

## Thèse

# Modélisation de micro-diffuseurs diphasiques pour le refroidissement de composants électroniques compacts

présentée devant

**L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon**

pour obtenir

## LE GRADE DE DOCTEUR

Formation Doctorale : Thermique et Énergétique

Ecole Doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique)

par

**XAVIER ROLLAND**

Soutenue le 10 décembre 2004 devant la commission d'examen :

<b>ALEXANDRE Alain</b>	Maître de Conférences, LET - ENSMA, Poitiers	
<b>HARMAND Souad</b>	Professeur, LME - Univ. de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, Valenciennes	Rapporteur
<b>JOLY Jean-Louis</b>	Professeur, LE - Univ. Paul Sabatier, Toulouse	
<b>LALLEMAND Monique</b>	Professeur, CETHIL - INSA, Lyon	Directeur
<b>LEFEVRE Frédéric</b>	Maître de Conférences, CETHIL - INSA, Lyon	
<b>PLATEL Vincent</b>	Maître de Conférences, HDR, LE - Univ. Paul Sabatier, Toulouse	Rapporteur

Cette thèse a été préparée au Centre de Thermique de Lyon - UMR CNRS 5008



Novembre 2003

## INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.

## Professeurs :

AMGHAR Y.	LIRIS
AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENTS IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASKURT A.	LIRIS
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MECANIQUE DES CONTACTS
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSE P.	LAMCOS
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUFFIERE J-Y.	GEMPPM***
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAMPAGNE J-P.	PRISMA
CAVAILLE J.Y.	GEMPPM***
CHAMPAGNE J-Y.	LMFA
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESCURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COURBON	GEMPPM
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique
DJERAN-MAIGRE I.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUBUY-MASSARD N.	ESCHIL
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
FAZEKAS A.	GEMPPM
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLEURY E.	CITI
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATIONS
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L. (Prof. émérite)	REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLES
GERARD J.F.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***
GUICHARDANT M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
GUYADER J.L.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GUYOMAR D.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
HEIBIG A.	MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON
JACQUET-RICHARDET G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
JAYET Y.	GEMPPM***
JOLION J.M.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
JULLIEN J.F.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
JUTARD A. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
KOULOUMDJIAN J. (Prof. émérite)	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
LAGARDE M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LALLEMAND M. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LAREAL P. (Prof. émérite)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique

LAUGIER A. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
LAUGIER C.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LAURINI R.	INFORMATIQUE EN IMAGE ET SYSTEMES D'INFORMATION
LEJEUNE P.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
LUBRECHT A.	MECANIQUE DES CONTACTS
MASSARD N.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
MAZILLE H. (Prof. émérite)	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P.	GEMPPM***
MERLIN J.	GEMPPM***
MIGNOTTE A. (Mle)	INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
MILLET J.P.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MOREL R. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES ET D'ACOUSTIQUES
MOSZKOWICZ P.	LAEPSI****
NARDON P. (Prof. émérite)	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
NAVARRO Alain (Prof. émérite)	LAEPSI****
NELIAS D.	LAMCOS
NIEL E.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
NORMAND B.	GEMPPM
NORTIER P.	DREP
ODET C.	CREATIS**
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)	LAEPSI****
PARIZET E.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PASCAULT J.P.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
PAVIC G.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PECORARO S.	GEMPPM
PELLETIER J.M.	GEMPPM***
PERA J.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
PERRIAT P.	GEMPPM***
PERRIN J.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PINARD P. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON J.M.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
PONCET A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
POUSIN J.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
PREVOT P.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PROST R.	CREATIS**
RAYNAUD M.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
RETIF J-M.	CEGELY*
REYNOUARD J.M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
RICHARD C.	LGEF
RIGAL J.F.	MECANIQUE DES SOLIDES
RIEUTORD E. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOY J. (Mme) (Prof. émérite)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D.	GEMPPM***
ROUX J.J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON – Thermique de l'Habitat
RUBEL P.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
SACADURA J.F.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTEREAU H.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SCAVARDA S. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
SOUIFI A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
SOUROUILLE J.L.	INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
THUDEROZ C.	ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon
UBEDA S.	CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES
VELEX P.	MECANIQUE DES CONTACTS
VERMANDE P. (Prof émérite)	LAEPSI
VIGIER G.	GEMPPM***
VINCENT A.	GEMPPM***
VRAY D.	CREATIS**
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE

**Directeurs de recherche C.N.R.S. :**

BERTHIER Y.	MECANIQUE DES CONTACTS
CONDEMINE G.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
COTTE-PATAT N. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
ESCUDIE D. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON
FRANCIOSI P.	GEMPPM***
MANDRAND M.A. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
POUSIN G.	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
ROCHE A.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SEGUELA A.	GEMPPM***
VERGNE P.	LaMcos

**Directeurs de recherche I.N.R.A. :**

FEBVAY G.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
GRENIER S.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
RAHBE Y.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

**Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :**

KOBAYASHI T.	PLM
PRIGENT A.F. (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I. (Mme)	CREATIS**

\* CEGELY

\*\* CREATIS

\*\*\*GEMPPM

\*\*\*\*LAEPSI

CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON

CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL

GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX

LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCÉDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS

**ECOLE DOCTORALE ET DES DIPLOMES D'ETUDES APPROFONDIS - MARS 2004**

<b>SIGLE</b>	<b>ECOLE DOCTORALE</b>	<b>NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE</b>
	<p><b><u>CHIMIE DE LYON</u></b></p> <p>Responsable : M. Denis SINOU  <a href="mailto:sinou@univ-lyon1.fr">sinou@univ-lyon1.fr</a></p>	<p>Responsable : M. Denis SINOU            Université Claude Bernard Lyon 1            Lab Synthèse Asymétrique UMR UCB/CNRS 5622            Bât 308            2<sup>ème</sup> étage            43 bd du 11 novembre 1918            69622 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04.72.44.81.83  <a href="mailto:sinou@univ-lyon1.fr">sinou@univ-lyon1.fr</a></p>
E2MC	<p><b><u>ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS</u></b></p> <p>Responsable : M. Alain BONNAFOUS  <a href="mailto:Alain.Bonnafous@mrash.fr">Alain.Bonnafous@mrash.fr</a></p>	<p>M. Alain BONNAFOUS            Université Lyon 2            14 avenue Berthelot            MRASH M. Alain BONNAFOUS            Laboratoire d'Economie des Transports            69363 LYON Cedex 07            Tél : 04.78.69.72.76  <a href="mailto:Alain.Bonnafous@mrash.fr">Alain.Bonnafous@mrash.fr</a></p>
E.E.A.	<p><b><u>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u></b></p> <p>M. Daniel BARBIER  <a href="mailto:Daniel.Barbier@insa-lyon.fr">Daniel.Barbier@insa-lyon.fr</a></p>	<p>M. Daniel BARBIER            INSA DE LYON            Laboratoire Physique de la Matière            Bâtiment Blaise Pascal            69621 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04.72.43.64.43  <a href="mailto:Daniel.Barbier@insa-lyon.fr">Daniel.Barbier@insa-lyon.fr</a></p>
E2M2	<p><b><u>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</u></b>  <a href="http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2">http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2</a></p> <p>M. Jean-Pierre FLANDROIS  <a href="mailto:Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr">Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr</a></p>	<p>M. Jean-Pierre FLANDROIS            UMR 5558 Biométrie et Biologie Evolutive            Equipe Dynamique des Populations Bactériennes            Faculté de Médecine Lyon-Sud Laboratoire de Bactériologie BP            1269600 OULLINS            Tél : 04.78.86.31.50  <a href="mailto:Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr">Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr</a></p>
EDIIS	<p><b><u>INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE</u></b>  <a href="http://www.insa-lyon.fr/ediis">http://www.insa-lyon.fr/ediis</a></p> <p>M. Lionel BRUNIE  <a href="mailto:lbrunie@if.insa-lyon.fr">lbrunie@if.insa-lyon.fr</a></p>	<p>M. Lionel BRUNIE            INSA DE LYON            EDIIS            Bâtiment Blaise Pascal            69621 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04.72.43.60.55  <a href="mailto:lbrunie@if.insa-lyon.fr">lbrunie@if.insa-lyon.fr</a></p>
EDISS	<p><b><u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES - SANTE</u></b>  <a href="http://www.ibcp.fr/ediss">http://www.ibcp.fr/ediss</a></p> <p>M. Alain Jean COZZONE  <a href="mailto:cozzone@ibcp.fr">cozzone@ibcp.fr</a></p>	<p>M. Alain Jean COZZONE            IBCP (UCBL1)            7 passage du Vercors            69367 LYON Cedex 07            Tél : 04.72.72.26.75  <a href="mailto:cozzone@ibcp.fr">cozzone@ibcp.fr</a></p>
	<p><b><u>MATERIAUX DE LYON</u></b>  <a href="http://www.ec-lyon.fr/sites/edml">http://www.ec-lyon.fr/sites/edml</a></p> <p>M. Jacques JOSEPH  <a href="mailto:Jacques.Joseph@ec-lyon.fr">Jacques.Joseph@ec-lyon.fr</a></p>	<p>M. Jacques JOSEPH            Ecole Centrale de Lyon            Bât F7 Lab. Sciences et Techniques des Matériaux et des Surfaces            36 Avenue Guy de Collongue BP 163            69131 ECULLY Cedex            Tél : 04.72.18.62.51  <a href="mailto:Jacques.Joseph@ec-lyon.fr">Jacques.Joseph@ec-lyon.fr</a></p>
Math IF	<p><b><u>MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE</u></b>  <a href="http://www.ens-lyon.fr/MathIS">http://www.ens-lyon.fr/MathIS</a></p> <p>M. Franck WAGNER  <a href="mailto:wagner@desargues.univ-lyon1.fr">wagner@desargues.univ-lyon1.fr</a></p>	<p>M. Franck WAGNER            Université Claude Bernard Lyon1            Institut Girard Desargues            UMR 5028 MATHEMATIQUES            Bâtiment Doyen Jean Braconnier            Bureau 101 Bis, 1<sup>er</sup> étage            69622 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04.72.43.27.86  <a href="mailto:wagner@desargues.univ-lyon1.fr">wagner@desargues.univ-lyon1.fr</a></p>
MEGA	<p><b><u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u></b>  <a href="http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html">http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html</a></p> <p>M. François SIDOROFF  <a href="mailto:Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr">Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr</a></p>	<p>M. François SIDOROFF            Ecole Centrale de Lyon            Lab. Tribologie et Dynamique des Systèmes Bât G8            36 avenue Guy de Collongue            BP 163            69131 ECULLY Cedex            Tél :04.72.18.62.14  <a href="mailto:Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr">Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr</a></p>





