^2$. Les expériences ont indiqué que le transfert de chaleur est amélioré et que la convection forcée monophasique et les caractéristiques de l'écoulement biphasique sont très différentes de celles dans les canaux de tailles conventionnelles. Les résultats montrent également que l'ébullition complètement développée se produit beaucoup plus tôt à l'amont dans les microcanaux comparés aux canaux conventionnels.

Des expériences ont été menées par Triplett & al [89] pour déterminer la fraction de vapeur et les pertes de charge par frottement pour l'écoulement biphasique dans des microcanaux circulaires de 1.1 et 1.45 mm de diamètres internes. Ils ont constaté que la fraction de vapeur et la chute de pression étaient bien prédites par le modèle d'écoulement homogène. Cependant, une surestimation est constatée lors du calcul de la fraction de vapeur par les corrélations usuellement utilisées pour la prédire dans les canaux conventionnels.

Des expériences ont été menées par Bin & al [90] pour étudier les caractéristiques de l'écoulement en convection forcée monophasique ainsi que le transfert de chaleur avec changement de phase à travers des tubes annulaires de 1, 1.5 et 2.5 mm de diamètre. Les résultats montrent que les nombres de Nusselt trouvés sont plus élevés par rapport à ceux prédits par les corrélations développées pour les canaux conventionnels et que l'ébullition améliore le transfert de chaleur.

Kawahara & al [91] ont étudié expérimentalement les caractéristiques de l'écoulement diphasique de l'eau de-ionisée dans un tube circulaire de $100 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. Les modèles d'écoulement diphasique, la fraction de vapeur et les pertes de charge par frottement ont été mesurés et analysés. Les auteurs ont identifié des similitudes et des différences entre les modèles d'écoulement dans les microcanaux et dans les canaux à un plus grand diamètre. Ils ont constaté que la fraction de vapeur reste faible et que le coefficient de frottement en écoulement monophasique est en bon accord avec la corrélation conventionnelle connue pour

l'écoulement laminaire. Pour l'écoulement biphasique, ce coefficient est surestimé par le modèle homogène, mais bien corrélé par le modèle d'écoulements séparés.

Qu & Mudawar [92] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur avec changement de phase dans un dissipateur de chaleur à microcanaux rectangulaires utilisant l'eau de-ionisée. Le dissipateur de chaleur contient 21 canaux parallèles de $231 \times 713 \mu\text{m}^2$ de section transversale. Ils ont trouvé que, contrairement aux canaux conventionnels, le coefficient de transfert de chaleur diminue lorsque la qualité augmente. Les auteurs ont également évalué et analysé des corrélations applicables aux canaux conventionnels. Ils ont trouvé que ces corrélations étaient incapables de prédire correctement l'évolution du coefficient de transfert de chaleur avec la qualité.

Koyama & al [93] ont traité expérimentalement et à l'aide d'une méthode de prédiction, la fraction de vapeur de l'écoulement diphasique liquide-vapeur dans un tube lisse horizontal et un micro-tube. Les résultats montrent que les valeurs de la fraction de vapeur prédites sont en bon accord avec les données expérimentales dans la région de forte qualité de vapeur, tandis que les valeurs calculées par les corrélations sont légèrement inférieures à celles expérimentales dans la région de faible qualité de vapeur. D'autre part, la fraction de vapeur dans le micro-tube a été trouvée inférieure à celle dans le tube lisse, pour les mêmes conditions de travail. Ce qui suggère que les corrélations pour un tube lisse ne sont pas adaptées pour prédire la fraction de vapeur dans le micro-tube.

Une étude expérimentale de l'écoulement de l'eau avec changement de phase a été réalisée par Steinke & Kandlikar [94] en utilisant six microcanaux parallèles avec un diamètre hydraulique de $207 \mu\text{m}$. Ils ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur local diminue avec l'augmentation de la qualité de vapeur.

Agostini & Bontemps [95] ont étudié expérimentalement la convection forcée avec changement de phase dans un dissipateur en aluminium composé de 11 minicanaux rectangulaires parallèles de 2.01 mm de diamètre hydraulique. Le transfert de chaleur a été trouvé supérieur à celui rapporté dans la littérature pour les tubes classiques.

Sobierska & al [96] ont présenté des résultats expérimentaux concernant l'ébullition de l'eau de-ionisée dans un microcanal rectangulaire vertical de 0.48 mm de diamètre hydraulique ($0.807 \times 0.346 \text{ mm}^2$). Les résultats montrent que le coefficient de transfert de chaleur à l'entrée du canal augmente très légèrement à cause de l'écoulement monophasique. Dans la zone d'ébullition, et avec l'augmentation de la fraction de vapeur, le coefficient de transfert de chaleur augmente jusqu'à une certaine position où il passe par un maximum, ensuite diminue d'une façon continue avec la diminution des parties mouillées de la paroi du

canal. En comparaison avec les canaux de tailles conventionnelles, où l'ébullition convective pendant l'écoulement annulaire offre les meilleures performances du transfert de chaleur, les auteurs ont constaté que le maximum de ces performances est décalé vers l'entrée du canal.

Shiferaw & al [97] ont mené des expériences sur l'écoulement et le transfert de chaleur avec changement de phase du R134a dans deux tubes en acier inoxydable d'un diamètre interne de 4.26 mm et 2.01 mm. Une analyse des différentes corrélations existantes est faite en comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus dans cette étude. Ils ont trouvé que le coefficient de transfert de chaleur local est indépendant de la qualité de la vapeur lorsqu'elle est inférieure à environ 40 à 50 % dans le tube de 4.26 mm de diamètre et d'environ 20 à 30 % dans le tube de 2.01 mm de diamètre. En outre, pour les flux de chaleur élevés, le coefficient de transfert de chaleur diminue avec la qualité de vapeur quelque soit sa valeur. Les auteurs ont constaté que les corrélations existantes, utilisées pour les tubes conventionnels, ne prédisent pas avec un degré satisfaisant le transfert de chaleur avec changement de phase dans les tubes de faibles diamètres.

Shiferaw & al [98] ont ensuite présenté une étude comparative détaillée de l'écoulement et du transfert de chaleur avec changement de phase du R134a dans un tube en acier inoxydable de 1.1 mm de diamètre interne, avec les résultats d'un modèle d'écoulement biphasique à trois zones. Les résultats expérimentaux montrent que le coefficient de transfert thermique augmente avec le flux de chaleur et la pression du système, mais ne change pas avec la qualité de vapeur lorsqu'elle est inférieure à environ 50 % pour les faibles valeurs du flux de chaleur. Pour les valeurs de la qualité de vapeur supérieure à 50 % et pour les flux de chaleur élevés, le coefficient de transfert thermique ne dépend pas du flux de chaleur et diminue avec la qualité de vapeur. Le modèle d'évaporation à trois zones prédit les résultats expérimentaux assez bien, surtout à une pression relativement faible. Cependant, la région de l'assèchement observé à haute qualité est très surestimée par le modèle à trois zones.

Naphon & Khonseuront [99] ont étudié, expérimentalement, les caractéristiques du transfert de chaleur et les pertes de charge dans les dissipateurs de chaleur à microcanaux ayant différentes configurations géométriques. Ils ont montré que la configuration de la géométrie des microcanaux a un effet important sur l'amélioration du transfert de chaleur et sur les pertes de charge.

Kuznetsov & Shamirzaev [100] ont étudié le transfert de chaleur biphasique à faible débit massique d'eau, dans un dissipateur de chaleur à dix microcanaux rectangulaires parallèles, en acier inoxydable de $640 \times 2050 \mu\text{m}^2$ de section transversale. Ils ont observé que la corrélation de Kandlikar, relative au calcul du coefficient d'échange dans un écoulement

biphasique, est en bon accord avec les données expérimentales pour un débit massique dépassant les $85 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

Dutkowski [101] a expérimentalement étudié le transfert de chaleur durant l'écoulement du réfrigérant R134a dans un minicanal de diamètre interne de 1.68 mm. Il s'est avéré que les courbes d'ébullition connues pour les canaux classiques sont insuffisantes pour décrire ces écoulements dans les minicanaux et que le mécanisme de l'écoulement biphasique dans les minicanaux est sensiblement différent de celui des canaux conventionnels.

Hammad & al [102] ont utilisé une équation simple et directe, pour déterminer le coefficient de transfert de chaleur moyen pour les écoulements à l'intérieur des tubes au cours du changement de phase. Un bon accord a été trouvé avec les résultats expérimentaux. Les auteurs postulent que, ces formules peuvent être utilisées pour simplifier la conception et l'étude des performances des condenseurs et des évaporateurs.

Pour modéliser les écoulements biphasiques, le modèle Volume de Fluide (VOF) a été largement utilisé par les chercheurs et il a prouvé son efficacité pour décrire ce type d'écoulement. Akhtar & al [103] ont utilisé le VOF pour simuler sur Fluent l'écoulement de bulles à travers une colonne de liquide. Un accord raisonnable a été constaté entre les valeurs prédites avec les résultats expérimentaux, ce qui a validé ce modèle. Dans leur simulation numérique des écoulements biphasiques, De Schepper & al [104] ont également validé le modèle VOF en combinaison avec la méthode de reconstruction de l'interface PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation). Un bon accord entre le régime d'écoulement simulé et celui attendu est obtenu.

Wu & al. [105] et Yang & al [86] ont étudié, expérimentalement et par simulation numérique, l'écoulement avec changement de phase du R141B dans un tube ondulé horizontal. Les modèles d'écoulement multiphasique, volume de fluide VOF et eulérien ont été utilisés pour modéliser l'écoulement du liquide et sa vapeur. Les prédictions numériques de l'évolution des phases ont été raisonnablement cohérentes avec les observations expérimentales. Il a été constaté que le profil de température dans l'écoulement diphasique a été significativement affecté par la distribution des phases et la température la plus élevée apparaît toujours dans la région de la vapeur.

Andras & al [106] ont comparé les résultats de la simulation numérique par Fluent de l'écoulement des bulles de vapeur dans une colonne verticale avec les résultats expérimentaux. Le modèle VOF (volume de fluide) a été utilisé pour modéliser l'écoulement biphasique. Leurs simulations numériques ont donné des résultats qui sont en bon accord avec les expériences avec un temps de calcul suffisamment faible.

Ona & al [107] ont présenté une méthode de simulation numérique du transfert de chaleur conjugué biphasique des bulles de vapeur dans les minicanaux carrés et rectangulaires de 2 mm de diamètre hydraulique. Le modèle VOF a été utilisé pour modéliser l'écoulement biphasique et la méthode de reconstruction de l'interface linéaire par morceaux PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) a été utilisée pour suivre l'interface liquide-vapeur dans chaque cellule de calcul. Ils ont constaté un bon accord entre la simulation et les résultats de plusieurs cas tests, choisis pour la validation des résultats.

Dans leur étude, Alizadehdakhel & al [108] ont modélisé, avec le code Fluent, l'écoulement diphasique ainsi que les phénomènes d'évaporation et condensation simultanée dans un thermosiphon. La technique du volume de fluide (VOF) a été utilisée pour modéliser l'interaction entre les phases. Un bon accord a été observé entre les profils de température prédits et les mesures expérimentales. Il a été conclu que la CFD est un outil utile pour modéliser l'écoulement et le transfert de chaleur dans un thermosiphon.

Des instabilités d'écoulement biphasique ont été observées dans de nombreux domaines industriels tels que les systèmes de réfrigération et les dissipateurs thermiques à écoulement diphasique. Ces instabilités peuvent être classées en instabilités statiques qui sont induites par un processus d'ébullition stationnaire ou en instabilités dynamiques initiées par des changements transitoires dans le processus d'ébullition. Les instabilités dynamiques incluent principalement les oscillations de la densité, les oscillations thermiques et les oscillations de la chute de pression. Le terme "oscillations thermiques" a été utilisé dans plusieurs situations où les fluctuations des températures se produisent dans un solide en interaction avec un fluide (transfert de chaleur conjugué). Les oscillations thermiques sont liées à l'instabilité du transfert de chaleur en ébullition, et sont caractérisées par des fluctuations de grandes amplitudes de la température à la paroi chauffée. Récemment, il y a eu de nombreuses études consacrées aux instabilités d'écoulement diphasique. Çomakli & al [109] ont mené une étude expérimentale de deux instabilités d'écoulement biphasique dans les tubes. Ils ont constaté que l'écoulement est moins stable pour des températures d'entrée élevées, et que les périodes et les amplitudes des oscillations de la densité et de la chute de pression diminuent avec la température d'entrée.

Les oscillations thermiques induites par les instabilités d'écoulement peuvent être particulièrement néfastes car elles peuvent conduire à la défaillance des tubes provoquées par un cycle continu de la température à la paroi (Kakaç & Bon [110], Kakaç & Cao [111]). Kakaç & Bon [110] ont confirmé que, sous certaines conditions, les défaillances dans les tubes peuvent se produire en raison de l'augmentation de la température de la paroi et aussi à

cause de la fatigue thermique résultant d'un cycle continu de la température de la paroi. Liang & al. [112] ont étudié expérimentalement les instabilités statiques et dynamiques de l'écoulement diphasique dans un évaporateur à tube droit horizontal d'un système de réfrigération. Ils ont montré que les oscillations de la densité se produisent pour la plupart des vitesses d'écoulement, et que les oscillations de la chute de pression ont lieu dans une zone de pente négative. En ce qui concerne les oscillations thermiques, elles peuvent être induites par de grandes vitesses d'écoulement. Leurs résultats peuvent être utilisés comme des directives pour la conception et le contrôle des systèmes de réfrigération afin d'éviter ou au moins minimiser les problèmes d'oscillation. Brutin & al [113] ont élaboré un dispositif expérimental pour examiner le transfert de chaleur et de masse et analyser les instabilités de l'écoulement biphasique dans des microcanaux rectangulaires avec un diamètre hydraulique de 889 μm . Ils ont observé deux types de comportement: un état stable caractérisé par des fluctuations des pertes de pression avec de faibles amplitudes, et un état non stationnaire de l'écoulement diphasique. Une expérience de l'écoulement de l'eau avec changement de phase a été réalisée par Huang & al [114] en utilisant un micro-tube. Ils ont constaté que, pour les faibles flux de chaleur, les fluctuations de la température de la paroi interne et de la vitesse massique G ($\text{W}/\text{m}^2\text{s}$) sont étroitement liées, la fréquence de ces fluctuations est la même. Cependant, les fluctuations de la température de la paroi interne et du coefficient de transfert de chaleur sont indépendantes de la fluctuation de la vitesse.

Qu & Mudawar [115] ont mis en évidence la présence de deux types d'instabilités de l'écoulement diphasique. Ils observent au sein de leur réseau de microcanaux en parallèle, soit une fluctuation spatiale de la zone diphasique en bloc pour tous les microcanaux comme représentée sur la figure IV.1-a, soit des fluctuations chaotiques de l'écoulement diphasique, surpression dans un microcanal et dépression dans un autre (figure IV.1-b). Le débit massique liquide en entrée n'étant pas maîtrisé, alors une surpression dans une branche entraîne la réduction du débit et donc l'augmentation de celui-ci dans la branche la plus proche.

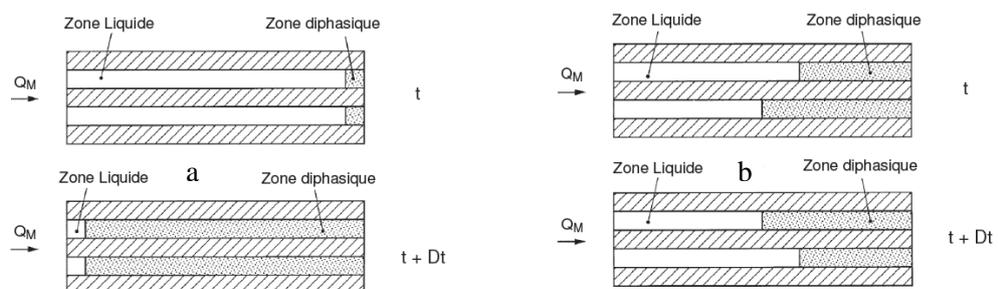


Figure IV.1 : a- Oscillations de la perte de pression de forte amplitude.

b- Instabilité de couplage entre microcanaux connexes [115].

A partir de cette revue bibliographique, nous pouvons constater que les chercheurs n'ont pas le même avis sur la validité des corrélations utilisées pour décrire l'écoulement et le transfert de chaleur biphasique dans les mini/microcanaux, ces avis sont contradictoires lorsqu'il s'agit par exemple de la variation du nombre de Nusselt avec la qualité de vapeur. Certains d'entre eux doutent même de la validité des équations de mouvement classiques pour décrire ces écoulements. D'autre part, plusieurs auteurs ont démontré que les instabilités des écoulements sont néfastes pour les systèmes biphasiques, de ce fait il faut une meilleure compréhension de ces instabilités pour mieux les contrôler.

IV.3 Effet du couplage conduction-convection

Les dissipateurs de chaleur à mini/microcanaux sont généralement soumis à deux problèmes que l'on rencontre dans les échangeurs à canaux conventionnels, et qui sont aggravés lorsque la taille du canal est réduite (Bergles & al [116]). Le premier d'entre eux est la répartition de l'écoulement entre les canaux parallèles, particulièrement lorsqu'il y a changement de phase. Le second est les effets du transfert conjugué notamment la conduction de la chaleur circumférentielle et axiale dans le matériau formant le canal. De sorte que le flux thermique et les distributions des températures à la paroi du canal sont difficiles à estimer.

La diminution de la taille d'un dispositif peut modifier l'importance relative de la résistance de conduction de la surface où il y a un transfert de chaleur. Ceci est important pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur pour les écoulements monophasiques et biphasiques. En raison de la petite taille des canaux, la conduction circumférentielle peut limiter localement l'augmentation de la température dans n'importe quelle partie sèche du périmètre. La conduction axiale fera de même pour les régions sèches du tube complet.

Pour l'écoulement monophasique ou biphasique, les effets conjugués seront liés à la fois aux:

- effets de la région d'entrée, où le coefficient d'échange (h) localement élevé peut entraîner la conduction de chaleur loin des régions à faible (h),
- effets géométriques, par lesquels la résistance de conduction permettra de réduire le flux de chaleur vers les parties du périmètre du canal qui sont plus éloignés de la source de chaleur.

Le régime d'écoulement dans de nombreux types de mini/microcanaux est toujours laminaire ce qui donne une grande longueur d'établissement du régime. Par conséquent, une partie importante de la section du canal se trouve dans le régime d'écoulement en développement. La faible résistance de convection à proximité de l'entrée du canal peut alors favoriser la conduction de chaleur à travers les surfaces solides vers l'entrée. Plusieurs auteurs

ont récemment examiné ces effets en utilisant des simulations numériques tridimensionnelles de l'écoulement laminaire couplé lors du refroidissement par des dissipateurs thermiques à eau (Rostami & al [117]). Ces auteurs considèrent que la taille relativement réduite de la section de passage rectangulaire pour laquelle l'écoulement est laminaire, et dans laquelle les effets du couplage thermique dans les parois des canaux sont significatifs, est dans la plage de 50 à 100 μm du diamètre hydraulique.

La résistance conductive dans les parois du canal peut, en principe, faiblement contribuer à la résistance thermique totale que la résistance convective. Cependant, dans les conceptions qui impliquent de minces sections solides (tels que des rangées de canaux rectangulaires), les effets de la résistance conductive sont importantes. Puisque les processus de fabrication ont tendance à favoriser de telles configurations, l'optimisation de la profondeur et de la largeur du canal par rapport à l'épaisseur du solide sera souhaitable afin de limiter une telle résistance conductive.

IV.4 Modélisation des écoulements multiphasiques

Trois modèles d'écoulements multiphasiques sont disponibles dans Fluent: le modèle de Mélange (Mixture), le modèle Eulérien (Eulerian) et le modèle Volume de fluide (VOF).

Le *modèle de mélange* est conçu pour deux ou plusieurs phases (liquides ou particules), qui sont traitées comme des milieux continus qui s'interpénètrent. Pour résoudre l'équation dynamique, ce modèle exige des vitesses relatives pour décrire la dispersion des phases. Les applications du modèle de mélange comprennent les flux de particules chargées avec une faible charge, les flux de bulles, la sédimentation, etc.

Le *modèle Eulérien* est le plus complexe des modèles multiphasiques. Il résout les équations dynamiques et de continuité pour chaque phase. Le couplage s'effectue à travers la pression et les coefficients d'échange des interphases. Il est adapté aux écoulements granulaires, colonnes à bulles, la suspension des particules, etc.

Pour le *modèle VOF* (Volume OF Fluid), une technique de suivi de surface est appliquée à un maillage eulérien fixe. Ce modèle est conçu pour deux ou plusieurs fluides non miscibles, où un seul ensemble d'équations de mouvement est résolu pour les deux phases, et la fraction volumique de chacune des phases dans chacune des cellules de calcul est suivie tout au long du domaine. Les applications du modèle VOF comprennent les écoulements stratifiés, les écoulements à surface libre, le mouvement de grosses bulles dans un liquide et le suivi stationnaire ou instationnaire d'une interface liquide-gaz.

IV.4.1 Description du modèle volume de fluide VOF

Le modèle VOF (Hirt & Nichols [118]) est une approche Eulerien-Eulerien qui a été appliquée à une grande variété d'écoulements, et qui a prouvé son efficacité pour décrire les écoulements biphasiques d'un liquide avec sa vapeur. Il a été principalement utilisé pour simuler les écoulements de fluides non miscibles, en traquant le mouvement d'un certain volume de fluide à travers le domaine de calcul, sans accorder de l'importance au fait que ce volume contienne l'une des phases, l'autre ou un mélange des deux. Les phases sont traitées en tant que mélange homogène et par conséquent une seule série d'équations est nécessaire.

Parmi les limitations du VOF, on peut citer le fait que tous les volumes de contrôle doivent être remplis par l'une des phases présentes dans l'écoulement sinon par une combinaison de ces phases; le VOF ne permet donc pas d'avoir des cellules vides. Il ne peut également pas être utilisé dans le cas des écoulements non visqueux et il présente des difficultés à être utilisé avec certains modèles de turbulence (dont notamment le LES). Par ailleurs, dans le cas d'un écart important entre les vitesses (ou les températures) des différentes phases, la précision du VOF peut être affectée près de l'interface (Mejri-Chtioui [119]). Un autre inconvénient de ce modèle est la dite 'coalescence artificielle' (numérique) des bulles de gaz qui se produit lorsque leurs distances mutuelles sont inférieures à la taille de la cellule de calcul. Ce qui rend cette approche consommatrice de mémoire pour la simulation des écoulements multiphasiques dispersés (Akhtar & al. [103]).

Dans le modèle VOF, un seul ensemble d'équations de conservation est commun aux deux phases et la fraction volumique de chacune des phases est suivie dans chaque cellule dans le domaine de calcul. Ces équations de conservation peuvent être résolues en utilisant les conditions aux limites de sauts appropriés à l'interface. Cependant, l'interface entre les différentes phases ne reste pas nécessairement stationnaire. En conséquence, imposer des conditions aux limites à l'interface devient un problème de limite très compliqué. Pour éviter ce problème, le modèle VOF détermine directement le mouvement de toutes les phases et en déduit le mouvement des interfaces indirectement de ce résultat. Le suivi direct du mouvement et de la déformation des interfaces des phases est ainsi évité. Toutes les forces d'interfaces, par conséquent, doivent être remplacées par des forces volumétriques qui varient légèrement. Si l'on s'intéresse en particulier à la géométrie de l'interface et aux modèles d'écoulement près de l'interface, le modèle VOF est un modèle intéressant à utiliser. Certaines forces associées à l'interface, comme les forces de surface ou d'adhésion, peuvent également être modélisées avec précision en utilisant cette approche de modélisation.

La fraction volumique de la phase dans la cellule de calcul, qui est définie comme étant le rapport du volume de la vapeur par celui de la cellule, est introduite pour chaque phase. Dans chaque volume de contrôle, la somme des fractions volumiques de toutes les phases doit être égale à l'unité. Tous les volumes de contrôle doivent être remplis avec soit une phase fluide unique ou une combinaison de phases. Le modèle VOF ne permet pas d'avoir des régions vides où aucun type de fluide n'est présent. Les valeurs de toutes les variables et les propriétés sont partagées par les phases et calculées comme des valeurs volumiques moyennes, à condition que la fraction volumique de chacune des phases soit connue à un emplacement donné. Ainsi, les variables et les propriétés dans une cellule donnée sont soit purement représentatives de l'une des phases ou représentatives du mélange des phases, déterminé par les contributions de la fraction de volume.

Autrement dit, si la $k^{\text{ième}}$ fraction volumique du fluide dans la cellule est notée α_k , alors les trois conditions suivantes sont possibles:

$\alpha_k = 0$: la cellule ne contient pas le $k^{\text{ième}}$ fluide,

$\alpha_k = 1$: la cellule est remplie du $k^{\text{ième}}$ fluide,

$0 < \alpha_k < 1$: la cellule contient une interface entre le $k^{\text{ième}}$ fluide et un ou plusieurs autres fluides.

IV.4.2 Equations gouvernantes

Les équations décrivant l'écoulement biphase avec évaporation en régime turbulent, sont celles de Reynolds moyennées suivantes :

Equation de continuité:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\rho \bar{u}_j)}{\partial x_j} = S_M \quad (\text{IV.1})$$

Equations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \sum_{l=1}^3 \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i u_j}) + F_v \quad (\text{IV.2})$$

Equation d'énergie :

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\rho E \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i u_j}) \bar{u}_i \right) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} q_j + S_E \quad (\text{IV.3})$$

Le modèle k- ε Realizable décrit dans le chapitre III à été également utilisé dans ce chapitre, les équations de ce modèles sont donc les mêmes pour les deux chapitres.

Pour les écoulements multiphasiques, ces équations sont applicables avec des conditions aux limites appropriées à l'interface entre les différentes phases. En particulier, la densité, la viscosité et les autres propriétés importantes devront changer brusquement à l'endroit de l'interface. Les méthodes correspondantes, qui suivent et décrivent le comportement instationnaire de l'interface elle-même, sont appelées méthodes de repérage frontal (front tracking method). La résolution numérique de l'ensemble des équations gouvernantes pour les écoulements multiphasiques est extrêmement difficile. La principale difficulté provient de l'interaction entre l'interface mobile et le maillage eulérien fixe qui est utilisé pour résoudre le champ d'écoulement.

Le mouvement des différentes phases est suivi par la résolution d'une équation de continuité pour la fraction volumique de chaque phase. Ainsi, quand un volume de contrôle n'est pas entièrement occupé par une phase, les propriétés du mélange sont utilisées tout en résolvant les équations gouvernantes. Cette approche permet d'éviter des changements brusques de propriétés à travers une interface très mince. Dans ces équations, la densité (ρ), la viscosité dynamique (μ) et de la conductivité thermique (λ) du fluide dépendent des fractions volumiques de chaque phase et elles sont calculées en utilisant les équations suivantes:

$$\rho = \alpha_l \rho_l + \alpha_g \rho_g \quad (\text{IV.4})$$

$$\mu = \alpha_l \mu_l + \alpha_g \mu_g \quad (\text{IV.5})$$

$$\lambda = \alpha_l \lambda_l + \alpha_g \lambda_g \quad (\text{IV.6})$$

Dans le modèle VOF, l'énergie (E) est considérée comme une variable moyennée sur la masse, comme suit :

$$E = \frac{\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k E_k}{\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k} \quad (\text{IV.7})$$

Où k = 1 pour le liquide et k = 2 pour la vapeur.

$$E_l = C_{v,l}(T - T_{\text{shared}}) \text{ and } E_v = C_{v,g}(T - T_{\text{shared}}) \quad (\text{IV.8})$$

Le suivi des interfaces entre les phases présentes dans le système est accompli en résolvant les équations de continuité pour la fraction volumique des deux phases, en utilisant les équations suivantes:

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial(\alpha_l \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{S_{M,l-g}}{\rho_l} \quad (\text{IV.9})$$

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial(\alpha_g \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{S_{M,g-l}}{\rho_g} \quad (\text{IV.10})$$

Il faut cependant noter que, les valeurs de la fraction volumique des phases ne permettent pas d'identifier de manière unique l'interface. Différentes configurations d'interface peuvent correspondre aux mêmes valeurs de ces fractions volumiques. Plusieurs techniques spécialisées ont été proposées pour suivre la géométrie de l'interface avec précision. Ils seront décrits dans la section suivante.

IV.4.3 Méthodes d'interpolation près de l'interface

La méthode de type VOF a connu un grand succès pour suivre les mouvements complexes d'une interface. Dans un problème à deux dimensions, l'interface est considérée comme une ligne continue, lisse et par segments. Le problème est réduit à la reconstruction d'une approximation de l'interface dans chaque cellule, connaissant seulement la fraction volumique de chaque phase dans la cellule elle-même et dans les cellules voisines. La méthode de suivi de l'interface la plus simple du modèle VOF est le calcul d'interface par ligne simple SLIC (Simple Line Interface Calculation), sa précision est du premier ordre. Typiquement, l'interface reconstruite est composée d'une suite de segments alignés sur la grille horizontalement ou verticalement, c'est une reconstruction relativement approximative. La figure IV.2 (c) illustre la reconstruction de l'interface par un algorithme SLIC.

Des techniques plus précises tentent de s'adapter à l'interface par des segments linéaires par morceaux. Ces techniques sont connues par calcul d'interface affiné par morceaux PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) (Li [120]). Dans cette approche, une interface au sein d'une cellule de calcul est approchée par un segment de droite ayant une pente déterminée à partir de la normale à l'interface. Le segment de ligne coupe la cellule de calcul de sorte que le volume de fluide fractionné soit égal à la valeur de la fraction volumique de phase dans cette cellule. Le polygone de fluide résultant est ensuite utilisé pour déterminer les flux à travers n'importe quelle face de la cellule. La figure IV.2 (b) illustre la reconstruction de l'interface au moyen d'un algorithme du second ordre ou PLIC. Une des

caractéristique simplifiatrice essentielle de l'algorithme VOF/PLIC est qu'il ne cherche pas à reconstruire l'interface comme étant une suite continue de segments. Une suite discontinue avec, cependant, de légères discontinuités est conservée. A mesure que la courbure est petite, la méthode sera précise.

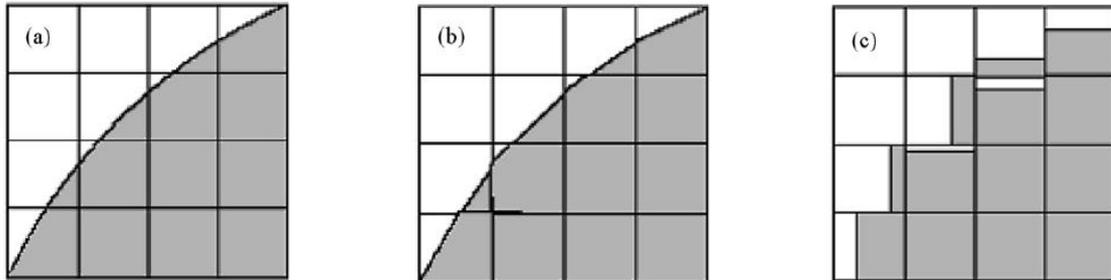


Figure IV.2 : Méthodes de reconstruction d'interface : (a) l'actuelle interface, (b) méthode de reconstruction PLIC et (c) méthode de reconstruction SLIC [120].

Un algorithme VOF / PLIC comporte deux étapes: une étape de reconstruction et une étape de propagation. Dans l'étape de reconstruction, une interface linéaire qui divise la cellule de calcul en deux parties contenant la zone appropriée de chacune des deux phases est construite. L'orientation du segment est déterminée par le calcul du vecteur unitaire normal au segment. Ce vecteur normal unitaire, conjointement avec la valeur de la fraction volumique de phase dans la cellule, détermine de façon unique l'interface linéaire dans la cellule. La deuxième étape de l'algorithme VOF est la propagation. Une fois que l'interface a été construite, son mouvement provoqué par le champ de vitesse doit être modélisé par un algorithme approprié.

Le schéma d'interpolation PLIC suppose que l'interface entre les deux fluides possède une pente linéaire à l'intérieur de chaque cellule et cette forme linéaire est utilisée pour le calcul de l'advection du fluide à travers les interfaces de la cellule. La première étape de ce système de reconstruction consiste en le calcul de la position de l'interface linéaire par rapport au centre de chaque cellule partiellement remplie, sur la base de l'information concernant la fraction volumique et de ses dérivées dans la cellule. La deuxième étape est le calcul de la quantité de fluide advectée à travers chaque interface en utilisant la représentation linéaire calculée de l'interface et les informations sur la distribution normale et tangentielle de la vitesse à l'interface. Dans la troisième étape, la fraction volumique de chaque cellule est déterminée en utilisant l'équilibre des flux massiques du fluide calculé dans le pas de temps précédent.

IV.4.4 Calcul de la tension superficielle

Pour formuler la tension superficielle, Fluent utilise le modèle de la force de surface continue CSF (the continuum surface force) développé par Brackbill & al [121]. Dans ce modèle, la tension superficielle est considérée comme continue et tridimensionnelle à travers une interface, plutôt que comme une condition aux limites sur l'interface. Ainsi, la tension de surface est une force de surface qui est convertie en une force de volume F_V agissant comme un terme source dans l'équation de quantité de mouvement (IV.2). Elle est écrite comme suit:

$$F_V = \sigma \frac{\alpha_l \rho_l K_g \nabla \alpha_g + \alpha_g \rho_g K_l \nabla \alpha_l}{\frac{1}{2}(\rho_l + \rho_g)} \quad (\text{IV.11})$$

Où σ désigne la tension superficielle à l'interface entre le liquide et sa vapeur. K_l et K_g sont respectivement les courbures de l'interface du liquide et de la vapeur, qui sont obtenues en utilisant les équations suivantes:

$$K_l = \frac{\Delta \alpha_l}{|\nabla \alpha_l|}, \quad K_g = \frac{\Delta \alpha_g}{|\nabla \alpha_g|} \quad (\text{IV.12})$$

La tension superficielle de l'eau, en contact avec sa vapeur, a été introduite dans Fluent en utilisant l'équation couramment utilisée, donnée ci-dessous (Linhard & Linhard [39]):

$$\sigma = 235.8 \left(1 - \frac{T_{sat}}{647.096}\right)^{1.256} \left[1 - 0.625 \left(1 - \frac{T_{sat}}{647.096}\right)\right] \quad (\text{IV.13})$$

IV.5 Modélisation de l'évaporation

L'évaporation est un passage progressif de l'état liquide à l'état gazeux, c'est une vaporisation progressive. L'ébullition est la formation de bulles lors d'un changement brusque d'un corps de l'état liquide vers l'état gazeux. Ce phénomène est donc une vaporisation rapide. Il se produit lorsque la pression de vapeur est égale ou supérieure à la pression du liquide. Contrairement à l'ébullition qui est un phénomène volumique (les bulles naissent dans le liquide), l'évaporation est un phénomène surfacique (les molécules à la surface passent d'un état à l'autre).