*à A.J.*





## Avant-propos

Cette thèse a été préparée au Centre de Thermique de Lyon (CETHIL). Je remercie donc, à travers Jean-François Sacadura et Dany Escudié, toute l'équipe de direction du laboratoire de m'avoir accueilli et me permettre de réaliser cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Madame le Professeur Monique Lallemand, pour m'avoir proposé un sujet intéressant, pour avoir orienté mes travaux de recherche et conseillé très utilement. J'ai apprécié également la patience et la confiance qu'elle m'a témoignées durant les différentes phases de ce travail, ainsi que les corrections rigoureuses mais toujours constructives qu'elle m'a apportées pendant la rédaction de cette thèse.

Je remercie Madame Souad Harmand, Professeur à l'Université de Valenciennes et Monsieur Vincent Platel, Maître de Conférences, HDR à l'Université de Toulouse pour avoir accepté la charge de rapporteur de ce travail.

Je remercie sincèrement Frédéric Lefèvre, Maître de Conférences au CETHIL, d'une part pour ses conseils avisés qu'il m'a apportés durant une partie de cette thèse et d'autre part d'avoir accepté de participer au Jury.

Je remercie Messieurs Alain Alexandre, Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéronautique (ENSMA) de Poitiers, et Jean-Louis Joly, Professeur à l'université de Toulouse, d'avoir accepté de participer à ce Jury.

Je tiens à remercier Madame Valérie Sartre, Maître de Conférences au CETHIL, pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée au début de cette étude.

J'associe à ces remerciements tous ceux qui, au sein du laboratoire, ont contribué à la réalisation de ce travail et m'ont fait profiter de leur expérience et de leur compétence scientifique, dans le domaine de la physique ou celui de la modélisation numérique.

# SOMMAIRE

<i>NOMENCLATURE</i>	13
<i>INTRODUCTION</i>	17
<b>CHAPITRE 1</b> <i>Etude bibliographique des diffuseurs thermiques diphasiques</i>	<b>25</b>
<b>1.1</b> <b>Fonctionnement des caloducs et diffuseurs thermiques diphasiques (DTD)</b>	<b>27</b>
<b>1.2</b> <b>Limites de fonctionnement</b>	<b>28</b>
1.2.1    Limite capillaire	29
1.2.2    Limite de l'écoulement de Knudsen	30
1.2.3    Limite visqueuse	31
1.2.4    Limite sonique	32
1.2.5    Limite d'entraînement	33
1.2.6    Limite d'ébullition	33
<b>1.3</b> <b>Performances des Diffuseurs Thermiques Diphasiques</b>	<b>34</b>
1.3.1    Diffuseurs Thermiques Diphasiques du type « roll-bond »	34
1.3.2    Diffuseurs Thermiques Diphasiques obtenus par sciage et/ou gravure	35
1.3.3    Diffuseurs Thermiques Diphasiques à parois frittées	37
1.3.4    Diffuseurs Thermiques Diphasiques à structure pyramidale	38
1.3.5    Réseaux de microcaloducs perpendiculaires	38
1.3.6    DTD à rainures longitudinales	39
<b>1.4</b> <b>Synthèse bibliographique des modèles de Diffuseurs Thermiques Diphasiques</b>	<b>42</b>
1.4.1    Modélisation hydrodynamique	42
1.4.2    Modélisation thermique de la microrégion	54
<b>1.5</b> <b>Conclusion</b>	<b>58</b>
<b>CHAPITRE 2</b> <i>Modélisation d'un diffuseur thermique diphasique</i>	<b>61</b>
<b>2.1</b> <b>Modélisation hydrodynamique d'un diffuseur thermique diphasique</b>	<b>63</b>
2.1.1    Géométrie étudiée	63
2.1.2    Etablissement du système d'équations	64
2.1.3    Conditions aux limites et méthode de résolution	70
<b>2.2</b> <b>Modélisation thermique d'un diffuseur diphasique</b>	<b>71</b>
<b>2.3</b> <b>Modélisation thermique de la microrégion</b>	<b>72</b>
2.3.1    Etablissement du système d'équations	72
2.3.2    Etablissement des conditions aux limites	76
<b>2.4</b> <b>Conclusion</b>	<b>76</b>

<b>CHAPITRE 3</b>	<b><i>SIMULATION ET EXPLOITATION DES RESULTATS</i></b>	<b>79</b>
<b>3.1</b>	<b>Etude du modèle de la microrégion</b>	<b>81</b>
<b>3.2</b>	<b>Etude des performances du diffuseur</b>	<b>83</b>
3.2.1	Evolution des variables le long d'un canal (suivant z)	85
3.2.2	Evolution des variables dans une section transversale (suivant $\xi$ )	88
<b>3.3</b>	<b>Etude paramétrique</b>	<b>91</b>
3.3.1	Influence des paramètres du code de calcul	92
3.3.2	Influence des paramètres géométriques	94
3.3.3	Influence des paramètres physiques	99
<b>3.4</b>	<b>Validation du modèle</b>	<b>103</b>
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>105</b>
<b>CHAPITRE 4</b>	<b><i>Refroidissement de composants électroniques</i></b>	<b>107</b>
<b>4.1</b>	<b>Géométrie étudiée</b>	<b>109</b>
4.1.1	Géométrie interne	110
4.1.2	Géométrie externe	111
<b>4.2</b>	<b>Modélisation</b>	<b>112</b>
4.2.1	Modélisation 2D sous FLUENT	112
4.2.2	Modélisation 3D sous ICEPAK	114
<b>4.3</b>	<b>Simulation</b>	<b>115</b>
4.3.1	Cas de référence et conditions de fonctionnement	115
4.3.2	Résultats avec un modèle 2D	116
4.3.3	Résultats avec un modèle 3D	119
<b>4.4</b>	<b>Validation</b>	<b>124</b>
4.4.1	Géométrie et modélisation	125
4.4.2	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	126
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>127</b>
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>		<b>129</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>		<b>135</b>

## NOMENCLATURE

a	diffusivité thermique ou coefficient d'accommodation	$m^2 s^{-1}$
A	section	$m^2$
A'	constante de dispersion	J
C	facteur de correction	
$C_p$	chaleur massique	$J kg^{-1} K^{-1}$
d	côté du triangle	m
D	diamètre	m
DTD	diffuseur thermique diphasique	
e	épaisseur	m
E	espace libre interne	m
f	coefficient de frottement ou fonction	
g	accélération de la pesanteur	$m s^{-2}$
h	coefficient d'échange	$W m^{-2} K^{-1}$
$h_{lv}$	chaleur latente de vaporisation massique	$J kg^{-1}$
H	hauteur	m
Ha	constante de Hamaker	J
K	perméabilité d'une structure capillaire ou courbure ou facteur de forme	$m^{-1}$ $m^{-1}$
l	largeur ou libre parcours moyen	m m
L	longueur ou dimension caractéristique	m m
m	masse	kg
$\dot{m}$	débit massique	$kg s^{-1}$
$\bar{M}$	masse molaire	$kg mol^{-1}$
N	nombre	
p	périmètre mouillé	m
P	pression	Pa
q	densité de flux de chaleur	$W m^{-2}$
Q	flux de chaleur	W
r	rayon de courbure	m
R	résistance thermique constante molaire des gaz parfaits = 8,314	$K W^{-1}$ $J mol^{-1} K^{-1}$
S	surface	$m^2$
t	temps	s
T	température	K ou °C
u	vitesse	$m s^{-1}$
U	vitesse maximale	$m s^{-1}$
V	volume	$m^3$
$\dot{V}$	débit volumique	$m^3 s^{-1}$
x, y, z	variables spatiales	m