Le code de calcul Fluent ne permet pas de modéliser directement le changement de phase par évaporation ou ébullition. Pour cela, une UDF (User Defined Function) a été développée spécialement pour tenir compte de ce changement de phase. C'est un programme en 'langage C' compilé et appelée par le processeur Fluent pour être utilisé avec la méthode

VOF pour modéliser l'évaporation. Dans cette UDF, que nous avons appelé « *Changement-de-phase* », des termes sources ont été ajoutés dans les équations de continuité et de l'énergie. A cet effet, les équations proposées par De Schepper & al. [122] basées sur le modèle développé par Lee [123] ont été utilisées pour calculer les termes sources. Ces termes sources représentent le transfert de masse de la phase liquide vers la phase vapeur et vice-versa. Comme l'équilibre thermique local est supposé entre les deux phases, alors les termes sources qui modélisent la vaporisation du liquide et la condensation de la vapeur servent uniquement à préserver la masse et l'énergie du mélange liquide-vapeur. Le changement de phase est considéré comme se produisant à la température de saturation du liquide considéré. Lorsque la température de la phase liquide est supérieure à la température de saturation T_{sat} , une masse avec un taux S_M , exprimée en $[\text{kg}/\text{m}^3\text{s}^1]$, se transforme en phase vapeur et une quantité d'énergie est alors absorbée. Dans le cas représentant l'évaporation ($T_l > T_{sat}$), deux expressions décrivant le transfert de masse dans les deux phases sont nécessaires:

$$\text{Phase liquide:} \quad S_{M,l-g} = -t_{l-g} \alpha_l \rho_l \frac{T_l - T_{Sat}}{T_{Sat}} \quad (\text{IV.14})$$

$$\text{Phase vapeur:} \quad S_{M,l-g} = t_{l-g} \alpha_l \rho_l \frac{T_l - T_{Sat}}{T_{Sat}} \quad (\text{IV.15})$$

L'évaporation du liquide conduit à une réduction de la fraction volumique du liquide et à une augmentation de la fraction volumique de la vapeur. La condensation de la vapeur peut également se produire dans une région pour laquelle $T_v < T_{sat}$. Le terme source est alors calculé pour chaque phase:

$$\text{Phase liquide:} \quad S_{M,g-l} = t_{g-l} \alpha_g \rho_g \frac{T_{Sat} - T_g}{T_{Sat}} \quad (\text{IV.16})$$

$$\text{Phase vapeur:} \quad S_{M,g-l} = -t_{g-l} \alpha_g \rho_g \frac{T_{Sat} - T_g}{T_{Sat}} \quad (\text{IV.17})$$

Le transfert de chaleur correspondant aux processus d'évaporation ou de condensation est déterminé en multipliant le transfert de masse calculé par la chaleur latente. Le terme source résultant S_E , exprimé en $[\text{kW}/\text{m}^3]$, doit être rajouté à l'équation d'énergie:

$$\text{Evaporation:} \quad S_E = -t_{l-g} \alpha_l \rho_l \frac{T_l - T_{Sat}}{T_{Sat}} h_g \quad (\text{IV.18})$$

$$\text{Condensation:} \quad S_E = t_{g-l} \alpha_g \rho_g \frac{T_{Sat} - T_g}{T_{Sat}} h_{lg} \quad (\text{IV.19})$$

Dans les équations précédentes, t_{1-g} et t_{g-1} sont des coefficients empiriques, appelés facteurs d'intensité du transfert de masse ou paramètres de relaxation temporaires du transfert de masse, ils ont comme unités $[s^{-1}]$. Ces paramètres déterminent respectivement les taux d'évaporation et de condensation, leurs valeurs sont choisies en fonction des problèmes étudiés. Afin de maintenir la température de l'interface autour de $T_{sat} \pm 1$ K, une valeur de 0.1 a été affectée à ces paramètres par Wu & al. [105], De Schepper & al. [122], Sun & al. [124] et Alizadehdakhel & al. [108]. Ces auteurs ont montré que la valeur de ce paramètre de relaxation peut affecter la vitesse de convergence et/ou augmenter la stabilité de la solution. Une valeur trop grande du paramètre de relaxation va accentuer la source de vapeur et la cellule deviendra essentiellement « inondée » (de vapeur) sans que cette vapeur soit transportée loin. Si ce paramètre est trop petit, la vapeur va être transportée hors de la cellule, sans être suffisamment alimentée par une quantité égale de vapeur. Le résultat final dans le premier cas est une solution extrêmement instable, et pour le deuxième cas, une solution beaucoup trop lente à converger et un écart significatif entre les températures d'interface et celle de saturation.

La fraction volumique de vapeur est l'un des paramètres importants pour le transfert de chaleur et les caractéristiques de l'écoulement biphase vapeur-liquide. Elle agit comme un interrupteur qui met mathématiquement la valeur du terme source à zéro lorsqu'il est nécessaire. Par exemple, un élément contenant uniquement de la vapeur surchauffée aura une température de cellule supérieure à la température de saturation. Cependant, parce que l'élément est déjà plein de vapeur ($\alpha_1 = 0$), Le second terme de l'équation (IV.15) veille à ce que le terme source soit égal à zéro, car physiquement il ne peut y avoir création de vapeur. L'utilisation de cet interrupteur élimine les opérations logiques supplémentaires qui consomment d'avantage de temps de calcul. Les termes source de condensation fonctionnent d'une façon similaire (Rock [125]).

La masse volumique du fluide (liquide ou vapeur) est aussi incluse dans le terme source comme un facteur d'échelle (pondération). Les termes sources liquides sont représentés dans les équations pour indiquer que toute production de masse de vapeur correspond physiquement à une quantité égale de masse liquide disparue. Ces termes d'échelle sont nécessaires pour tenir compte du fait qu'un plus grand volume de vapeur est créé par rapport

au liquide, pour une même quantité de masse transformée, parce que la densité de la vapeur est beaucoup moins inférieure à celle du liquide.

Le dernier terme représente le potentiel d'entraînement du terme source. Plus la température de la cellule est élevée, plus le potentiel d'entraînement est grand et, par conséquent, on a besoin de plus d'énergie pour la création de la vapeur dans cette cellule. Enfin, les équations (IV.18) et (IV.19) indiquent que l'énergie absorbée (ou libérée) est égale à la chaleur latente qui correspond à la masse volumique de la vapeur produite. Le signe négatif indique que ce terme d'énergie est un dissipateur de chaleur lorsque de la vapeur est générée, et il est une source de chaleur lorsque la vapeur est condensée.

IV.6 Résultats et interprétations

IV.6.1 Procédure de calcul

La simulation numérique des écoulements multiphasiques peut, généralement, se faire en trois étapes :

- 1- Définition du nombre de phases ainsi que les régimes d'écoulement possibles sont les premières étapes essentielles dans le choix de l'approche de modélisation.
- 2- Formulation des équations de base qui décrivent l'écoulement multiphasique dans le volume de contrôle.
- 3- Enfin, la résolution de ces équations est la dernière étape dans cette modélisation.

Avant le lancement du calcul biphasique (simulation instationnaire) sur Fluent, une simulation stationnaire est lancée afin de déterminer le champ d'écoulement monophasique. Alors, le point de départ pour les simulations de l'écoulement biphasique est un champ d'écoulement monophasique totalement convergé (régime d'écoulement établi). Pour lancer un calcul en biphasique, il faut définir les deux phases. Pour tous les calculs, le liquide a été défini comme la phase primaire et la vapeur comme la phase secondaire dans le modèle VOF. Après la compilation de l'UDF qui modélise l'évaporation, les termes sources sont rajoutés dans les équations de conservation de masse et d'énergie. Les calculs sur Fluent sont effectués par combinaison de l'algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse et du schéma du second ordre Upwind, pour la discrétisation des équations de mouvement, d'énergie et de la fraction volumique. Pour la détermination de la fraction volumique, le schéma de reconstruction géométrique "Geo-Reconstruct" a été utilisé. Ce schéma de reconstruction géométrique représente l'interface entre les fluides en utilisant l'approche linéaire par

morceaux PLIC. Le modèle 'k- ϵ Realizable' a été utilisé pour modéliser la turbulence, ce modèle est plus précis et plus fiable que le modèle k- ϵ standard.

Le transfert de chaleur couplé à l'interface fluide-solide a également été envisagé en tenant compte de l'épaisseur de la paroi du tube. Ceci va mettre en évidence l'importance de la conduction axiale dans le fluide. Dans ce cas, le flux de chaleur et la température à l'interface ne sont pas connus, ils sont déterminés par des solutions simultanées et couplées de l'équation d'énergie dans la paroi solide et des équations thermo-fluide dans le fluide. Cette importance a été démontrée dans de nombreuses études antérieures telles que celles de Du & Zhao [126], en particulier dans les régimes transitoires notamment, lors du démarrage/d'arrêt ou de n'importe quelle modification des conditions de fonctionnement dans certaines applications telles que les échangeurs de chaleur, technologies de l'aérospatial ou du refroidissement des systèmes électroniques.

Compte tenu du comportement dynamique de l'écoulement à deux phases, une simulation transitoire avec un pas de temps de 0,001 s est effectuée. Le critère de convergence est basé sur la valeur résiduelle des variables calculées, à savoir, l'équation de continuité, les composantes de la vitesse, l'équation d'énergie et la fraction volumique. Le calcul numérique est considéré convergé quand les résidus mis à l'échelle des différentes variables sont abaissés de six ordres de grandeur (c'est à dire inférieurs à 10^{-6}).

IV.6.2 Validation

Avant d'entamer la simulation de l'écoulement biphase avec évaporation dans le dissipateur de chaleur étudié dans le chapitre précédent, une validation de la procédure de calcul s'impose. Cette validation se fait sur un tube vertical (évaporateur) qui est largement étudié dans la littérature concernant les phénomènes d'évaporation. Les résultats obtenus sont comparés aux corrélations existantes pour les écoulements biphases relatives au coefficient d'échange thermique et aux fractions volumiques des phases.

La géométrie de l'évaporateur est illustrée sur la figure IV.3, c'est un tube vertical en cuivre de 500 mm de longueur et de 16 mm de diamètre interne, l'épaisseur de la paroi du tube est de 1 mm. La géométrie du tube a été générée en utilisant le logiciel Gambit avec un maillage raffiné près des parois du type couche limite, comme le montre la figure IV.4.

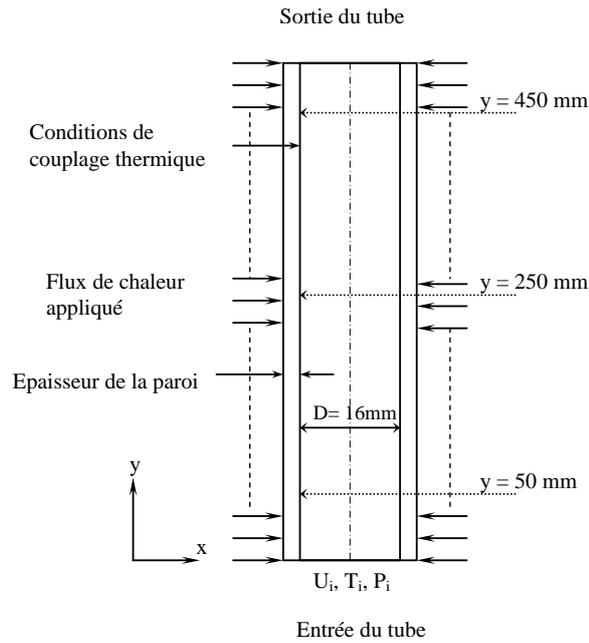


Figure IV.3: Géométrie et conditions aux limites du tube.

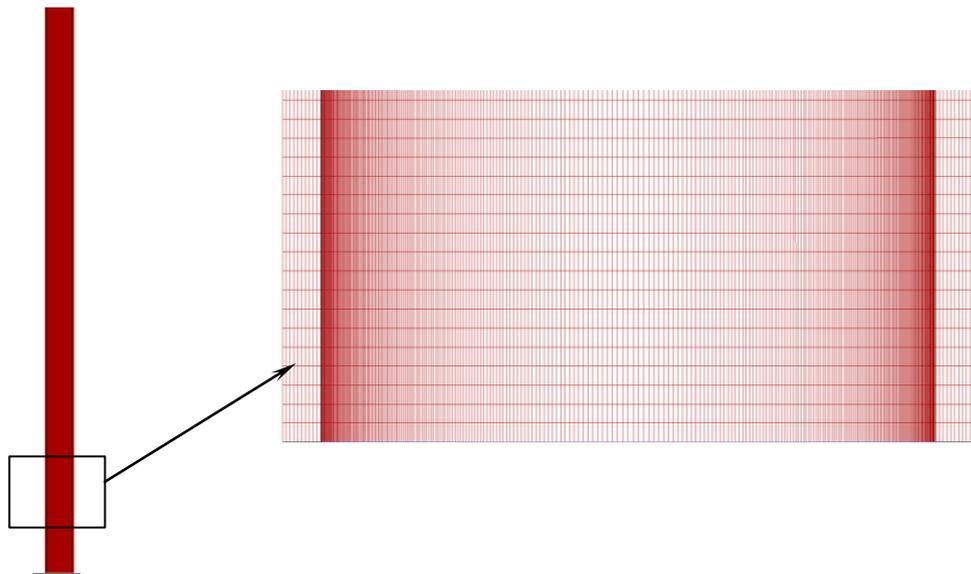


Figure IV.4: Maillage généré par Gambit montrant le raffinement près des parois.

Une étude de l'indépendance de la solution du maillage a été réalisée afin de s'assurer que la solution du problème obtenue après calcul ne sera pas affectée par la taille du maillage. Pour ce faire, nous avons étudié le problème avec quatre maillages différents, leurs détails sont représentés dans le tableau IV.1. La variation de la fraction de vapeur, en fonction de la position le long de l'interface du tube pour les quatre maillages étudiés, est représentée sur la figure IV.5. Il est clair que les maillages 1 et 4 ne sont pas convenables, car l'effet de la taille

du maillage sur les résultats est flagrant. Pour les mêmes conditions de calcul, l'écart entre les courbes qui correspondent aux deux maillages est considérable, par conséquent les maillages 1 et 4 sont écartés. Cependant, les maillages 2 et 3 sont acceptables parce que l'écart entre les courbes correspondantes est très faible. Comme le maillage 2 est instable après la moitié du tube, le meilleur choix se portera donc sur le maillage 3 pour le reste des calculs. Ce maillage comporte 12740 éléments pour la paroi solide et 150000 éléments dans la zone fluide.

Tableau IV.1: Nombre d'éléments pour les quatre maillages raffinés utilisés dans l'étude de l'indépendance du maillage.

Nombre d'éléments	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Paroi solide	4000	7200	12740	15000
Fluide	80000	108000	150000	300000

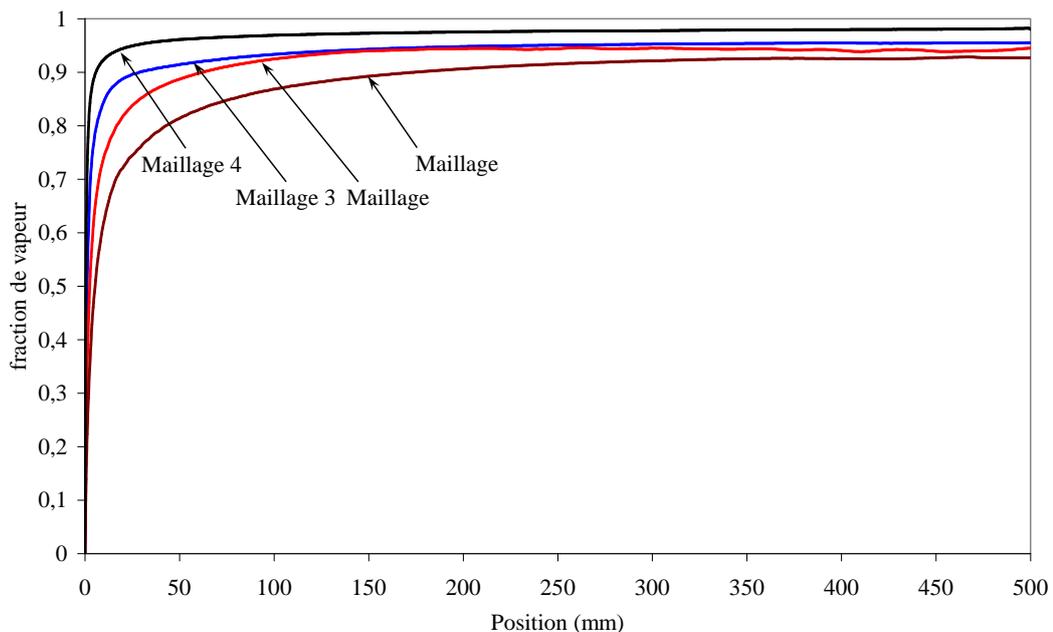


Figure IV.5: Variation de la fraction de vapeur en fonction de la position le long de l'interface du tube pour les quatre maillages.

La validation de notre procédure de calcul s'est effectuée, dans un premier temps, sur l'écoulement diphasique liquide-vapeur de l'entrée vers la sortie du tube. Les résultats obtenus par simulation numérique ont été comparés à ceux obtenus par Ghiaasiaan [127]. On peut remarquer qu'il y a une similitude des formes de la fraction de vapeur déterminée en utilisant notre approche (figure IV.6) avec le régime d'écoulement obtenu par Ghiaasiaan [127], qui est

représenté sur la figure IV.7. En effet, il y a un accord qualitatif acceptable pour ces deux figures. Dans la région la plus basse du tube, la phase liquide est dominante, tandis que, pour celle d'en haut, on observe le phénomène inverse (c'est la phase vapeur qui domine). Entre l'entrée et la sortie du tube, la vapeur évolue progressivement.