*Notations grecques*

$\alpha$	angle des rainures	degré
$\beta$	angle de contact	degré
$\gamma$	angle	
$\delta$	épaisseur du film liquide	m
$\varepsilon$	porosité	
$\eta$	variable axiale (perpendiculaire à $\xi$ )	m
$\lambda$	conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$\mu$	viscosité dynamique	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\theta$	angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale	degré
$\rho$	masse volumique	$\text{kg m}^{-3}$
$\sigma$	tension superficielle liquide-vapeur	$\text{N m}^{-1}$
$\tau$	contrainte de cisaillement	Pa
$\xi$	variable axiale (selon un côté de la rainure)	m

*Indices*

0	initiale
a	adiabatique
ad	adhésion, adiabatique
c	condenseur
cap	capillaire
crit	critique
d	disjonction
e	évaporateur
éb	ébullition
el	électrique
élém	élémentaire
eng	engorgement
ent	entraînement
eq	équivalent
g	gravitaire
h	hydraulique
i	interface liquide-vapeur
imp	imposé
l	longitudinale, liquide
lin	linéique
liq	liquide
m	mèche
mv	mèche verticale
max	maximum
men	ménisque
mic	microrégion
min	minimum
moy	moyen
n	normal
p	paroi
r	rainure

sat	saturation
SF	source froide
Si	silicium
son	sonique
t	tangentiel, transversal
T	total
v	vapeur
vis	visqueux

*Nombres adimensionnels*

Bo	Nombre de Bond	$\sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_v)gL^2}{\sigma}}$	$\frac{\text{forces de gravité}}{\text{forces de tension superficielle}}$
Ma	Nombre de Mach	$\frac{u}{u_{son}}$	$\frac{\text{vitesse}}{\text{vitesse du son}}$
Nu	Nombre de Nusselt	$\frac{hL}{\lambda}$	$\frac{\text{flux convectif}}{\text{flux conductif}}$
Pr	Nombre de Prandtl	$\frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$	$\frac{\text{viscosité cinématique}}{\text{diffusivité thermique}}$
Re	Nombre de Reynolds	$\frac{\rho u D_h}{\mu}$	$\frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}}$
We	Nombre de Weber	$\frac{\rho u^2 D}{\sigma}$	$\frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de tension de surface}}$
Kn	Nombre de Knudsen	$\frac{l}{D}$	$\frac{\text{libre parcours moyen}}{\text{diamètre}}$
Bi	Nombre de Biot	$\frac{hL}{\lambda}$	$\frac{\text{résistance thermique interne}}{\text{résistance thermique de surface}}$



# **INTRODUCTION**



Dans le domaine de l'électronique, les progrès récents dans la technologie des semi-conducteurs ont permis le développement de composants de puissance de taille réduite. Ainsi, le nombre de composants par unité de surface augmente et les composants de puissance du type IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor) peuvent dissiper jusqu'à  $400 \text{ W/cm}^2$  (Gillot *et al.*, 2000). Or, l'échauffement des semi-conducteurs au-delà de  $125^\circ\text{C}$  conduit à une diminution importante de leur durée de vie et de leur fiabilité. Il est donc essentiel de prévoir des moyens de refroidissement efficaces et adaptés à ces nouvelles technologies.

Les systèmes classiques de refroidissement de l'électronique de puissance utilisent l'air ambiant pour refroidir des parois ailetées, implantées sur les composants électroniques. Lorsque les puissances à dissiper sont importantes, un ventilateur permet d'augmenter les coefficients d'échange thermique par convection forcée. Néanmoins, le faible coefficient d'échange de l'air limite ces systèmes de refroidissement à des puissances inférieures à celles atteintes actuellement. Pour pallier cette contrainte, l'eau peut être substituée à l'air afin d'obtenir des coefficients d'échange plus élevés. Si cette technique s'avère efficace sur le plan des échanges thermiques, elle est néanmoins coûteuse en volume occupé, contraignante du point de vue technologique et donc peu intéressante dans le domaine de la micro-électronique.

Avec la miniaturisation des composants électroniques, de nombreux axes de recherche se sont développés visant à réduire l'encombrement des systèmes de refroidissement. Il est possible, par exemple, d'obtenir des échangeurs de petites dimensions très efficaces sur le plan des échanges thermiques en gravant des canaux microscopiques dans les plaques de support des composants électroniques. Néanmoins, les pertes de charge étant très importantes dans ces canaux, il est nécessaire d'utiliser des pompes de forte puissance pour faire circuler le fluide caloporteur, ce qui va à l'encontre de la miniaturisation du système. De plus, l'utilisation d'un élément actif limite la fiabilité de l'installation.

Depuis plusieurs années, de nombreuses études ont été menées sur des systèmes de refroidissement passifs utilisant la chaleur latente de vaporisation d'un fluide caloporteur pour transférer la chaleur. Une méthode efficace consiste à plonger directement les composants électroniques dans un fluide diélectrique à l'état d'équilibre liquide / vapeur. Cette méthode, qui permet de diminuer considérablement la résistance thermique globale du système de refroidissement, a été utilisée pour des applications sur des trains à grande vitesse (Jomard *et*

al., 1991) (Tantolin, 1994). Cependant, la mise en œuvre de ce type de refroidissement est complexe et ne peut être appliquée que pour un ensemble de systèmes à refroidir. De plus, cette méthode nécessite une place qui n'est pas disponible sur tous les systèmes électriques.

On peut évoquer également les boucles diphasiques, pour lesquelles les écoulements de la phase liquide et de la phase vapeur sont séparés. Le fluide circule en boucle fermée sous forme de vapeur de l'évaporateur au condenseur, puis sous forme liquide lors du retour vers l'évaporateur. La circulation du fluide est assurée par pompage capillaire à l'évaporateur ou par pompage mécanique. Cependant, ces systèmes sont parfois instables et il peut être délicat de les faire fonctionner à faible puissance.

Parmi les méthodes de refroidissement passives, le caloduc constitue un système prometteur dans le domaine de la micro-électronique. Un caloduc est constitué d'un tube métallique fermé, le plus souvent cylindrique, qui contient un fluide caloporteur à l'état d'équilibre liquide / vapeur. Le composant électronique à refroidir est placé à une extrémité du caloduc où il cède son énergie calorifique au fluide caloporteur, qui passe de l'état liquide à l'état vapeur. La vapeur se condense à l'autre extrémité du tube, qui est refroidie à l'aide d'un échangeur classique. Le tube comporte une structure capillaire interne qui permet le retour du liquide, de manière passive, du puits de chaleur appelé condenseur, vers la source de chaleur appelée évaporateur. Un des avantages principal des caloducs est qu'il est possible d'adapter la taille du condenseur et de l'évaporateur aux densités de flux à transférer. Le fluide caloporteur étant à la pression de saturation, le caloduc permet de transférer des puissances importantes avec de faibles gradients de température.

Les caloducs sont utilisés depuis plusieurs décennies. On peut citer par exemple l'utilisation des caloducs, depuis la fin des années 70, pour la stabilisation du gel dans le sol aux pieds des pylônes qui soutiennent les pipelines en Alaska et dans les régions arctiques (Waters, 1976). Les caloducs sont placés verticalement, l'évaporateur dans le sol, le condenseur à l'air libre. Ce système permet d'avoir un sol gelé toute l'année et ainsi de réduire la profondeur d'enfoncement des pylônes dans le sol. Il en résulte une baisse significative des coûts d'installation des pipelines. La même technique peut être utilisée à des fins contraires (dégel du sol ou déneigement de routes ou pistes d'atterrissage). Les condenseurs des caloducs sont situés sous la surface à réchauffer, tandis que la chaleur est prélevée au niveau des évaporateurs, soit d'une source hydrothermale (eau non gelée), soit en profondeur (une dizaine de mètres sous la surface terrestre).

Afin d'utiliser un caloduc comme système de refroidissement des composants électroniques, une miniaturisation est nécessaire. Il convient de distinguer les termes de minicaloduc et de microcaloduc. Un minicaloduc est un caloduc de faible section, avec un diamètre hydraulique de l'ordre de 2 à 3 mm. La capillarité est assurée comme dans les caloducs par des rainures ou des mèches métalliques. Un microcaloduc est constitué d'un tube fermé à section non circulaire, de diamètre hydraulique compris entre 10  $\mu\text{m}$  et 1 mm. La section transversale d'un microcaloduc comporte des coins qui jouent le rôle de structure capillaire. Etant donnée leur faible largeur, les microcaloducs sont généralement utilisés en réseaux afin de couvrir toute la surface chauffante. Ces réseaux transportent la chaleur suivant la direction longitudinale des caloducs. Il est aussi possible de réaliser un réseau de caloducs ayant un canal vapeur unique (*Hopkins et al., 1999*). Cette configuration permet une meilleure répartition de la chaleur et augmente l'efficacité globale des caloducs.

Les rainures longitudinales, qui jouent le rôle de structure capillaire, imposent un écoulement liquide dans une seule direction. Cette configuration nécessite un évaporateur sur toute la largeur du réseau. Pour pallier cet inconvénient, on utilise des structures capillaires composées de rainures perpendiculaires (*Shen et al., 1995*) qui permettent un écoulement bidimensionnel du liquide. Ce type de caloduc est appelé diffuseur thermique diphasique. Cet écoulement bidimensionnel du liquide permet un positionnement multiple des composants électroniques. Le principal intérêt des diffuseurs thermiques diphasique est d'assurer une meilleure uniformisation de la chaleur et d'éviter les points chauds qui peuvent être à l'origine de la dégradation des composants électroniques.

L'application principale des microcaloducs est le refroidissement des composants électroniques. Il faut cependant différencier plusieurs domaines : le domaine de l'informatique, pour lequel les enjeux économiques sont considérables, le domaine spatial ou encore l'avionique, ou plus généralement l'électronique embarquée, qui pose également des problèmes spécifiques, notamment en ce qui concerne la tenue mécanique ainsi que l'accélération qui modifie les écoulements à l'intérieur du caloduc.

C'est en 1984 que *Cotter* évoqua pour la première fois le concept des microcaloducs. Immédiatement, plusieurs études ont été menées afin de déterminer les effets que pourrait avoir une telle technologie. La même année, *Zboril et Stulc* étudièrent des caloducs plats d'une épaisseur de 1,2 mm pour 225 mm de long, qui pouvaient dissiper une puissance de 7 W en maintenant un écart de température entre l'évaporateur et le condenseur de 5 K. En 1986, *Token* compare les performances thermiques de caloducs plats de dimensions externes

1,02 x 4,01 x 178 mm<sup>3</sup> avec des plaques d'aluminium et de cuivre de mêmes dimensions. Pour un flux uniforme de 3 W et un refroidissement aux deux extrémités des différents éléments, les caloducs maintiennent une différence maximale de 7 K contre respectivement 42 et 97 K pour les plaques de cuivre et d'aluminium. Ces études prometteuses ont entraîné de multiples travaux expérimentaux et numériques mais les applications réelles sont apparues récemment sur le marché de l'informatique. En effet, pour l'instant, seul le domaine des ordinateurs portables a intégré des microcaloducs comme système de refroidissement (*Take et al., 2000*) (*Kang et al., 2002*).

Outre le refroidissement des composants électroniques, il existe d'autres applications concernant les micro et minicaloducs. Dans le domaine des réacteurs thermonucléaires, *Merrigan et Wurden (1995)* ont étudié le refroidissement du hublot du réacteur de fusion Tokamak par microcaloducs, gravés radialement dans la structure en quartz. Les évaporateurs sont situés dans la partie centrale et les condenseurs sont refroidis par circulation forcée d'un fluide dans le support du hublot.

Dans le domaine de la médecine, depuis quelques années, le traitement de certains cancers est réalisé par hyperthermie locale des tumeurs. La réussite de ce traitement nécessite une dissipation de la puissance bien localisée au niveau de la région lésée, sans affecter les tissus sains environnants, et une régulation précise du niveau de température à 42,5 – 43 °C. Parmi les techniques invasives, l'utilisation d'un cathéter contenant un microcaloduc a été envisagée par *Fletcher et Peterson (1993, 1997)* ou *Peterson et Fletcher (1995)*. Le cathéter se compose d'une gaine flexible en acier inox dont une extrémité effilée pénètre dans le tissu. L'autre extrémité, qui reste à l'extérieur du tissu, est couplée à un élément chauffant. Un microcaloduc à conductance variable est disposé à l'intérieur de la gaine. Lorsque le cathéter est introduit dans le tissu, la puissance nécessaire pour obtenir la température requise au niveau de la gaine dépend de la conductivité thermique des tissus et du débit sanguin. Par sa géométrie, adaptable selon l'emplacement et la grosseur de la tumeur à traiter, et par sa simplicité, le cathéter développé par *Peterson et Fletcher* présente de nombreux avantages par rapport aux autres méthodes existantes.

Les caloducs peuvent également jouer un rôle pour l'amélioration du confort thermique de l'homme, dans les régions chaudes ou froides ou lorsqu'il est soumis à des ambiances extrêmes. Dans ces applications, les caloducs sont insérés dans certains vêtements et transfèrent la chaleur, soit entre différentes parties du corps humain, soit vers l'extérieur. Par exemple, en ambiances froides, les caloducs sont utilisés pour réchauffer les extrémités du

corps afin de prévenir les gelures. Ainsi, *Faghri et al. (1989)* proposent de placer les caloducs dans les gants, les moufles ou les chaussettes, afin de transférer la chaleur des avant-bras vers les doigts.

Le travail effectué au cours de cette thèse a consisté à étudier un diffuseur thermique diphasique qui doit être intégré dans un composant électronique dit compact pour assurer son refroidissement. Un composant compact est un assemblage de plusieurs couches empilées, qui comportent chacune des petits circuits imprimés. L'ensemble est contenu dans un même boîtier et constitue un composant complexe (un GPS par exemple) qui sera lui-même intégré dans un circuit électronique.

Le mémoire est organisé en quatre chapitres principaux.

Une synthèse bibliographique des études concernant les performances des diffuseurs thermiques diphasiques est présentée dans le premier chapitre. Les principaux paramètres influençant le bon fonctionnement d'un microcaloduc ont été identifiés, en particulier, une partie de ce chapitre est consacrée aux limites de fonctionnement. Ensuite, les différentes technologies de fabrication des diffuseurs thermiques diphasiques ainsi que leurs performances thermiques sont présentées. La dernière partie du chapitre est consacrée à la description des modèles existants dans la littérature.

Le modèle que nous avons développé pour l'étude d'un diffuseur thermique diphasique est décrit dans le deuxième chapitre. Il s'appuie sur une analyse fine des écoulements du liquide et de la vapeur ainsi que des transferts thermiques.

L'étude du diffuseur thermique diphasique réalisée grâce à ce modèle est présentée dans le troisième chapitre. Cette étude a pour but de préciser les paramètres les plus influents et d'en déterminer la valeur la plus favorable au transfert thermique, en particulier la géométrie. Le modèle sera validé par la comparaison, à géométrie identique, avec des résultats de la littérature.

L'étude approfondie du refroidissement d'un composant compact est présentée dans le dernier chapitre. Le but de cette étude est de définir un moyen de refroidissement efficace pour ce type de composant, notamment de déterminer si l'intégration de microcaloducs à l'intérieur de la structure permet une amélioration notable du système de refroidissement.

# **CHAPITRE 1**

## **ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES DIFFUSEURS THERMIQUES DIPHASIQUES**



Ces dernières années, de nombreuses études théoriques ont été menées sur les caloducs et les diffuseurs thermiques diphasiques ( ou DTD). Des modèles plus ou moins complexes ont été présentés dans la littérature. Ces études sont importantes pour la compréhension du fonctionnement d'un microcaloduc car l'observation de certains phénomènes est parfois délicate par voie expérimentale. Elles ont permis de montrer la grande influence de certains paramètres sur son fonctionnement, comme la géométrie du tube, l'angle de contact du fluide avec la paroi, le taux de remplissage des tubes et le rôle prépondérant de la zone d'accrochage du film liquide sur la paroi.

Les études expérimentales sont souvent utiles pour la validation des modèles développés. Dans ce chapitre, nous présentons une synthèse bibliographique sur le fonctionnement de ces microcaloducs, leurs performances et leurs techniques de fabrication.

## **1.1 Fonctionnement des caloducs et diffuseurs thermiques diphasiques (DTD)**

Le principe de fonctionnement d'un caloduc repose sur la circulation d'un fluide caloporteur à l'état de saturation liquide / vapeur. La chaleur est prélevée à une source chaude (évaporateur) par évaporation du liquide. La vapeur se déplace alors vers la zone refroidie (condenseur), se condense en restituant la puissance thermique. Le retour du liquide entre le condenseur et l'évaporateur est assuré par une structure capillaire, qui assure une différence de pression capillaire entre le condenseur et l'évaporateur. Cette pression motrice capillaire  $\Delta P_{cap}$ , due à la variation du rayon de courbure du ménisque dans la structure capillaire, entre l'évaporateur et le condenseur, est déduite de l'équation de Laplace-Young. Dans le cas d'une structure capillaire constituée de rainures longitudinales, le ménisque possède un seul rayon de courbure (le second est très grand). La pression motrice capillaire s'écrit alors :

$$\Delta P_{cap} = P_{cap_e} - P_{cap_c} = \frac{\sigma}{r_e} - \frac{\sigma}{r_c} \quad (1.1)$$

où  $P_{cap,e}$  et  $P_{cap,c}$  sont respectivement les pressions capillaires à l'évaporateur et au condenseur,  $r_e$  et  $r_c$  étant les rayons de courbure à l'évaporateur et au condenseur. Comme au condenseur, les rainures sont remplies de liquide,  $r_c$  est très grand et le second terme du membre de droite de l'équation (1.1) peut être négligé. Pour assurer le fonctionnement du caloduc, la différence de pression capillaire entre le condenseur et l'évaporateur doit être

supérieure aux chutes de pression dans le liquide  $\Delta P_l$ , dans la vapeur  $\Delta P_v$ , et à la variation de pression due à la gravité  $\Delta P_g$ , ce qui se traduit par l'inégalité :

$$\Delta P_{cap} \geq \Delta P_l + \Delta P_v \pm \Delta P_g \quad (1.2)$$

Le caloduc fonctionne correctement tant que cette inégalité est vérifiée. Dans le cas contraire, il y a assèchement de l'évaporateur et possibilité de destruction du caloduc par élévation de température de la paroi dans la zone de l'évaporateur.