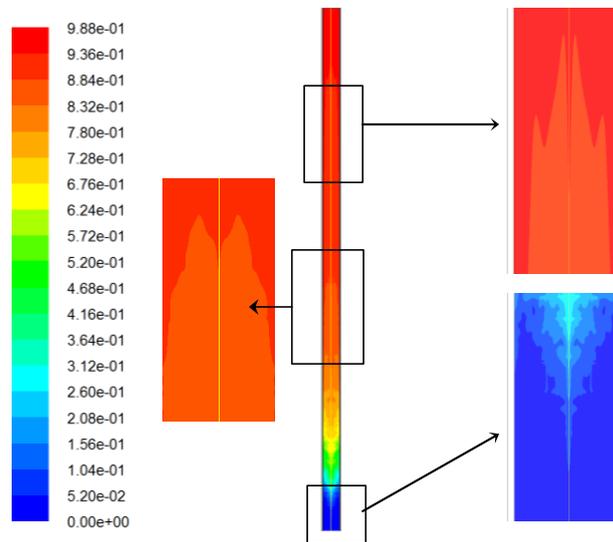


Figure IV.6: Contours de la fraction de vapeur pour un écoulement laminaire à l'entrée.

$Re = 480$, flux de chaleur appliqué = 100 kW/m^2 .

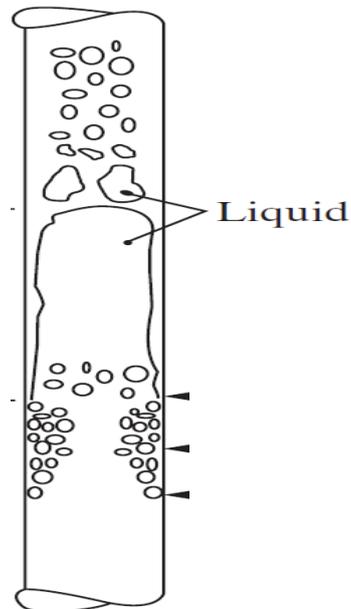


Figure IV.7: Régimes de l'écoulement diphasique dans un tube vertical avec un grand flux thermique imposé à la paroi externe [127].

Dans un deuxième temps, la fraction de vapeur et le coefficient de transfert de chaleur calculés dans le tube ont été comparés à ceux obtenus par d'autres auteurs. A cet effet, les fractions de vapeur calculées par simulation numérique ont été comparées avec celles obtenus par Dalkilic & al [128] qui ont été obtenus en utilisant des données expérimentales combinées avec diverses corrélations telles que celles de Chen [129] et de Hamersma & Hart [130]. Ces corrélations peuvent être utilisées pour n'importe quel régime d'écoulement, pression ou débit massique.

Corrélation de Chen:

$$\alpha = \left(1 + 0.18 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.6} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.33} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.07} \right)^{-1} \quad (\text{IV.20})$$

Corrélation de Hamersma & Hart:

$$\alpha = \left(1 + 0.26 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.67} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.33} \right)^{-1} \quad (\text{IV.21})$$

Avec : x , ρ_g , ρ_l , μ_g , μ_l sont respectivement, la qualité massique, la densité de la vapeur, la densité du liquide, la viscosité dynamique de la vapeur et la viscosité dynamique du liquide.

Dans la figure IV.8, la fraction de vapeur, calculée en utilisant notre procédure numérique, est représentée en fonction de la position pour un nombre de Reynolds de 480 et un flux de chaleur imposé à la paroi externe du tube de 100 kW/m^2 . Les fractions de vapeurs obtenus à l'aide des corrélations de Chen et de Hamersma & Hart sont également représentées sur la même figure.

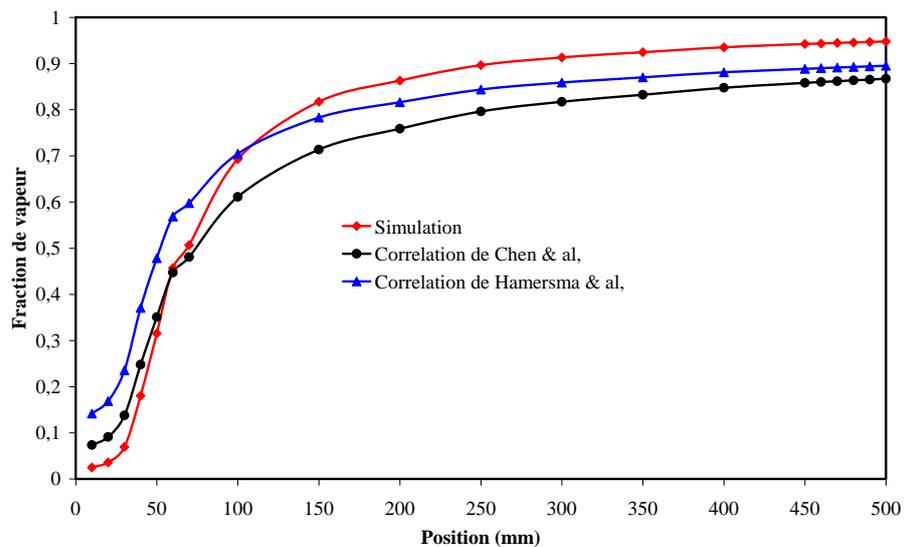


Figure IV.8: Fraction de vapeur calculée comparée à celles obtenues par les corrélations de Chen [138] et de Hamersma & Hart [139].

Pour les calculs de (α) en utilisant les équations (IV.20) et (IV.21), les valeurs introduites de la qualité massique (x) ont été calculées en utilisant notre procédure numérique. On peut remarquer qu'il y a un accord qualitatif entre nos résultats numériques et ceux obtenus par les deux corrélations. En effet, la même tendance générale est observée pour les résultats obtenus par toutes les approches.

Concernant le coefficient de transfert de chaleur, les résultats des calculs ont été comparés à ceux de la corrélation de Kandlikar & al [131]. La corrélation a été développée pour un tube de diamètre variant de 3 à 25 mm, elle utilise le coefficient de transfert de chaleur à phase liquide unique dans la prédiction de l'ébullition nucléée et l'ébullition convective telle que donnée par l'équation suivante :

Pour $Re_{LO} > 100$:

$$h_{TP} = \max(h_{TP,NBD}, h_{TP,CBD}) \quad (IV.22)$$

avec

$$h_{TP,NBD} = 0.6683Co^{-0.2}(1-x)^{0.8}h_{LO} + 1058Bo^{0.7}(1-x)^{0.8}F_{Fl}h_{LO} \quad (IV.23)$$

est le coefficient de transfert de chaleur biphasique d'ébullition,

et

$$h_{TP,CBD} = 1.136Co^{-0.9}(1-x)^{0.8}h_{LO} + 667.2Bo^{0.7}(1-x)^{0.8}F_{Fl}h_{LO} \quad (IV.24)$$

est le coefficient de transfert de chaleur biphasique convectif.

$Co = [(1-x)/x]^{0.8}(\rho_g / \rho_l)^{0.5}$ est le nombre de convection,

$Bo = q'' / \dot{m}h_{lg}$ est le nombre d'ébullition.

(x) est la qualité massique, ρ_g et ρ_l sont respectivement la densité de la vapeur et du liquide, q'' est le flux de chaleur appliqué, \dot{m} est le flux de masse et h_{lg} est la chaleur latente de vaporisation.

F_{Fl} est un paramètre de dépendance fluide-surface. Il représente les caractéristiques de la nucléation du liquide sur la surface de chauffe donnée. Ce paramètre dépend de la densité du site de nucléation, des propriétés du fluide responsable de la nucléation, etc. Sa valeur pour l'eau-cuivre est prise égale à 1.

Le coefficient de transfert de chaleur à phase liquide unique h_{LO} est donné par les corrélations suivantes :

Petukhov & Popov [83], pour $10^4 \leq Re_{LO} \leq 5.10^6$

$$h_{LO} = \frac{\text{Re}_{LO} \text{Pr}_L (f/2)(k_L/D)}{1 + 12.7(\text{Pr}_L^{2/3} - 1)(f/2)^{0.5}} \quad (\text{IV.25})$$

Gnielinski [84], $3000 \leq \text{Re}_{LO} \leq 10^4$

$$h_{LO} = \frac{(\text{Re}_{LO} - 1000) \text{Pr}_L (f/2)(k_L/D)}{1 + 12.7(\text{Pr}_L^{2/3} - 1)(f/2)^{0.5}} \quad (\text{IV.26})$$

où f est le coefficient de frottement, il est donné par :

$$f = [1.58 \ln(\text{Re}_{LO}) - 3.28]^{-2} \quad (\text{IV.27})$$

Pour $\text{Re}_{LO} < 1600$, l'écoulement est considéré comme laminaire, et l'équation suivante est utilisée pour calculer h_{LO} :

$$h_{LO} = \frac{\text{Nu}_{LO} k_L}{D} \quad (\text{IV.28})$$

Pour la zone de transition (nombre de Reynolds de 1600 à 3000), une interpolation linéaire est recommandée pour le calcul de h_{LO} entre le coefficient de transfert de chaleur à phase liquide unique turbulent et celui du régime laminaire.

Le coefficient de transfert de chaleur (h) ainsi que le nombre de Nusselt ont été calculés avec Fluent par la même méthode décrite dans le chapitre III (sur la base de la température moyenne de mélange).

Dans la figure IV.9 le coefficient de transfert de chaleur local, en fonction de la position, calculé en utilisant la simulation numérique est comparé à celui obtenu par la corrélation Kandlikar (équations IV.22 à IV.28). Il faut noter que, dans ces équations, les valeurs introduites de (x) ont été calculées en utilisant notre procédure numérique. Il est évident qu'un accord très acceptable a été obtenu entre les deux approches en particulier pour les positions loin de l'entrée du tube pour lesquelles le régime d'écoulement est bien établi et les perturbations dues aux effets d'entrée disparaissent. La tendance générale des courbes de (h) des deux approches est similaire.

A partir de la figure IV.9, on peut remarquer que le coefficient de transfert de chaleur diminue lorsque la qualité augmente, comme il a été constaté par Qu & Mudawar [92] et Koyama & al [93]. D'autre part, l'évolution du coefficient de transfert de chaleur est similaire à celle du coefficient calculé par Sobierska & al [96], où ils ont montré qu'il augmente très légèrement à l'entrée du canal, il continue à augmenter jusqu'à une certaine position où il passe par un maximum, ensuite il diminue d'une façon continue.

A partir des résultats de cette étude de comparaison, concernant la fraction de vapeur et le coefficient d'échange thermique, notre procédure de simulation numérique a été validée et par conséquent, une étude plus détaillée et paramétrique peut être réalisée. En effet, les résultats numériques obtenus par notre procédure peuvent être très utiles dans l'étude des écoulements biphases, en particulier dans le dissipateur de chaleur à minicanaux, ceci par rapport aux études expérimentales qui sont coûteuses, consommatrices de temps et dans la plupart des cas impossibles à réaliser, puisqu'elles modifient complètement l'écoulement lorsqu'il s'agit des mini/microcanaux.

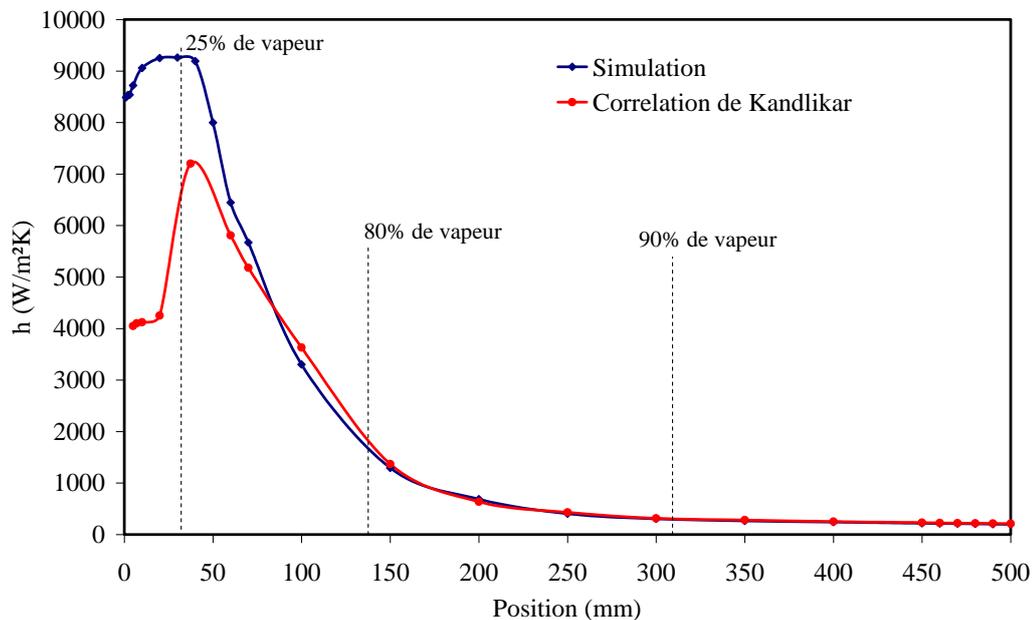


Figure IV.9: Comparaison entre le coefficient de transfert de chaleur calculé avec celui obtenu par la corrélation de Kandlikar [131]. $Re = 480$, flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

IV.6.3 Instabilités de l'écoulement

Cette partie comporte une brève étude des instabilités de l'écoulement biphase dans l'évaporateur vertical, dans le but de comprendre leur mécanisme. Dans la figure IV.10, la variation en fonction du temps de la fraction de vapeur à la paroi interne du tube, à une position $y = 450 \text{ mm}$ à partir de l'entrée, est représentée en régime turbulent pour différentes valeurs du nombre de Reynolds (allant de 3190 à 6381). Il est évident que pour les trois nombres de Reynolds, les fractions de vapeur augmentent rapidement pendant les 10 premières secondes, ensuite elles oscillent autour de valeurs asymptotiques. On peut également remarquer que la plus grande valeur de la fraction de vapeur est obtenue pour la plus faible valeur du nombre de Reynolds ($Re = 3190$).

Les variations, en fonction du temps, de la température sont représentées sur la figure IV.11, pour différents nombres de Reynolds. Les plus grandes amplitudes des fluctuations de température sont observées pour le plus faible nombre de Reynolds ($Re = 3190$), l'amplitude des oscillations diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ce fait a été confirmé en utilisant la transformée de Fourier Rapide (FFT) de la température, comme le montre la figure IV.12, dans laquelle les oscillations de courtes fréquences sont observées lorsque le nombre de Reynolds diminue. Donc, il y a un compromis à faire entre les valeurs les plus élevées souhaitées de la fraction de vapeur et les grandes oscillations indésirables de la température qui sont observées pour différentes valeurs du nombre de Reynolds (3190 et 6381).

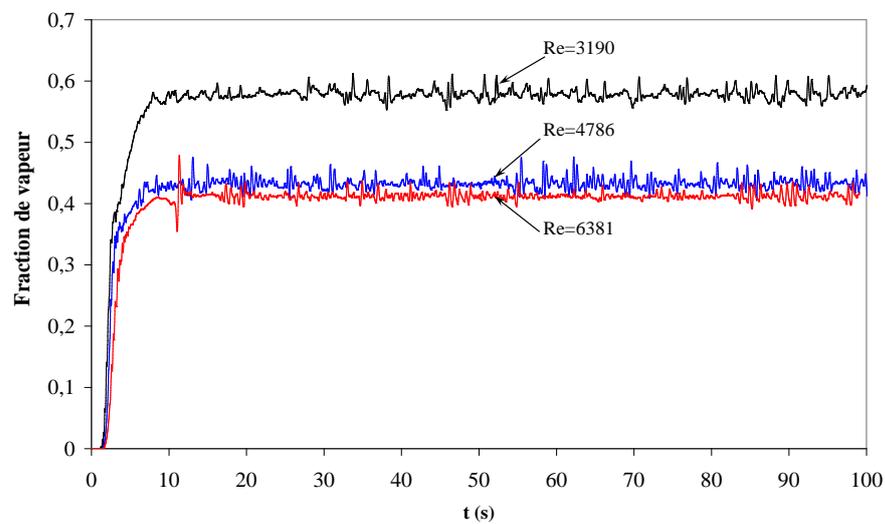


Figure IV.10 : Variation dans le temps de la fraction de vapeur pour différents nombres de Reynolds, en $y = 450$ mm. Flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

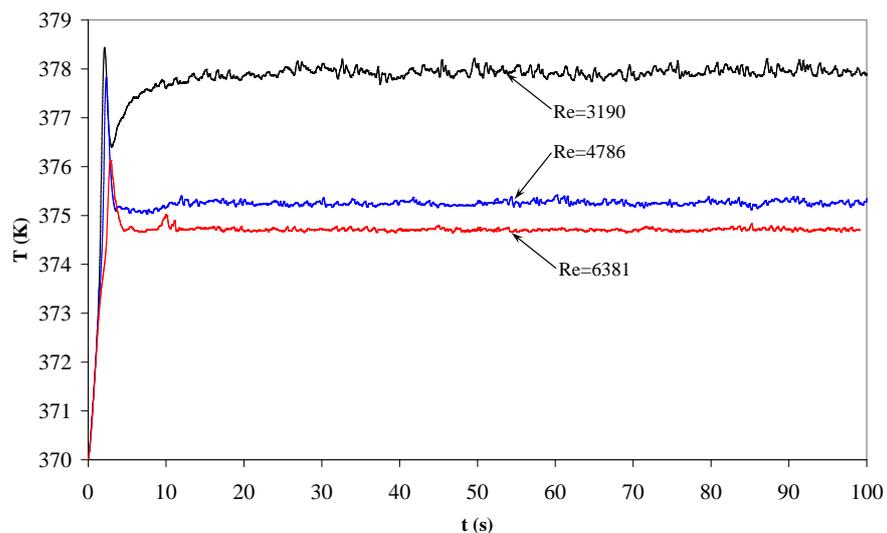


Figure IV.11 : Variation dans le temps de la température pour différents nombres de Reynolds, en $y = 450$ mm. Flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

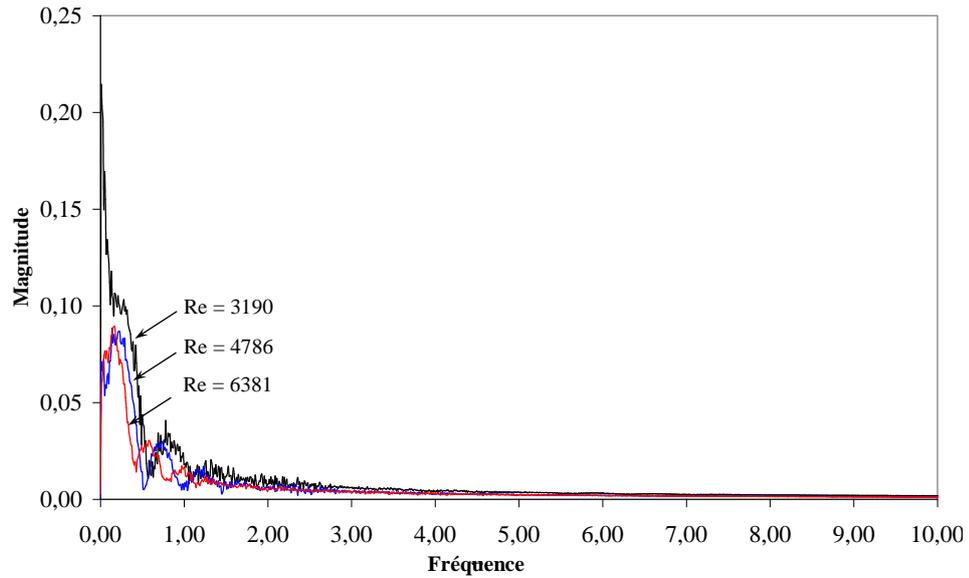


Figure IV.12 : Transformée de Fourier Rapide (FFT) de la température pour différents nombres de Reynolds, en $y = 450$ mm. Flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

L'influence de la position le long de la paroi interne du tube à partir de l'entrée sur la fraction de vapeur pour le régime turbulent ($Re = 4786$) est représentée sur la figure IV.13. L'apparition de la phase vapeur se produit après 1 s pour toutes les positions. Au-delà, la variation dépend de la position considérée. Il est clair que les valeurs des amplitudes des fluctuations de la fraction de vapeur augmentent avec la position (de 50 à 450 mm).