Dans un microcaloduc, ce sont les coins de la section transversale qui jouent le rôle de structure capillaire (figure 1.1).

Au niveau de l'évaporateur, la quantité de fluide est très faible. La récession des ménisques vers les coins provoque une diminution de leur rayon de courbure. En progressant selon l'axe du tube de l'évaporateur vers le condenseur, la section de passage du liquide augmente. Les points d'accrochage des ménisques sur la paroi du tube se déplacent et le rayon de courbure de l'interface augmente. Au condenseur, la paroi est entièrement recouverte d'un film de condensat.

La différence de pression de part et d'autre du ménisque est liée au rayon de courbure de l'interface liquide/vapeur par la relation de Laplace-Young, qui varie tout le long de l'axe du microcaloduc :

$$\frac{dP_{cap}}{dz} = \frac{dP_v}{dz} - \frac{dP_l}{dz} = -\frac{\sigma}{r^2} \cdot \frac{dr}{dz} \quad (1.3)$$

Le principe de fonctionnement d'un DTD est identique à celui d'un caloduc. Généralement, il s'agit d'une structure plane, de faible épaisseur, dans laquelle il existe un seul canal pour la vapeur alors que le liquide s'écoule dans une structure capillaire tapissant toute la paroi. La source de chaleur est placée sur une des faces planes et le condenseur sur la face opposée (figure 1.2). La seule différence réside dans la nature des écoulements, notamment celui de la vapeur, qui est tridimensionnel.

## **1.2 Limites de fonctionnement**

La limite de fonctionnement la plus fréquemment rencontrée dans un caloduc est la limite capillaire, pour laquelle on constate un début d'assèchement sous l'évaporateur. Elle est atteinte en cas de faible pression capillaire, de chutes de pression excessives dans les écoulements, ou de forces volumiques défavorables (gravité, accélération,...). Mais ce n'est

pas la seule limite de fonctionnement. En fonction de la température de fonctionnement, de la géométrie du caloduc, d'autres limites peuvent être atteintes, qui dépendent des comportements thermique ou hydrodynamique du système. Les limites les plus courantes sont présentées ci-après (figure 1.3).

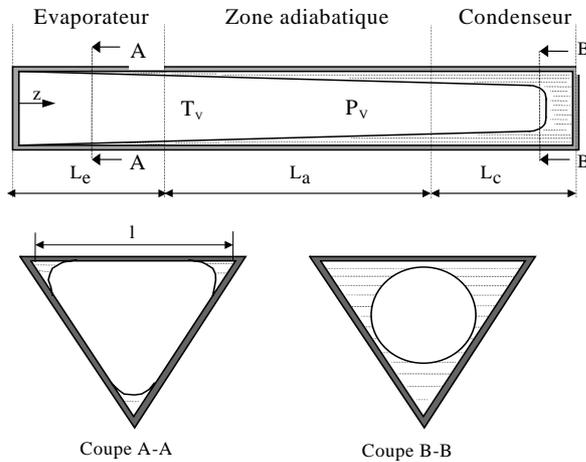


Figure 1.1 : Schéma d'un microcaloduc à section triangulaire

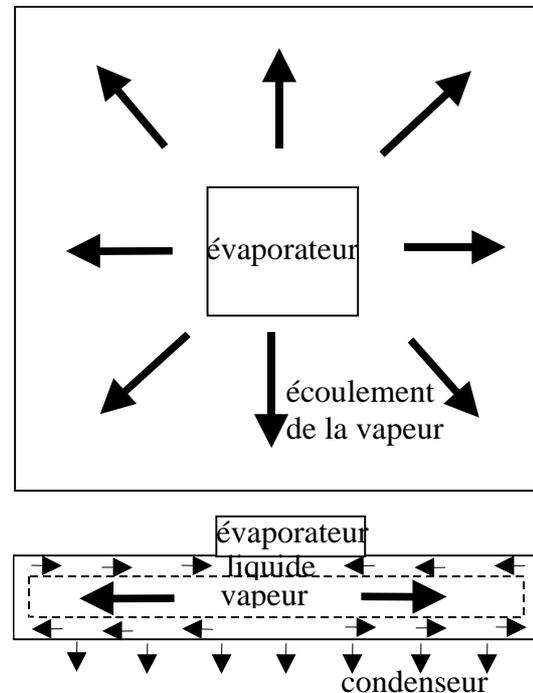


Figure 1.2 : Schéma d'un diffuseur thermique diphasique

### 1.2.1 Limite capillaire

La limite capillaire est atteinte lorsque le retour du liquide de la zone de condensation vers la zone d'évaporation, sous l'effet du pompage capillaire, n'est plus assuré. La pression motrice capillaire, dont l'importance est fonction de la structure capillaire utilisée, n'est plus suffisante pour compenser les pertes de pression des écoulements liquide et vapeur, ainsi que les pertes de pression statiques provenant des forces volumiques :

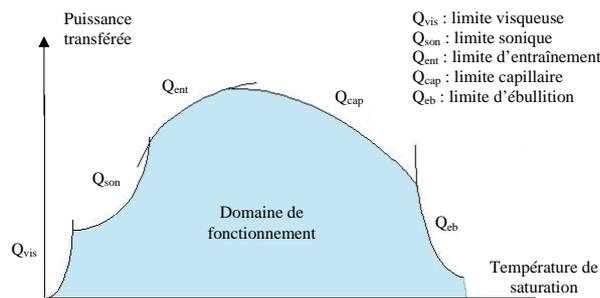
$$\Delta P_{cap} < \Delta P_l + \Delta P_v + \Delta P_g \tag{1.4}$$

Les pertes de pression considérées sont celles du liquide dans le milieu poreux  $\Delta P_l$ , de la vapeur  $\Delta P_v$  et celles dues à la gravité  $\Delta P_g$ . Si cette inégalité n'est pas respectée, il s'ensuit un assèchement de l'évaporateur et une augmentation de sa température de paroi. L'expression des différents termes dépend de la géométrie du caloduc et du milieu poreux et de son

inclinaison par rapport à l'horizontale. La différence de pression capillaire est déduite de l'équation de Laplace-Young :

$$\Delta P_{cap} = P_{cap_e} - P_{cap_c} = (P_v - P_l)_e - (P_v - P_l)_c = \sigma \left( \frac{1}{r_{1e}} + \frac{1}{r_{2e}} \right) - \sigma \left( \frac{1}{r_{1c}} + \frac{1}{r_{2c}} \right) \quad (1.5)$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons de courbure principaux du ménisque et  $\sigma$  la tension superficielle liquide/vapeur. A l'évaporateur, les rayons  $r_1$  et  $r_2$  dépendent du type de milieu poreux. Au condenseur, on considère souvent que l'interface liquide – vapeur est plane, donc  $r_{1c} = r_{2c} \rightarrow \infty$ . Lorsque la température de fonctionnement augmente, la tension superficielle d'un liquide augmente, donc la limite capillaire va augmenter. La détermination de cette limite, qui nécessite une modélisation hydrodynamique du système, a fait l'objet de nombreuses études théoriques. Plusieurs modèles numériques ont été élaborés afin de la déterminer précisément. Si le fluide est bien choisi, les performances thermiques du microcaloduc ne dépendent que de cette limite au fonctionnement nominal.

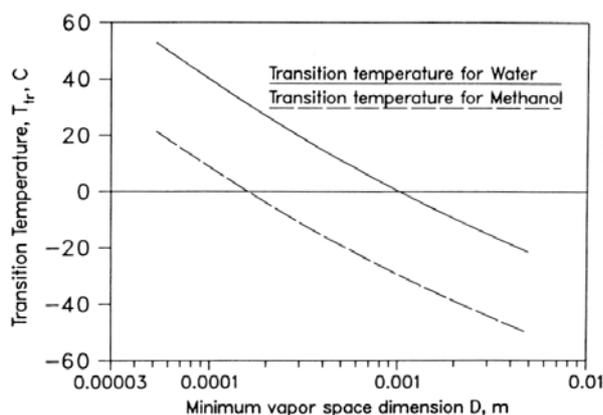


**Figure 1.3 :** Principales limites de fonctionnement dans un microcaloduc

### 1.2.2 Limite de l'écoulement de Knudsen

Pour des canaux de très faibles dimensions et à basse température, la vapeur se comporte comme un gaz raréfié. Ceci se produit lorsque le libre parcours moyen des molécules est du même ordre de grandeur que le diamètre du canal vapeur. Dans ce cas, le flux thermique transféré est faible et le gradient de température entre l'évaporateur et le condenseur est élevé. La transition entre les écoulements moléculaire et en milieu continu est caractérisée par le nombre de Knudsen ( $Kn = 0,01$ ), qui est le rapport entre le libre parcours moyen des molécules et la dimension minimale de passage de la vapeur. A partir de la théorie cinétique des gaz, le libre parcours moyen peut s'exprimer en fonction de la température et de la pression du milieu. On déduit de cette relation la masse volumique de transition, qui correspond à une température de transition. *Cao et al. (1993)* ont calculé cette température en

fonction du diamètre du caloduc, pour l'eau et le méthanol (figure 1.4). Les résultats obtenus avec l'eau indiquent des températures égales ou supérieures à 40 °C, pour des diamètres inférieurs à 100 µm. Cette limite peut donc exister dans le domaine de fonctionnement usuel des microcaloducs. C'est pour cette raison que *Peterson et al. (1998)* suggèrent un diamètre de transition de 100 µm. En deçà de cette valeur, l'écoulement ne peut plus être considéré comme continu dans les modèles.



**Figure 1.4 :** Température de transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement raréfié pour l'eau et le méthanol (*Cao et al., 1993*)

### 1.2.3 Limite visqueuse

La limite visqueuse correspond à un cas où les forces de viscosité deviennent prépondérantes par rapport à la différence de pression capillaire. La vapeur ne peut alors pas s'écouler. L'expression du flux correspondant à la limite visqueuse  $Q_{vis}$  est donnée par *Büsse* en 1973, qui suppose un écoulement bidimensionnel de la vapeur assimilée à un gaz parfait :

$$Q_{vis} = \frac{r_v^2 h_{lv} \rho_v P_v}{16 \mu_v L_{eq}} \quad (1.6)$$

où  $P_{sat}$  est la pression de saturation du fluide,  $r_{h,v}$  le rayon hydraulique du canal de la vapeur,  $\mu_v$  la viscosité dynamique de la vapeur, et  $L_{eff}$  la longueur efficace du caloduc, égale à  $(L_e/2 + L_{ad} + L_c/2)$ . Il est à noter que cette limite ne peut être atteinte qu'à des températures de fonctionnement très faibles (caloducs cryogéniques), ou dans des caloducs ayant des zones de condensation extrêmement longues, ou lors d'un démarrage à partir d'un état gelé. Par contre, lorsque la température augmente, la limite visqueuse augmente rapidement et ne peut plus être rencontrée pour un caloduc en fonctionnement. En outre, cette relation a été développée pour les caloducs cylindriques, ne peut être utilisée dans le cas des diffuseurs thermiques.

### 1.2.4 Limite sonique

À l'évaporateur, à cause de la variation axiale du débit massique de la vapeur dans un canal de section constante, les phénomènes physiques sont analogues à ceux d'un écoulement en tuyère. En effet, pour le comportement hydrodynamique du caloduc, l'augmentation du débit axial est équivalente à un rétrécissement de la section de passage dans un écoulement à débit constant. Le débit de la vapeur peut devenir sonique, ce qui conduit à la formation d'une onde de choc dans le caloduc et entraîne un fonctionnement non isotherme. Pour la vapeur d'eau, Levy (cité dans Faghri, 1995) a considéré un écoulement monodimensionnel où les frottements sont négligés, la vapeur se comporte comme un gaz parfait et les effets inertiels prédominent. Dans ces conditions, Levy montre que le flux correspondant à la limite sonique  $Q_s$  peut s'exprimer par la relation :

$$Q_s = A_v \rho_v h_{lv} \sqrt{\frac{\gamma_v R_g T_0}{2(\gamma_v + 1)}} \quad (1.7)$$

où  $T_0$  désigne la température de l'état générateur,  $R_g$  la constante massique du gaz parfait,  $A_v$  la section de passage de la vapeur,  $\rho_v$  la masse volumique de la vapeur,  $\gamma_v$  le coefficient isentropique, et  $h_{lv}$  la chaleur latente de vaporisation. En 1973, Büsse a obtenu une autre relation en résolvant les équations de Navier-Stokes pour un écoulement laminaire monodimensionnel :

$$Q_s = 0,474 h_{lv} A_v \sqrt{\rho_{v,e} P_{v,e}} \quad (1.8)$$

où  $\rho_{v,e}$  et  $P_{v,e}$  sont les masse volumique et pression de la vapeur à l'évaporateur. Les deux relations donnent des résultats assez proches. Pour reculer l'apparition de la limite sonique, Dobran, en 1989, préconise de courtes longueurs des zones d'évaporation et adiabatique et une section de passage de la vapeur importante.

La variation de  $h_{lv}$  avec la température est faible, beaucoup moins importante que l'augmentation de la masse volumique et de la pression de la vapeur. En conséquence, la limite sonique augmente avec la température.

### 1.2.5 Limite d'entraînement

Dans un caloduc classique, les écoulements du liquide et de la vapeur sont à contre-courant. Lorsque la vapeur a une vitesse suffisante pour arracher des gouttes de liquide à l'interface, et les entraîner vers le condenseur, le débit de retour du liquide est limité. Il

s'ensuit un engorgement du condenseur et un assèchement de l'évaporateur. La limite d'entraînement est atteinte. En considérant un nombre de Weber, nombre adimensionnel exprimant le rapport entre forces de viscosité et de capillarité, égal à 1, *Cotter* (cité dans *Peterson, 1994*) exprime le flux correspondant à cette limite  $Q_{ent}$  par la relation :

$$Q_{ent} = A_v h_{lv} \sqrt{\frac{\sigma \rho_v}{2r_{h,l}}} \quad (1.9)$$

$r_{h,l}$  est le rayon hydraulique du milieu poreux.  $h_{lv}$ ,  $\rho_v$  et  $\sigma$  augmentent avec la température, donc la limite d'entraînement, comme les limites, sonique et visqueuse, augmente avec la température. De nombreuses études ont cherché à améliorer le calcul de la limite d'entraînement, comme *Tien et Chung* en 1978.

### **1.2.6 Limite d'ébullition**

La densité de flux radiale élevée imposée à l'évaporateur du caloduc permet d'évaporer le liquide contenu dans les rainures. Lorsqu'elle devient élevée la température de paroi est suffisante pour qu'il y est apparition de bulles, entraînant la destruction de l'interface liquide - vapeur. Il s'ensuit alors une diminution de la pression capillaire. Le flux correspondant à cette limite s'écrit, d'après *Faghri* en 1995 :

$$Q_b = \frac{2\sigma T_v}{h_{lv} \rho_v R_e} \left( \frac{1}{r_b} - \frac{1}{r_e} \right) \quad (1.10)$$

Dans cette relation,  $r_b$  est le rayon des bulles,  $T_v$  la température de la vapeur, et  $R_e$  la résistance thermique de l'ensemble de la paroi et du milieu poreux au niveau de l'évaporateur. En l'absence d'informations précises, *Faghri* conseille une valeur de  $r_b$  comprise entre  $10^{-5}$  et  $10^{-7}$  m. Dans cette étude, on a choisi une valeur de  $r_b = 10^{-6}$  m.

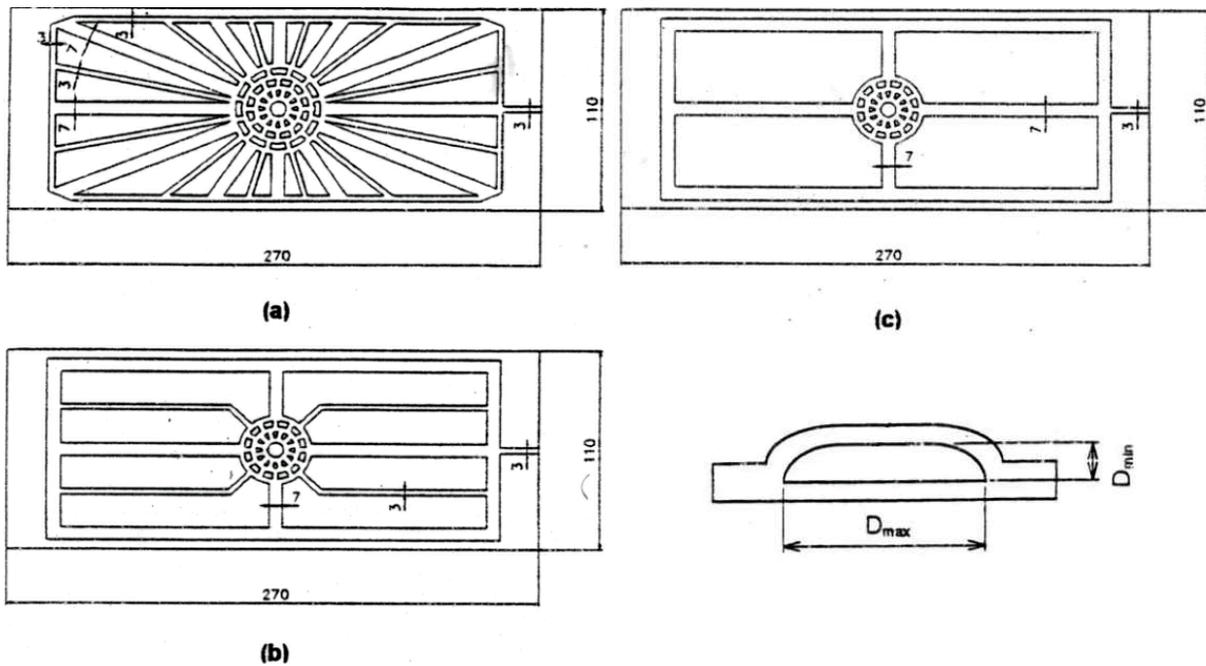
La limite d'ébullition a une particularité : elle décroît avec la température. En effet, la masse volumique de la vapeur augmente fortement avec la température, et donc la limite d'ébullition diminue.