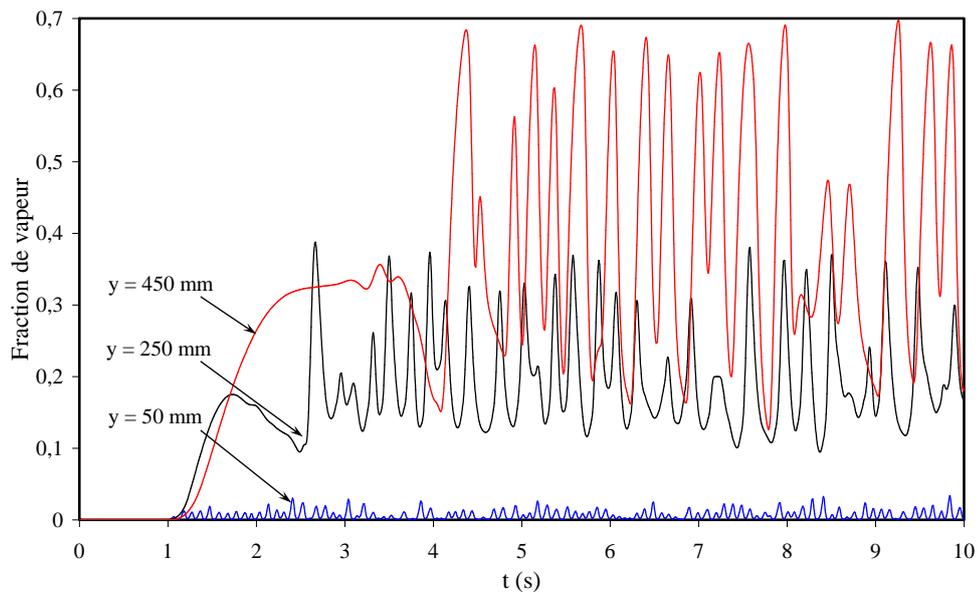


Figure IV.13 : Variation dans le temps de la fraction de vapeur pour différentes positions le long de la paroi interne du tube. $Re = 4800$. Flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

La figure IV.14 montre la variation dans le temps de la fraction de vapeur dans la paroi interne du tube à une position $y = 450$ mm de l'entrée respectivement pour le régime turbulent et celui laminaire. Il est évident que pour $Re = 480$, correspondant à un régime laminaire, la fraction de vapeur a tendance à atteindre la valeur maximale (≈ 1), tandis que la valeur maximale de la fraction de vapeur pour le régime turbulent ($Re = 4786$) oscille autour de 0.4. On peut également remarquer que les amplitudes des oscillations sont importantes pour le régime turbulent.

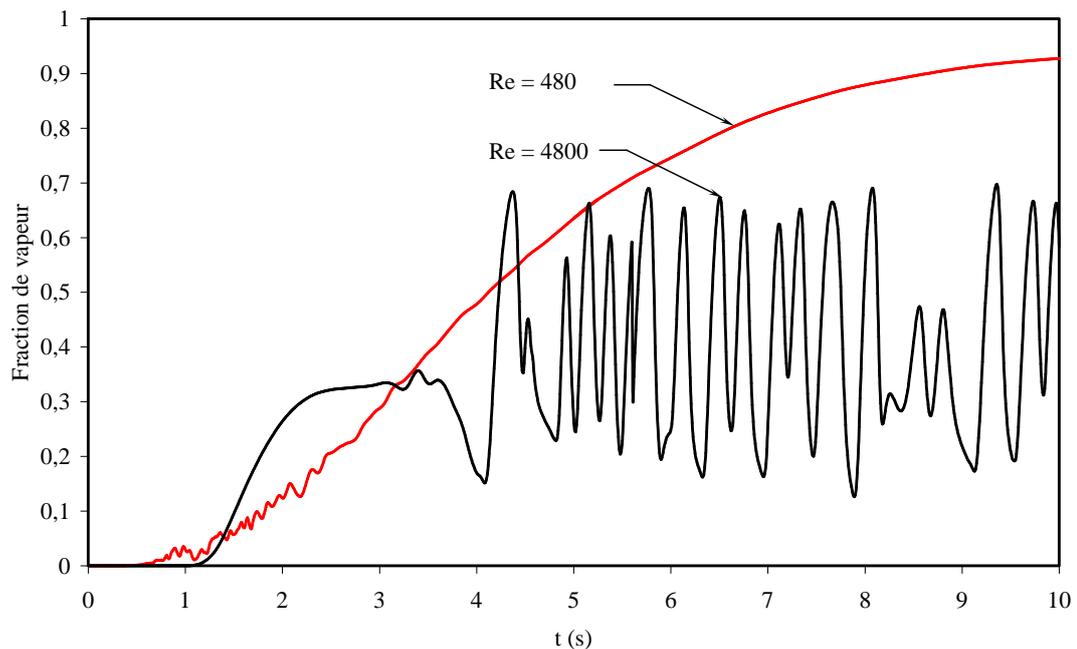


Figure IV.14 : Variation dans le temps de la fraction de vapeur pour le régime laminaire et turbulent, en $y = 450$ mm. Flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

La figure IV.15 montre l'évolution de la phase vapeur le long du tube pour les régimes laminaire ($Re = 480$) et turbulent ($Re = 4786$). En premier lieu, la phase vapeur se trouve à proximité de la paroi latérale chauffée tandis que la phase liquide est située dans la partie centrale du tube et la quantité diminue en s'éloignant de l'entrée du tube. Le taux de diminution de la phase liquide dépend du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent).

A partir de cette étude sur les instabilités de l'écoulement avec évaporation, on peut constater que le régime laminaire permet d'obtenir de plus grandes valeurs des fractions de vapeur avec moins d'oscillations bien que les taux de transfert de chaleur pour un régime turbulent soient beaucoup plus grands que pour le régime laminaire.

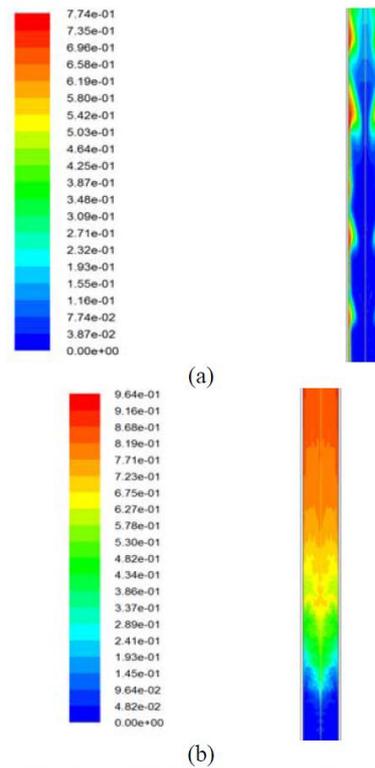


Figure IV.15 : Contours de la fraction de vapeur à $t = 10s$, pour (a) régime turbulent $Re = 4786$, et (b) régime laminaire $Re = 480$, en $y = 450 \text{ mm}$. Flux de chaleur = 100 kW/m^2 .

IV.6.4 Simulation de l'évaporation dans le dissipateur de chaleur à minicanaux

Les résultats présentés dans cette partie sont relatifs à un débit de liquide à l'entrée du dissipateur de chaleur de 0.5 l/mn qui correspond à une vitesse de 0.106 m/s , soit à un nombre de Reynolds de 1056 . Le liquide entre dans le dissipateur avec une température de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ et une pression de 2 bars (la température de saturation de l'eau dé-ionisée à cette pression est de $120 \text{ }^\circ\text{C}$ et la chaleur latente de vaporisation correspondante est de 2206.6 KJ/kg). A la base inclinée du dissipateur un flux de chaleur de 700 kW/m^2 est appliqué. Puisque le phénomène d'évaporation est instationnaire et non symétrique, la procédure de calcul comprend, en premier lieu, un calcul stationnaire monophasique jusqu'à la convergence, ceci dans le but d'avoir des champs hydrodynamiques et thermiques uniformes. En second lieu ces champs sont utilisés comme une condition initiale au calcul biphasique instationnaire avec changement de phase et ce après que l'UDF soit compilée est appelée par FLUENT. Notons qu'un calcul de 120 secondes avec un pas de temps de 0.01 seconde a nécessité plus de 15 jours de calcul sur la station de calcul HP Intel Xeon E5-2665 (3.1 GHz , 16 Mo de cache, 8 cœurs). Pour une meilleure présentation des résultats, nous avons choisi une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux et trois coupes transversales près de l'entrée au

milieu et près de la sortie des minicanaux. Les résultats sont présentés pour différents instants, ce qui permet de suivre l'évolution de l'évaporation dans le temps.

Les figures IV.16 et IV.17 représentent les résultats obtenus après 15 secondes, à cet instant la température de saturation n'a pas encore été atteinte (393 K), donc le transfert de chaleur est toujours monophasique. La température de l'eau évolue considérablement le long des minicanaux à cause du chauffage en bas du dissipateur.

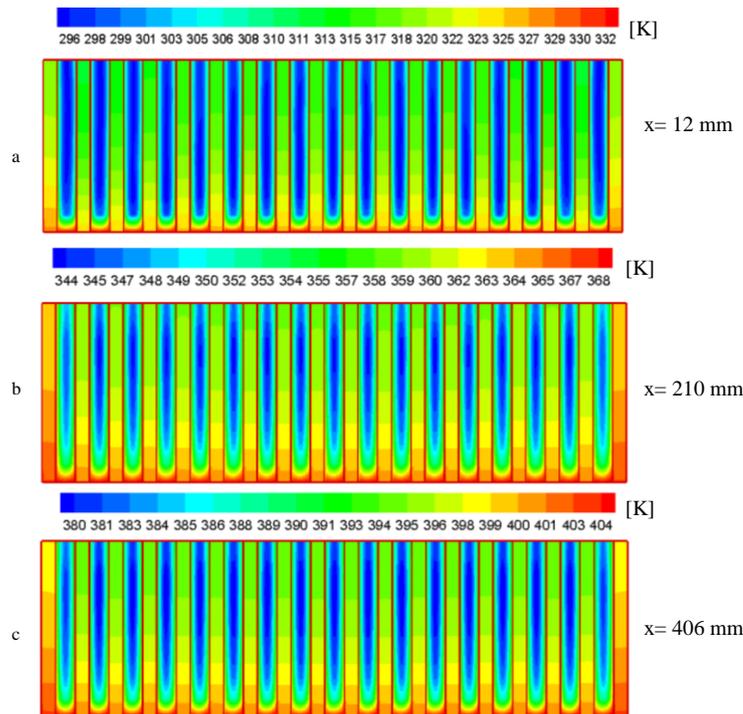


Figure IV.16 : Champs des températures dans des coupes transversales dans les minicanaux :
(a) près de l'entrée, (b) au milieu, (c) près de la sortie.

Les figures IV.18 à IV.21 représentent les résultats obtenus après 30 secondes, l'eau accumule de la chaleur au fur et à mesure qu'elle se déplace dans les minicanaux, de l'entrée du dissipateur vers sa sortie, et sa température augmente de plus en plus en se rapprochant de la sortie. Dans cette région, la température de l'eau atteint sa température de saturation et par conséquent la vapeur commence à se former pour atteindre sa valeur maximale (à cet instant) à la sortie du dissipateur de chaleur (figure IV.19). L'évolution de la température et de la fraction de vapeur dans une coupe transversale près de la sortie du dissipateur est illustrée sur la figure IV.18, il est clair que le fluide se trouvant en bas des minicanaux possède les températures les plus élevées à cause de son contact avec le solide, et par conséquent la quantité de vapeur augmente du bas vers le haut des minicanaux. Par conséquent, la vapeur évolue longitudinalement et transversalement dans les minicanaux.

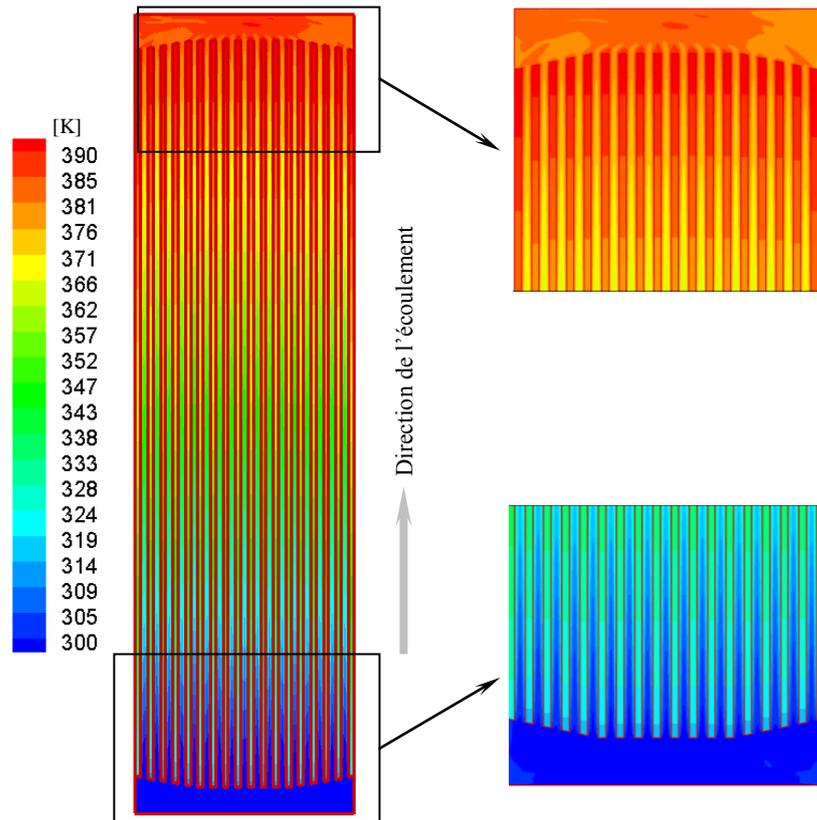


Figure IV.17 : Champs des températures sur une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux.

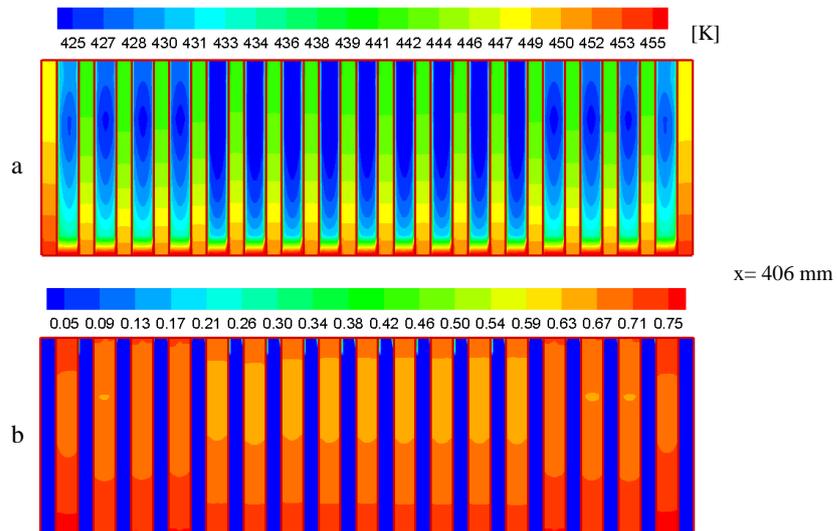


Figure IV.18 : Contours des températures (a) et de la fraction volumique de vapeur (b) dans une coupe transversale près de la sortie des minicanaux.

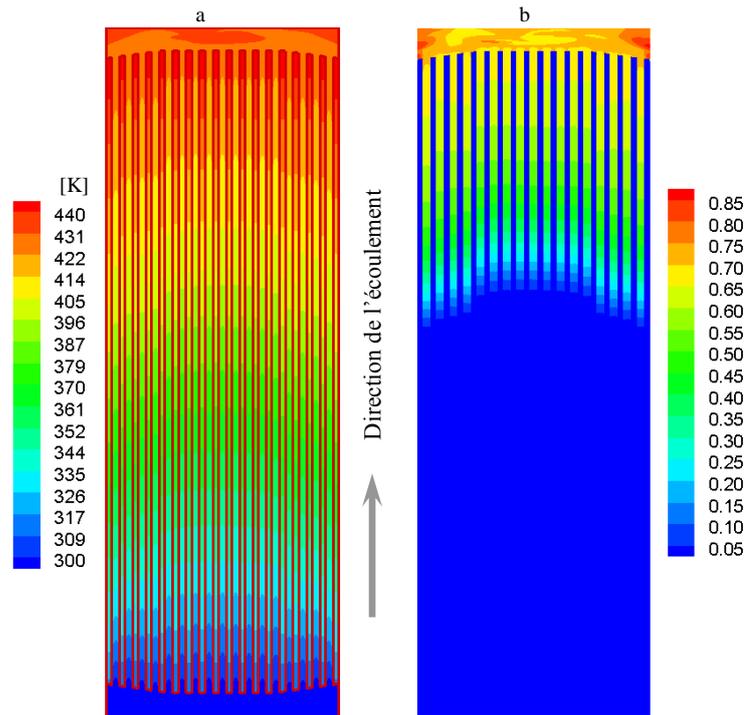


Figure IV.19 : Contours des températures (a) et de la fraction volumique de vapeur (b) dans une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux.

Les contours de vitesses sont représentés sur la figure IV.20, il est évident que les vitesses à la sortie des minicanaux sont plus grandes (de 0.9 à 0.2 m/s) par rapport à la valeur d'entrée (0.106 m/s), ceci parce que la majorité du liquide de faible vitesse se transforme en vapeur de forte vitesse. On remarque aussi que dans la partie où règne le liquide, les canaux du milieu possèdent les vitesses les plus élevées à cause de la forme de l'entrée des minicanaux. Par contre à la sortie où il y a la vapeur c'est le contraire, parce que la fraction de vapeur est faible au milieu comparée aux canaux extrêmes (voir figure IV.18 (b)).

La figure IV.21 illustre les contours de la pression dans une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux et trois coupes transversales près de l'entrée, au milieu et près de la sortie des minicanaux. Le long des minicanaux la pression chute et sa perte est considérable, ce qui est logique pour les minicanaux. En se rapprochant de la sortie dans la partie biphase, on constate une instabilité de la pression (caractéristique des écoulements biphases avec changement de phase, comme l'ont constaté Qu & Mudawar [115]). Nous constatons aussi le caractère aléatoire dans la variation de la pression de bas en haut des minicanaux et de gauche vers la droite. Ce caractère aléatoire sera plus visible en avançant dans le temps.

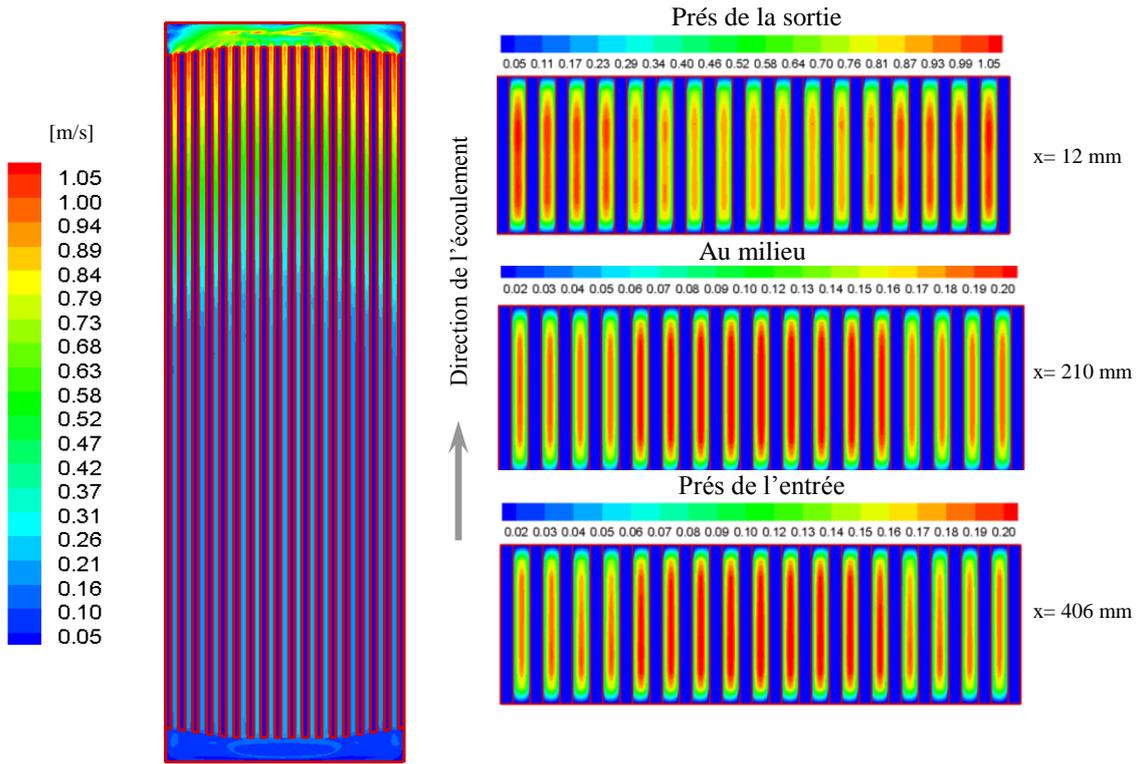


Figure IV.20 : Contours des vitesses, à gauche : dans une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux, à droite : dans des coupes transversales dans les minicanaux.

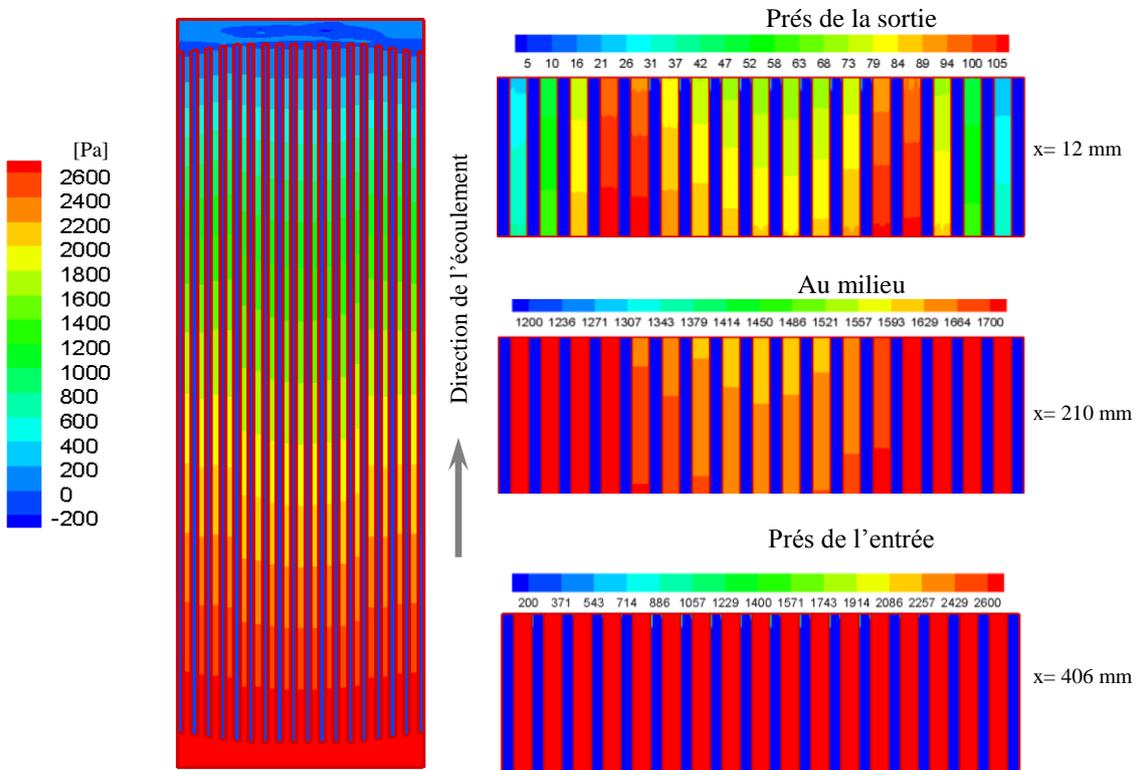


Figure IV.21 : Contours des pressions, à gauche : dans une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux, à droite : dans des coupes transversales dans les minicanaux.

Les instabilités de l'écoulement biphasique mises en évidence par Qu & Mudawar [115] (figure IV.1), sont clairement visibles sur les figures IV.22 et IV.23. On peut observer au sein des minicanaux, des fluctuations aléatoires de l'écoulement diphasique (figure IV.22). En avançant dans le temps, la vapeur envahit les minicanaux, sa formation est aussi aléatoire (figure IV.23). A la sortie des minicanaux, l'eau devient complètement vapeur, les fluctuations temporaires de la vapeur sont clairement visibles sur cette figure.

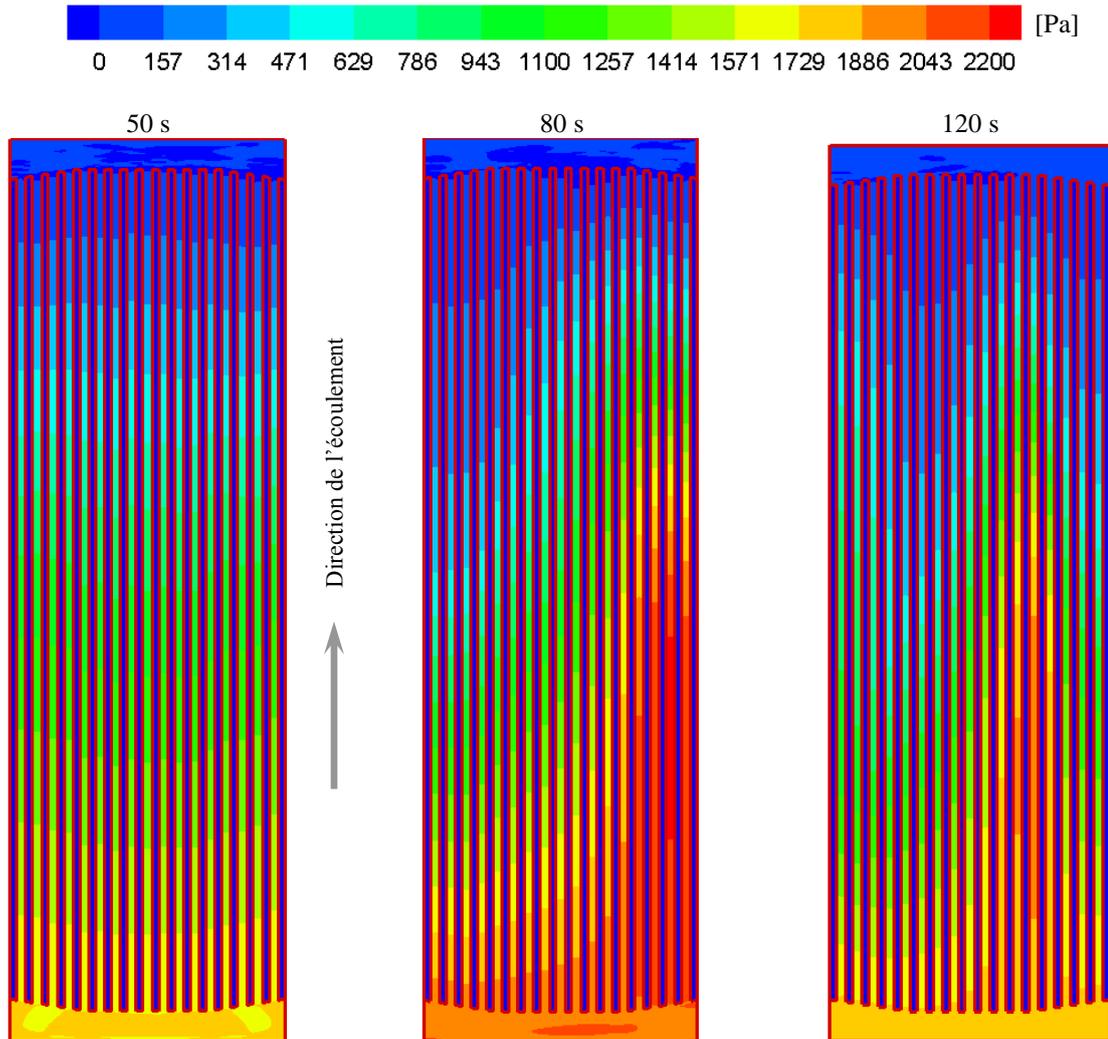


Figure IV.22 : Contours des pressions dans une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux pour différents instants.

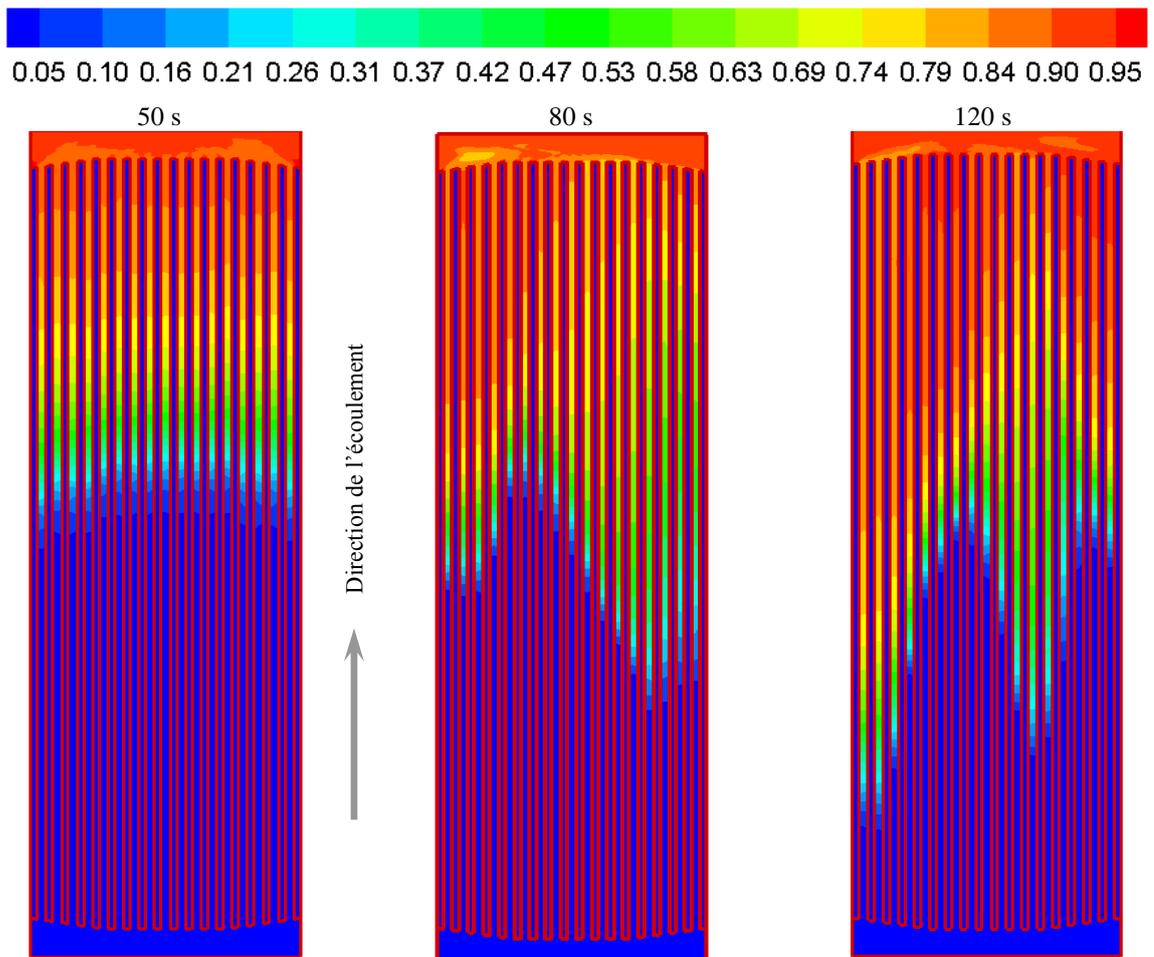


Figure IV.23 : Contours des fractions volumiques de vapeur dans une coupe longitudinale à mi-hauteur des minicanaux pour différents instants.

Une comparaison est faite entre le coefficient d'échange en écoulement monophasique et celui en écoulement biphasique avec changement de phase dans le canal du milieu, le résultat est illustré sur la figure IV. 24. En amont du canal les deux coefficients sont presque identiques. Avec le développement de l'écoulement biphasique le coefficient d'échange augmente considérablement pour atteindre un pic à une certaine région où la fraction de vapeur est faible, ensuite il diminue avec l'augmentation de la vapeur dans le minicanal jusqu'à atteindre, à la sortie, une valeur inférieure à celle correspondant au coefficient d'échange de l'écoulement monophasique (parce que le coefficient d'échange de la vapeur d'eau est inférieur à celui de l'eau liquide). L'évolution du coefficient de transfert de chaleur est similaire à celle du coefficient calculé par Sobierska & al [96], où ils ont montré qu'il augmente très légèrement à l'entrée du canal, il continue à augmenter jusqu'à une certaine position où il passe par un maximum, ensuite il diminue d'une façon continue. D'autre part, la diminution du coefficient de transfert de chaleur lorsque la qualité de vapeur augmente a été

constaté par Qu & Mudawar [92] et Koyama & al [93]. Ceci est également constatable à partir de la figure IV.9 par la corrélation de Kandlikar.