## **1.3 Performances des Diffuseurs Thermiques Diphasiques**

Les performances des DTD sont étroitement liées à leur géométrie, elles-mêmes dépendant fortement du procédé de fabrication.

### 1.3.1 Diffuseurs Thermiques Diphasiques du type « roll-bond »

Les DTD réalisés par le procédé du type « roll-bond » et étudiés par *Take et al. (2000)* sont de grande taille. Les dimensions de la plaque d'aluminium sont  $110 \times 270 \times 0,8 \text{ mm}^3$ . Trois géométries internes ont été étudiées : 4, 8 ou 24 canaux disposés radialement et de largeur différente (figure 1.5). Ces canaux sont caractérisés par leurs deux dimensions  $D_{max}$  et  $D_{min}$  (figure 1.6). Le liquide s'accumule dans les deux coins tandis que le canal vapeur est situé au centre. Les fluides utilisés sont le R134a et le R123 avec plusieurs charges en liquide testées : 12,5, 25 et 50 % du volume total.



**Figure 1.5** : Les trois géométries de DTD  
(a, b et c) (*Take et al., 2000*)

**Figure 1.6** : Géométrie interne d'un canal  
(*Take et al., 2000*)

Le procédé de fabrication "roll bond" (figure 1.7) consiste à marquer le schéma des canaux sur une plaque d'aluminium, à la souder à une seconde plaque d'aluminium en utilisant deux rouleaux, puis à injecter de l'air comprimé afin d'augmenter le volume des canaux.

La différence de température de paroi entre l'évaporateur et le condenseur est minimale pour une charge de 25 % (figure 1.8). Les résultats sont meilleurs pour le R134a que pour le R123 (figures 1.8 et 1.9). En ce qui concerne la géométrie, les meilleures performances sont obtenues pour la géométrie à huit canaux (figure 1.9).

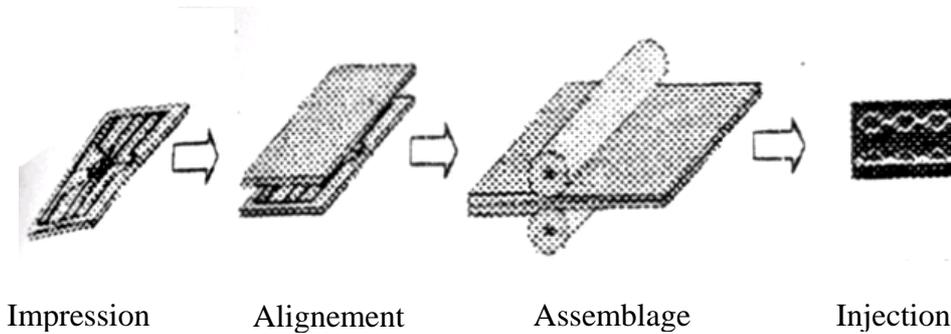


Figure 1.7 : Procédé "roll bond" (Take et al., 2000)

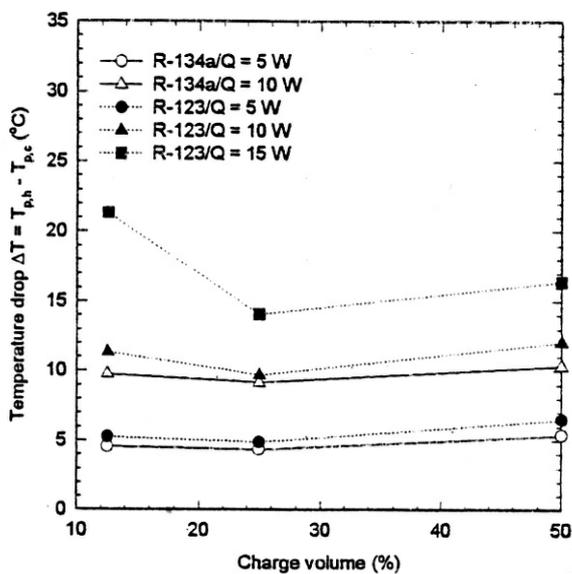


Figure 1.8 : Effet de la charge pour un DTD à 8 canaux (Take et al., 2000)

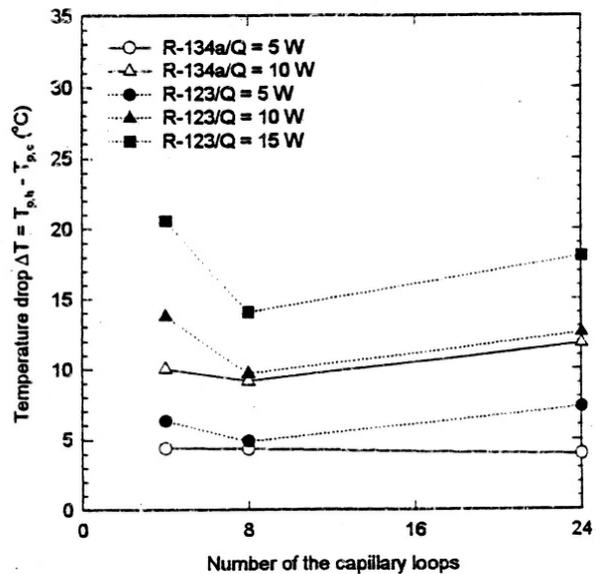
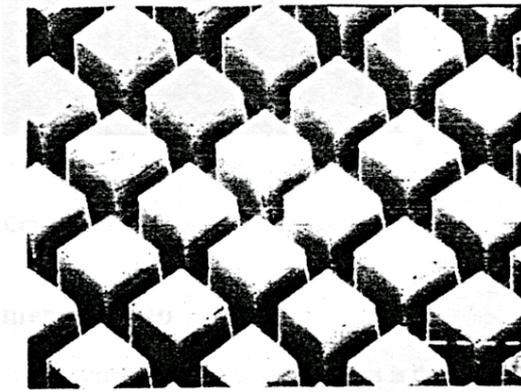


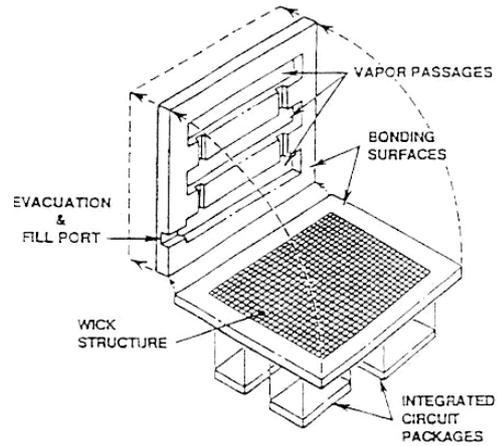
Figure 1.9 : Effet du nombre de canaux pour une charge de 25% (Take et al., 2000)

### 1.3.2 Diffuseurs Thermiques Diphasiques obtenus par sciage et/ou gravure

Une première géométrie étudiée par Shen et al. (1995) (figures 1.10 et 1.11) est constituée de deux plaques en silicium. Dans une plaque est gravée la structure capillaire pour le liquide, dans l'autre, les canaux pour la vapeur. La structure capillaire est constituée de rainures perpendiculaires, larges de 70 μm et profondes de 76 μm, fabriquées par sciage à l'aide d'une meule de diamant d'épaisseur 55 μm. Les centres des rainures sont distants de 150 μm. Le canal vapeur de 7,9 x 0,25 mm<sup>2</sup> est obtenu par gravure KOH. Ces deux plaques sont ensuite soudées l'une à l'autre.