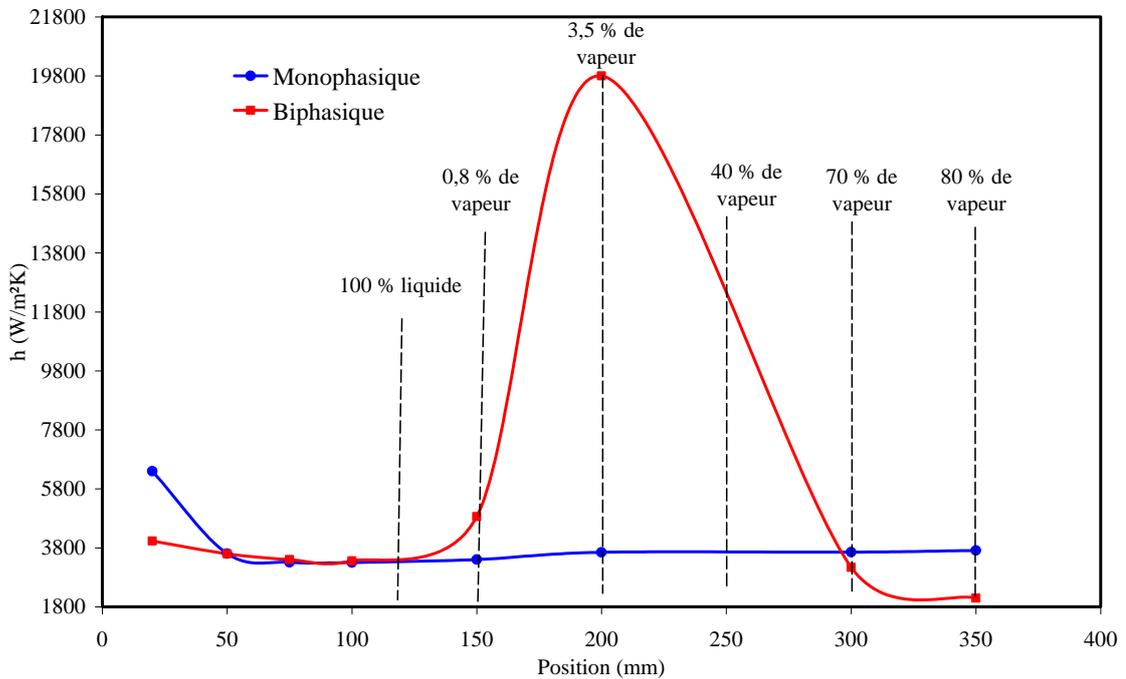


Figure IV.24 : Coefficient d'échange pour les écoulements monophasique et biphase avec changement de phase après 50 s. Débit de 0.5 l/mn, flux de chaleur appliqué de 700 kW/m².

IV.7 Conclusion

Dans cette partie du travail, nous avons étudié numériquement l'écoulement biphase avec changement de phase dans le dissipateur de chaleur à minicanaux étudié dans le chapitre précédent. Le couplage thermique conduction-convection est pris en compte. La procédure numérique a été validée, les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de la littérature, et en particulier le coefficient d'échange. Le phénomène de changement de phase a été mis en évidence en suivant l'évolution spatiale et temporaire de la fraction volumique de la vapeur dans le temps. Nous avons constaté des instabilités de l'écoulement biphase conformément à ce qui a été trouvé dans la littérature.

Conclusion générale

Ce travail a été consacré à l'étude numérique du transfert de chaleur couplé dans le but de déterminer le coefficient d'échange aux interfaces solides-fluides. Dans un premier temps, l'étude a été appliquée au cas d'une plaque plane d'épaisseur non négligeable chauffée sur l'une de ses faces par un créneau de flux de durée finie, et refroidie par un écoulement d'air sur sa face avant. C'est un problème instationnaire avec des conditions aux limites variables dans le temps. La résolution des équations de mouvement et d'énergie est réalisée avec le code Fluent par la méthode des volumes finis. Les résultats ont permis d'optimiser la technique de mesure du coefficient d'échange par la méthode impulsométrique. La procédure numérique a été validée en comparant nos résultats avec d'autres résultats expérimentaux. Un bon accord a été trouvé entre les résultats de calculs et ceux des expériences. Les résultats obtenus ont montré que le coefficient d'échange convectif local prend des valeurs importantes aux premiers instants ensuite il diminue, au fur et à mesure que le temps augmente, passe par un minimum, puis un maximum avant de décroître progressivement pour tendre vers les valeurs représentatives du régime permanent obtenues avec une plaque plane d'épaisseur nulle. La cinétique d'évolution temporelle du coefficient d'échange convectif local dépend de l'abscisse à laquelle il est calculé, de l'épaisseur de la plaque, de son matériau et des conditions aux limites (créneau de flux sur la face arrière ou sur la face avant). Les évolutions temporelles de (h) sont fortement dépendantes des conditions aux limites.

En second lieu, l'étude a été appliquée à un dissipateur de chaleur à minicanaux rectangulaires. L'écoulement et le transfert de chaleur couplé monophasiques ont été numériquement étudiés sur Fluent. Le dissipateur de chaleur à minicanaux a été conçu après une étude d'optimisation de la forme des zones d'entrée et de sortie des minicanaux. Un bon accord a été trouvé entre les résultats issus de la procédure numérique avec ceux des tests expérimentaux. Le coefficient d'échange possède une très grande valeur à l'entrée, ensuite il diminue le long des minicanaux pour devenir constant vers la sortie où le régime est complètement établi hydrauliquement et thermiquement. Les résultats ont montré que les températures des minicanaux et du fluide de refroidissement sont de plus en plus importantes en se rapprochant de la base en contact avec le dissipateur de chaleur et aussi vers sa sortie. Les minicanaux jouent donc le rôle d'ailettes. De même, les vitesses possèdent leurs plus grandes valeurs dans les minicanaux du milieu et diminuent en se rapprochant de l'extrémité. La disposition de l'entrée favorise le refroidissement dans la région du dissipateur

correspondant à la zone des canaux du milieu. Enfin, cette étude nous a permis de mieux comprendre l'écoulement et le transfert de chaleur dans les minicanaux. Elle a prouvé que les équations du mouvement classiques sont toujours valables pour décrire les écoulements dans les minicanaux. Les résultats obtenus lors de la validation justifient l'utilisation de la simulation numérique, surtout pour des situations où les expériences deviennent difficiles, voire dans certains cas impossible à réaliser.

Afin d'améliorer beaucoup plus l'échange thermique dans le dissipateur, l'écoulement et le transfert de chaleur biphasique avec changement de phase ont été étudiés. Pour cela, Le modèle multiphasique VOF (Volume OF Fluid) a été utilisé en plus de l'approche PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) pour la reconstruction de l'interface liquide-vapeur. Une UDF (User Defined Function) a été développée pour la prise en compte du changement de phase sur Fluent en utilisant le modèle de Lee [123]. La procédure numérique a été validée, et un bon accord a été obtenu avec les corrélations de la littérature. Les résultats ont montré que la vapeur se développe le long des canaux, où elle est de plus en plus importante en se rapprochant de la sortie. Elle évolue également en augmentant du bas des minicanaux, en contact avec le solide, vers le haut. Le long des minicanaux les pertes de pression sont considérables, et des instabilités aléatoires ont été constatées. Ce caractère aléatoire est plus visible à mesure que le temps progresse.

A la fin de cette conclusion, signalons quelques perspectives qui paraissent intéressantes à la suite de ce travail telles que l'application de la méthode impulsionnelle pour la détermination expérimentale du coefficient d'échange dans les minicanaux. La prise en compte du rapport d'aspect des minicanaux est d'une importance majeure pour améliorer les performances du dissipateur de chaleur. Ainsi une étude de l'influence de ce rapport est souhaitable pour déterminer la géométrie optimale des minicanaux, donnant un meilleur coefficient d'échange convectif.

Références Bibliographiques

- [1] P. Rajesh Kanna, Manab Kumar Das. Conjugate forced convection heat transfer from a flat plate by laminar plane wall jet flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005) 2896–2910.
- [2] G. Jilani, S. Jayaraj, M. Adeel Ahmed. Conjugate forced convection-conduction heat transfer analysis of a heat generating vertical cylinder. *Int. Journal of Heat Mass Transfer* 45 (2002) 331-341.
- [3] M.K. Ramis, G. Jilani, S. Jahangeer. Conjugate conduction-forced convection heat transfer analysis of a rectangular nuclear fuel element with non-uniform volumetric energy generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 517–525.
- [4] C. Nonino, S. Savino, S. Del Giudice, L. Mansutti. Conjugate forced convection and heat conduction in circular microchannels. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009) 823–830
- [5] Z.-G. Liu, S.-Q. Liang, M. Takei. Experimental study on forced convective heat transfer characteristics in quartz microtube. *International Journal of Thermal Science* 46 (2007) 139–148.
- [6] G.P. Celata, M. Cumo, V. Marconi, S.J. McPhail, G. Zummo. Microtube liquid single-phase heat transfer in laminar flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006) 3538–3546.
- [7] H. Herwig, O. Hausner. Critical view on new results in micro-fluid mechanics: an example. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 935–937.
- [8] S. Adam Dorfman. *Conjugate problems in convective heat transfer*. CRC Press, Taylor and Francis Group USA, 2010.
- [9] E. Radenac. Développement et validation d'une méthode numérique pour le couplage fluide-structure en aérothermique instationnaire. Thèse de Doctorat de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, Toulouse France, 2006.
- [10] M.P. Errera, B. Baque, M. Rebay. A Numerical and Experimental Study of Transient Conjugate Heat Transfer in a Flat Plat. CONV-09: International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer in Sustainable Energy, Hammamet Tunisie, Editions Begell-House, USA, 2009.
- [11] S. Thakur, J. Wright. Conjugate heat transfer in a gas turbine blade trailing-edge cavity. In *AIAA Paper*, volume 2002-0496, 2002.
- [12] Y.L. Perelman. On conjugate problems of heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 3 (1961) 293–303.
- [13] Jiin-Yuh Jang, Yu-Wei Chiu. 3-D Transient conjugated heat transfer and fluid flow analysis for the cooling process of sintered bed. *Applied Thermal Engineering* 29 (2009) 2895–2903.
- [14] Amilcare Pozzi, Giuliano Quaranta, Renato Tognaccini. A self-similar unsteady flow with conjugated heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 1804–1809.
- [15] A. Barletta, E. Rossi di Schio, G. Comini, P. D'Agaro. Conjugate forced convection heat transfer in a plane channel: Longitudinally periodic regime. *Int. J. of Thermal Sc.* 47 (2008) 43–51.

- [16] E. Bilgen. Conjugate heat transfer by conduction and natural convection on a heated vertical wall. *Applied Thermal Engineering* 29 (2009) 334–339.
- [17] I.T. Al-Zaharnah, B.S. Yilbas, M.S.J. Hashmi. Conjugate heat transfer in fully developed laminar pipe flow and thermally induced stresses. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 190 (2000) 1091-1104.
- [18] Amilcare Pozzi, Renato Tognaccini. Conjugated heat transfer in unsteady channel flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 (2011) 4019-4027.
- [19] Sefik Bilir. Transient conjugated heat transfer in pipes involving two-dimensional wall and axial fluid conduction. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002) 1781-1788.
- [20] Diego C. Knupp, Carolina P. Naveira-Cotta, Renato M. Cotta. Theoretical analysis of conjugated heat transfer with a single domain formulation and integral transforms. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 355–362.
- [21] Gh. Juncu. Unsteady conjugate forced convection heat/mass transfer from a finite flat plate. *International Journal of Thermal Sciences* 47 (2008) 972–984.
- [22] Ali Ates, Selcuk Darıcı, Sefik Bilir. Unsteady conjugated heat transfer in thick walled pipes involving two-dimensional wall and axial fluid conduction with uniform heat flux boundary condition. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010) 5058–5064.
- [23] Jean-Claude Krapez. *Mesure de l'effusivité thermique : Méthodes photothermiques. Technique de l'Ingénieur.*
- [24] Mourad Rebay, Mohamed Lachi, Jacques Padet. Measurement of the convective heat coefficients by the pulsed Method: influence of the boundary-layer perturbation. *International Journal of Thermal Sciences* 41 (2002) 1161–1175.
- [25] D. Balageas, J. C. Krapez, P. Cielo. Pulsed photothermal modelling of layered materials. *Journal of Applied Physics* 59 (1986) 348-357.
- [26] D. J. Crowther, J. Padet. Measurement of the local convection coefficient by pulsed photothermal radiometry, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 34 (1991) 3075-3081.
- [27] A. Degiovanni. La bonne représentation pour une interface en régime variable en espace ou en temps. *Revue Générale de Thermique* 406 (1995) 621-622.
- [28] M. Rebay, J. Padet. Laminar boundary-layer flow over a semi-infinite plate impulsively heated or cooled, *European Physical Journal Applied Physics* 7 (1999) 263-269.
- [29] S. D. Harris, D. B. Ingham, I. Pop. Transient boundary-layer heat transfer from a flat plate subjected to a sudden change in heat flux. *Eur. Journal of Mechanics - B/Fluids*. 20 (2001) 187–204.
- [30] G. Polidori, J. Padet. Transient laminar forced convection with arbitrary variation in the wall heat flux. *Heat and Mass Transfer* 38 (2002) 301–307.
- [31] Mohammed Lachi, Mourad Rebay, Emilia Cerna Mladin, Jacques Padet. Alternative models for transient convection heat transfer in external flows over a plate exposed to a variable heat flux. *International Journal of Thermal Sciences* 43 (2004) 809–816.

- [32] Mourad Rebay, Jacques Padet. Parametric study of unsteady forced convection with pressure gradient. *International Journal of Engineering Science* 43 (2005) 655–667.
- [33] G.E. Cossali. Periodic heat transfer by forced laminar boundary layer flow over a semi-infinite flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 4846–4853.
- [34] Mourad Rebay, Jacques Padet, Sadik Kakac. Forced convection from a microstructure on a flat plate. *Heat and Mass Transfer* 43 (2007) 309–317.
- [35] C.P. Naveira, M. Lachi, R.M. Cotta, J. Padet. Integral transform solution of transient forced convection in external flow. *Int. Communications in Heat and Mass Transfer* 34 (2007) 703–712.
- [36] Ali Grine, Jean Yves Desmons, Souad Harmand. Models for transient conduction in a flat plate subjected to a variable heat flux. *Applied Thermal Engineering* 27 (2007) 492–500.
- [37] C.P. Naveira, M. Lachi, R.M. Cotta, J. Padet. Hybrid formulation and solution for transient conjugated conduction–external convection. *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 112–123.
- [38] E. C. Mladin, D. Stanciu, J. Padet. Transient thermal coupling for flows over a finite thickness plate exposed to a time-dependent temperature. *Proc. of the Romanian academy* 11 (2010) 163–170.
- [39] J. H. Lienhard IV, J. H. Lienhard V. *A Heat Transfer Textbook*, Phlogiston Press, Cambridge Massachusetts USA Third Edition (2003) p 465.
- [40] D. B. Tuckerman, R. F. W. Pease. High-Performance Heat Sinking for VSLI. *IEEE Electron Device Letters* 2 (1981) 126-129.
- [41] S.G Kandlikar. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2002) 389–407.
- [42] S. S. Mehendale, A. M. Jacobi, R. K. Shah. Fluid Flow and Heat Transfer at Micro- and Meso-Scales with Application to Heat Exchanger Design. *Applied Mechanics Reviews*, 53 (2000) 175–193.
- [43] X. F. Peng, G. P. Peterson. The effect of thermofluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 38 (1995) 755–758.
- [44] P. Gao, S. Le Person, M. Favre-Marinet. Scale effects on hydrodynamics and heat transfer in two-dimensional mini and microchannels. *Int. Journal of Thermal Sciences* 41 (2002) 1017–1027.
- [45] M. E. Steinke, Satish G. Kandlikar. Single-phase liquid friction factors in microchannels. *International Journal of Thermal Sciences* 45 (2006) 1073.
- [46] Gian Luca Morini. Single-phase convective heat transfer in microchannels: a review of experimental results. *International Journal of Thermal Sciences* 43 (2004) 631–651.
- [47] X.F. Peng, G.P. Peterson, B.X. Wang. Heat transfer characteristics of water flowing through Micro-channels. *Experimental heat transfer* 7 (1994) 265–283.
- [48] X. F. Peng, G. P. Peterson. Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (1996) 2599–2608.
- [49] B.X. Wang, X.F. Peng. Experimental investigations of liquid forced-convection heat transfer through Micro-channels. *International Journal of Heat and mass transfer* 37 (1994) 73–82.

- [50] T.M. Adams, S.I. Abdel-Khalik, S.M. Jeter, Z.H. Qureshi. An experimental investigation of single-phase forced convection in micro-channels. *Int. J. Heat and mass transfer* 41 (1998) 851–857.
- [51] T.M. Adams, M.F. Dowling, S.I. Abdel-Khalik, S.M. Jeter. Applicability of traditional turbulent single-phase forced convection correlations to non-circular microchannels. *International Journal of Heat and mass transfer* 42 (1999) 4411–4415.
- [52] Gian Luca Morini. Viscous heating in liquid flows in micro-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 3637–3647.
- [53] Li Zhuo, Tao Wen-Quan, He Ya-Ling. A numerical study of laminar convective heat transfer in microchannel with non-circular cross-section. *Int. Journal of Thermal Science* 45 (2006) 1140–1148.
- [54] G. Wang, L. Hao, P. Cheng. An experimental and numerical study of forced convection in a microchannel with negligible axial heat conduction. *Int. J. Heat Mass Transfer* 52 (2009) 1070–1074.
- [55] P. Fernando, B. Palm, T. Ameel, P. Lundqvist, E. Granryd. A minichannel aluminium tube heat exchanger, Part I: Evaluation of single-phase heat transfer coefficients by the Wilson plot method. *International Journal of refrigeration* 31 (2008) 669–680.
- [56] H. S. Park, J. Punch. Friction factor and heat transfer in multiple microchannels with uniform flow distribution. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 4535–4543.
- [57] Y. Chen, C. Zhang, M. Shi, J. Wu. Three-dimensional numerical simulation of heat and fluid flow in noncircular microchannel heat sinks. *Int. Comm. in Heat Mass Transfer* 36 (2009) 917–920.
- [58] P-S. Lee, S. V. Garimella. Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels of different aspect ratios. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006) 3060–3067.
- [59] P. Naphon, S. Wiriyasart. Liquid cooling in the mini-rectangular fin heat sink with and without thermoelectric for CPU. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 36 (2009) 166–171.
- [60] P. Naphon, S. Klangchart, S. Wongwiset. Numerical investigation on the heat transfer and flow in the mini-fin heat sink for CPU. *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer* 36 (2009) 834–840.
- [61] T. M. Harms, M. J. Kazmierczak, F. M. Gerner. Developing convective heat transfer in deep rectangular Microchannels. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20 (1999) 149–157.
- [62] X.L. Xie, Z.J. Liu, Y.L. He, W.Q. Tao. Numerical study of laminar heat transfer and pressure drop characteristics in a water-cooled minichannel heat sink. *Applied Thermal Eng.* 9 (2009) 64–74.
- [63] R. Chein, J. Chen. Numerical study of the inlet/outlet arrangement effect on microchannel heat sink performance. *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 1627–1638.
- [64] B. Agostini, B. Watel, A. Bontemps, B. Thonon. Friction factor and heat transfer coefficient of R134a liquid flow in mini-channels. *Applied Thermal Engineering* 22 (2002) 1821–1834.
- [65] S.L. Qi, P. Zhang, R.Z. Wang, L.X. Xu. Single-phase pressure drop and heat transfer characteristics of turbulent liquid nitrogen flow in micro-tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 1993–2001.
- [66] J. Li, G.P. Peterson, P. Cheng. Three-dimensional analysis of heat transfer in a micro-heat sink with single phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (2004) 4215–4231.

- [67] C.J. Kroeker, H.M. Soliman, S.J. Ormiston. Three-dimensional thermal analysis of heat sinks with circular cooling micro-channels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (2004) 4733–4744.
- [68] Alessandro Barba, Barbara Musi, Marco Spiga. Performance of a polymeric heat sink with circular microchannels. *Applied Thermal Engineering* 26 (2006) 787–794.
- [69] Gael Maranzana, Isabelle Perry, Denis Maillat. Mini- and micro-channels: influence of axial conduction in the walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (2004) 3993–4004.
- [70] Y.J. Cheng. Numerical simulation of stacked microchannel heat sink with mixing-enhanced passive structure. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 34 (2007) 295–303.
- [71] Gabriel Gamrat, Michel Favre-Marinet, Dariusz Asendrych. Conduction and entrance effects on laminar liquid flow and heat transfer in rectangular microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 2943–2954.
- [72] I. Tiselj, G. Hetsroni, B. Mavko, A. Mosyak, E. Pogrebnyak, Z. Segal. Effect of axial conduction on the heat transfer in micro-channels. *Int. J. of Heat Mass Transfer* 47 (2004) 2551–2565.
- [73] Z. Li, X. Huai, Y. Tao, H. Chen. Effects of thermal property variations on the liquid flow and heat transfer in microchannel heat sinks. *Applied Thermal Engineering* 27 (2007) 2803–2814.
- [74] Poh-Seng Lee, Suresh V. Garimella, Dong Liu. Investigation of heat transfer in rectangular microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 1688–1704.
- [75] G. Hetsroni, A. Mosyak, E. Pogrebnyak, L.P. Yarin. Heat transfer in micro-channels: Comparison of experiments with theory and numerical results. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 5580–5601.
- [76] A. G. Fedorov, R. Viskanta. Three-dimensional conjugate heat transfer in the microchannel heat sink for electronic packaging. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000) 399–415.
- [77] W. Qu, I. Mudawar. Analysis of three-dimensional heat transfer in micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002) 3973–3985.
- [78] C-H. Chen. Forced convection heat transfer in microchannel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 2182–2189.
- [79] Anis HAMZA. Amélioration du transfert de chaleur à l'interface solide-fluide dans les échangeurs de SOLEIL. Thèse à l'Université de Reims Champagne-Ardenne, janvier 2012.
- [80] Fluent Inc., (2006) *Fluent 6.3 User's Guide*, Fluent Inc., Lebanon, USA.
- [81] S.G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin, M.R. King. *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels*, ELSEVIER, Kindlington, Oxford, U.K. 2006.
- [82] R. J. Phillips. *Forced convection, liquid cooled, microchannel heat sinks*, MS Thesis, Department of Mechanical Eng., Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1987.
- [83] B. S. Petukhov, V. N. Popov. Theoretical Calculation of Heat Exchange in Turbulent Flow in Tubes of an Incompressible Fluid with Variable Physical Properties. *Teplofiz. Vysok. Temperature (High Temperature Heat Physics)* 1(1963) 69–83.

- [84] V. Gnielinski. New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow. *International Chemical Engineer.* 16 (1976) 359–368.
- [85] Nan Shao. Gas-liquid two-phase flow and reaction in microstructured reactors. Thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy, Department of Chemical Engineering University College London 2010.
- [86] Z. Yang, X.F. Peng, P. Ye. Numerical and experimental investigation of two phase flow during boiling in a coiled tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 1003–1016.
- [87] B.E. Ghidersa. Finite-Volume based Volume-of-Fluid method for the simulation of two-phase flows in small rectangular channels. Thesis, Institute of the Nuclear Safety, University of Karlsruhe (TU), Germany 2004.
- [88] X. F. Peng, B.X. Wang. Forced convection and flow coining heat transfer for liquid flowing through microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 (1993) 3421–3427.
- [89] K.A. Triplett, S.M. Ghiaasiaan, S.I. Abdel-Khalik, A. LeMouel, B.N. McCord. Gas-liquid two-phase flow in microchannels, Part II: void fraction and pressure drop. *International Journal of Multiphase Flow* 25 (1999) 395–410.
- [90] L. Bin, H. Anding, W. Yueshe, Z. Fangde. Experimental Study on Convective Boiling Heat Transfer in Vertical Narrow-Gap Annular Tube. *Journal of Thermal Science* 10, No.2, 149–152, 2001.
- [91] A. Kawahara, P.M.-Y. Chung, M. Kawaji. Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel. *Int. Journal of Multiphase Flow* 28 (2002) 1411–1435.
- [92] W. Qu and I. Mudawar. Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks—I. Experimental investigation and assessment of correlation methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 2755–2771.
- [93] S. Koyama, J. Lee, R. Yonemoto. An investigation on void fraction of vapor–liquid two-phase flow for smooth and microfin tubes with R134a at adiabatic condition. *International Journal of Multiphase Flow* 30 (2004) 291–310.
- [94] M.E. Steinke, S.G. Kandlikar. An experimental investigation of flow boiling characteristics of water in parallel microchannels. *ASME Journal of Heat Transfer* 126 (2004) 518–526.
- [95] Bruno Agostini, André Bontemps. Vertical flow boiling of refrigerant R134a in small channels. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26 (2005) 296–306.
- [96] E. Sobierska, R. Kulenovic, R. Mertz. Heat transfer mechanism and flow pattern during flow boiling of water in a vertical narrow channel—experimental results. *International Journal of Thermal Sciences* 46 (2007) 1172–1181.
- [97] D. Shiferaw, X. Huo, T.G. Karayiannis, D.B.R. Kenning. Examination of heat transfer correlations and a model for flow boiling of R134a in small diameter tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 5177–5193.
- [98] D. Shiferaw, T.G. Karayiannis, D.B.R. Kenning. Flow boiling in a 1.1 mm tube with R134a: Experimental results and comparison with model. *Int. Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 331–341

- [99] P. Naphon, O. Khonseur. Study on the convective heat transfer and pressure drop in the micro-channel heat sink. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 36 (2009) 39–44.
- [100] Vladimir V. Kuznetsov, Alisher S. Shamirzaev. Flow Boiling Heat Transfer in Two-Phase Micro Channel Heat Sink at Low Water Mass Flux. *Microgravity Sci. Technology* 21 (2009) 305–311.
- [101] K. Dutkowsk. Influence of the flashing phenomenon on the boiling curve of refrigerant R134a in minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010) 1036–1043.
- [102] M. Hammad, A. Alshqirate. Simplified Correlation Equations of Heat Transfer Coefficient during Phase Change for Flow inside Tubes. *J. of Energy and Power Engineering* 6 (2012) 1543–1552.
- [103] A. Akhtar, V. Pareek, M. Tad. CFD Simulations for Continuous Flow of Bubbles through Gas-Liquid Columns: Application of VOF Method. *Chemical Product & Process Modeling* 2 (2007) 1–9.
- [104] S.C.K. De Schepper, G. J. Heynderickx, G. B. Marin. CFD modeling of all gas-liquid and vapor-liquid flow regimes predicted by the Baker chart. *Chemical Engineering J.* 138 (2008) 349–357.
- [105] H.L. Wu, X.F. Peng, P. Ye, Y. Eric Gong. Simulation of refrigerant flow boiling in serpentine tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 1186–1195.
- [106] H. Andras, J. Christian, L. Michael, K. Christina, M. Aleksander, H. Michael. CFD Simulation of Bubble Columns using the VOF Model: Comparisons of Commercial and Open Source Solvers with an Experiment. *Chemical engineering transactions* 18 (2009) 605–610.
- [107] A. Onea, M. Worner, D. G. Cacuci. A qualitative computational study of mass transfer in upward bubble train flow through square and rectangular mini-channels. *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 1416 – 1435.
- [108] A. Alizadehdakhel, M. Rahimi, A. A. Alsairafi. CFD modeling of flow and heat transfer in a thermosiphon. *International. Communication in Heat and Mass Transfer* 37 (2010) 312–318.
- [109] O. Çomaklı, S. Karsl, M. Yilmaz. Experimental investigation of two phase flow instabilities in a horizontal in-tube boiling system. *Energy conversion and management* 43 (2002) 249–268.
- [110] S. Kakaç, B. Bon. A Review of Two-Phase Flow Dynamic Instabilities in Tube Boiling Systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 399–433.
- [111] S. Kakaç, L. Cao. Analysis of Convective Two-Phase Flow Instabilities in Vertical and Horizontal In-Tube Boiling Systems. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 52(2009), pp. 3984–3993.
- [112] N. Liang, S. Shuangquan, C. Tian, Y.Y. Yan. Two-phase flow instabilities in horizontal straight tube evaporator. *Applied Thermal Engineering* 31 (2011) 181–187.
- [113] D. Brutin, F. Topin, L. Tadrist. Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 2957–2965.
- [114] S-C. Huang, O. Kawanami, K. Kawakami, I. Honda, Y. Kawashima, H. Ohta, Experimental Study of the Relation Between Heat Transfer and Flow Behaviour in a Single Microtube. *Microgravity Science and Technology* 20 (2008)193–197.
- [115] W. Qu, I. Mudawar. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channels heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 2737–2753.

- [116] A. E. Bergles, J. H. Lienhard V, G. E. Kendall, P. Griffith. Boiling and Evaporation in Small Diameter Channels. *Heat Transfer Engineering* 24(1) (2003) 18–40.
- [117] A. A. Rostami, A. Y. Hasan, S. L. Chia. *Conjugate Heat Transfer in Microchannels, Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale*, ed., Begell House USA (2000) 121–128.
- [118] C.W. Hirt, B. D. Nichols. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. *Journal of Computational Physics* 39 (1981) 201–225.
- [119] I. Mejri-Chtioui. Analyse de l'écoulement instationnaire cavitant dans les inducteurs. Thèse de Docteur de l'école nationale supérieure d'arts et métiers, Paris, France, 16 juin 2006.
- [120] Jie Li. Calcul d'Interface Affiné par Morceaux (Piecewise Linear Interface Calculation). *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Serie II*, Elsevier, Paris 320 (1995) 391–396.
- [121] J.U. Brackbill, D.B. Kothe, C. A. Zemach. continuum method for modeling surface tension, *Journal of Computational Physics* 100 (1992) 335–354.
- [122] S.C.K. De Schepper, G.J. Heynderickx, G.B. Marin. Modelling the Evaporation of a Hydrocarbon Feedstock in the Convection Section of a Steam Cracker. *Computers & Chemical Engineering* 33 (2009) 122–132.
- [123] W. H. Lee. A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Flow Modeling. Technical Paper No. LA-UR-79-975, Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA (1979).
- [124] D-L. Sun, J-L. Xu, L. Wang. Development of a Vapor–Liquid Phase Change Model for Volume of Fluid Method in FLUENT. *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 1101–1106.
- [125] St. Brian Rock. Thermal-fluid analysis of a lithium vaporizer for a high power magnetoplasmadynamic thruster. Thesis, Worcester polytechnic institute, USA June 2006.
- [126] S-Y. Du, Y-H. Zhao. Numerical study of conjugated heat transfer in evaporating thin-films near the contact line. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012) 61–68.
- [127] S.M. Ghiaasiaan. *Two-Phase Flow Boiling and Condensation in Conventional and Miniature Systems*. Cambridge University Press, USA, 2008.
- [128] A.S. Dalkilic, S. Laohalertdecha, S. Wongwises. Effect of void fraction models on the two-phase friction factor of R134a during condensation in vertical downward flow in a smooth tube. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 35 (2008) 921–927.
- [129] J. Chen, A further. Examination of void-fraction in annular two-phase flow. *International Journal of Heat Mass Transfer* 29 (1986) 1760–1763.
- [130] P.J. Hamersma, J. Hart. A pressure drop correlation for gas/liquid pipe flow with a small liquid holdup. *Chemical Engineering Science* 42 (1987) 1187–1196.
- [131] S.G. Kandlikar, P. Balasubramanian. An extension of the flow boiling correlation to transition, laminar and deep laminar flows in minichannels and microchannels. *Heat Transfer Engineering* 25 (3) (2004) 86-93.

Résumé

Ce travail a été consacré à l'étude du couplage thermique conduction-convection dans le but de déterminer les coefficients d'échanges aux interfaces solides-fluides. Dans un premier temps, l'étude a été appliquée au cas d'une plaque plane d'épaisseur non négligeable. La procédure numérique a été validée en comparant les résultats obtenus avec les résultats expérimentaux de la littérature. Les résultats ont permis d'optimiser la technique de mesure du coefficient d'échange par la méthode impulsométrique. En second lieu, l'étude a été appliquée à un dissipateur de chaleur à minicanaux rectangulaires. L'écoulement et les transferts de chaleur couplés monophasiques ont été numériquement étudiés avec Fluent. Un bon accord a été trouvé entre les résultats issus de la simulation numérique avec ceux des tests expérimentaux effectués par d'autres auteurs. Il a été constaté que le coefficient d'échange atteint une très grande valeur à l'entrée des mini-canaux, et diminue par la suite pour devenir constant vers la sortie du dissipateur où le régime est complètement établi hydrauliquement et thermiquement. Afin d'améliorer beaucoup plus les échanges thermiques dans le dissipateur, l'écoulement et le transfert de chaleur biphasique avec changement de phase (évaporation) ont été considérés en utilisant le modèle multiphasique VOF (Volume Of Fluid) avec l'approche PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) pour la reconstruction de l'interface liquide-vapeur. La procédure numérique a été validée. En effet, un bon accord a été obtenu avec les corrélations de la littérature. Les résultats ont montré que la vapeur se développe le long des canaux et sa quantité est de plus en plus importante lorsqu'on se rapproche de la sortie du dissipateur. Au début de l'écoulement les coefficients d'échange, pour les deux cas (mono et bi-phasiques), sont identiques. Avec le développement de l'écoulement biphasique, le coefficient d'échange augmente considérablement. En effet, un pic est constaté pour ensuite diminuer jusqu'à atteindre, à la fin du dissipateur, une valeur inférieure à celle correspondant au cas monophasique.

Abstract

This work was devoted to the study of conjugate heat transfers in order to determine the heat transfer rates for solid-fluid interfaces. At first, the study has been applied to the case of a flat plate with a non negligible thickness. The numerical procedure has been validated by comparison the obtained results with other available experimental results. The results have been used to optimize the heat transfer coefficient measurement technique using the pulse method. Secondly, the study has been applied to a heat sink with rectangular mini-channels. The mono-phase convective flow and the conjugate heat transfers have been numerically studied with Fluent. A good agreement has been found between the results of the numerical procedure and those obtained experimentally by other authors. The heat transfer coefficient has a very high value at the mini-channel entry, then it decreases to become constant at the exit section, for which the regime is fully established hydraulically and thermally. In order to improve the heat transfer in the heat sink, two-phase flow and heat transfer with phase change (evaporation) have been considered. For that purpose, the VOF multiphase model (Volume Of Fluid) has been used with PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) approach for the reconstruction of the liquid-vapour interface. The numerical procedure has been validated. Indeed, a very fair agreement has been obtained with the correlations of other authors. The results have shown the appearance of the vapour and the increase of its quantity along the mini-channels. The comparison of heat transfer coefficients for the two cases (mono and two-phase flows) showed that they are identical at the heat sink inlet, the two-phase flow heat transfer coefficient increases significantly. Indeed, a peak is reached then it decreases to become lower than the value corresponding to single phase one at the sink exit.