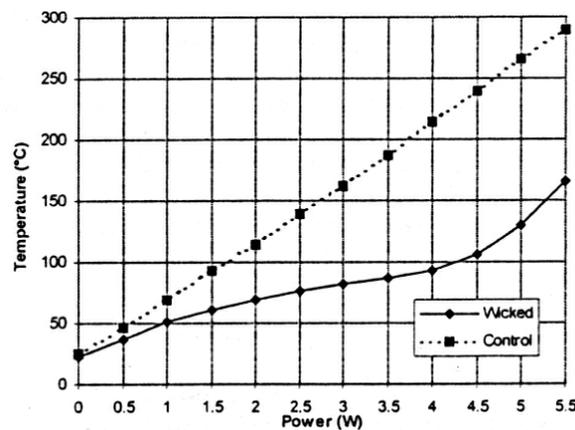


**Figure 1.10** : Type de rainures bidimensionnelles (Shen et al., 1995)



**Figure 1.11** : Géométrie interne (Shen et al., 1995)

Les fluides utilisés sont l'eau, le méthanol, l'acétone et l'isopropyl. Sur la figure 1.12, est représentée l'évolution de la température de la paroi en fonction de la puissance imposée. Ces tests ont été réalisés pour deux cas : une plaquette de silicium pleine et un DTD de même géométrie (1,27 cm de large, 305  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et 9,4 cm de long). D'un côté, les plaques sont plongées dans un bain de liquide, de l'autre, une puissance variable est imposée sur un carré de 6,35 mm de côté. On peut remarquer un assèchement de la structure pour une puissance de 4 – 4,5 W soit une densité de flux égale à 10 – 11  $\text{W}/\text{cm}^2$ .



**Figure 1.12** : Evolution de la température en fonction de la puissance (Shen et al., 1995)

Des tests ont également été effectués en réduisant la longueur des plaques à 2,54 cm. De cette manière, des puissances plus élevées peuvent être imposées. Les résultats montrent une conductivité équivalente égale à 570  $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$  pour le DTD contre 161  $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$  pour le silicium, soit une amélioration de 254 %.

En 1999, *Adkins et al.* dans un brevet, décrivent quatre structures différentes obtenues par gravure chimique (figure 1.13). Pour ces structures, les résultats sont similaires à ceux décrits par *Benson et al., 1996*. La conductivité équivalente, de 800 W/m.K correspond à une amélioration de 400 % par rapport à une plaque de silicium pleine. Pour ces structures, la meilleure efficacité vient du fait qu'elles créent des ponts de liquide interconnectés dans de multiples directions, ramènent le liquide de différentes directions vers l'évaporateur. La limite capillaire est de l'ordre de 10 W/cm<sup>2</sup>.

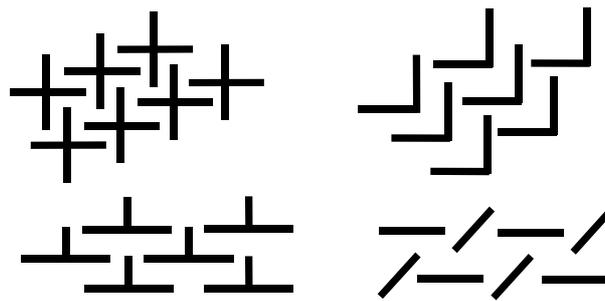


Figure 1.13 : Différentes géométries internes (*Adkins et al., 1999*)

### 1.3.3 Diffuseurs Thermiques Diphasiques à parois frittées

En 1999, *Zuo et North* ont présenté les résultats d'une étude numérique qui porte sur un DTD dont les parois sont frittées avec une taille de grains différente selon la position du milieu poreux considéré. Il y a deux géométries différentes (figure 1.14). Le type 1 présente des tailles de pores différentes en fonction de la position (pores de 24 μm dans la zone chauffée et pores de 61 μm dans la zone non chauffée), les pores les plus fins étant au centre de la géométrie, alors que le type 2 est constitué de deux couches. L'avantage du type 2 est que l'emplacement du ou des éléments chauffants n'est pas limité.

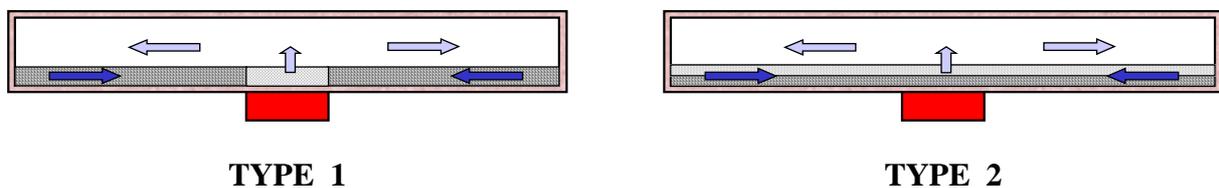


Figure 1.14 : Les deux types de diffuseurs proposés (*Zuo et North, 1999*)

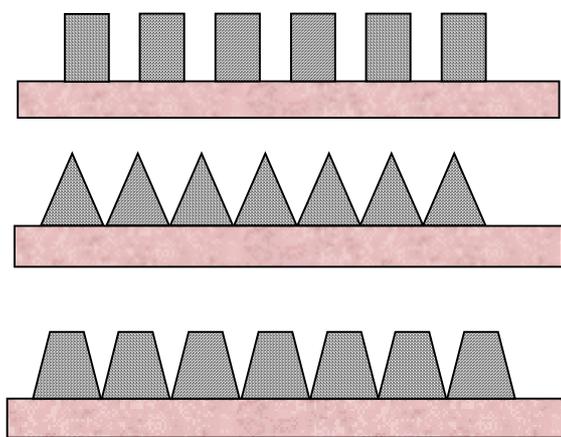
Les diffuseurs étudiés ont pour dimensions : 127 x 25,4 x 5,1 mm<sup>3</sup> et le diffuseur est en position horizontale.

Selon les résultats du modèle de *Zuo et North*, la limite capillaire n'est pas atteinte ( $T_{\text{évap}} - T_{\text{cond}}$  inconnue) pour deux sources (de dimensions inconnues) de 200 W/cm<sup>2</sup>.

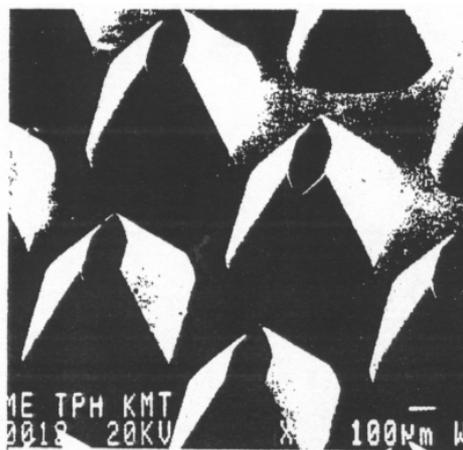
La même année, *Rosenfeld et North (1999)* présentent des diffuseurs avec des parois frittées et rainurées de trois formes différentes (figure 1.15) : rectangulaires, triangulaires et trapézoïdales. Cette géométrie a pour effet d'augmenter la surface d'échange en ayant un faible rayon capillaire tout en minimisant les pertes de charge durant le retour du liquide. Ceci a pour conséquence de repousser les différentes limites (capillaire et d'ébullition notamment) et de pouvoir imposer des puissances plus importantes en gardant le même écart de température. On obtient donc une meilleure conductivité thermique équivalente.

### **1.3.4 Diffuseurs Thermiques Diphasiques à structure pyramidale**

Les DTD en silicium étudiés par *Gromoll, 1998* ont pour dimensions  $60 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$  et le fluide utilisé est le FC 72. Les structures internes sont de forme pyramidale de hauteur  $320 \mu\text{m}$  obtenues par gravure KOH anisotropique (figure 1.16). Les tests sont effectués en position verticale favorable (évaporateur en bas). Deux plaquettes ainsi réalisées sont soudées. La conductivité équivalente est de 40 % supérieure à celle du matériau pur. Les résultats montrent une densité de flux limite de  $3 \text{ W/cm}^2$  et une différence de température entre l'évaporateur et le condenseur de 24 K pour un flux de  $2 \text{ W/cm}^2$ .



**Figure 1.15** : Les trois types de rainures étudiées (*Rosenfeld et North, 1999*)



**Figure 1.16** : Structure interne pyramidale (*Gromoll, 1998*)

### **1.3.5 Réseaux de microcaloducs perpendiculaires**

Dans le brevet déposé par *Camarda et al., (1996)*, le DTD est constitué par un assemblage de deux plaques identiques (figure 1.17). Chacune d'elles comporte un réseau de microcaloducs, placés perpendiculairement l'un à l'autre. Pour la fabrication, on place tout d'abord un réseau de filaments de la forme désirée (triangulaire), on dépose ensuite un matériau conducteur pour former la paroi autour, puis on supprime les filaments. Les canaux

sont chargés d'un fluide caloporteur avant d'être fermés, puis les deux plaques sont assemblées.

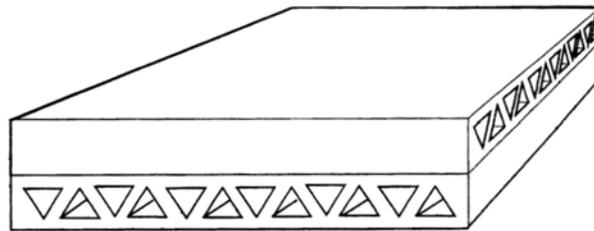


Figure 1.17 : Deux plaques assemblées (Camarda et al., 1996)

### 1.3.6 DTD à rainures longitudinales

En 1991, Plesch et al. ont expérimenté un DTD de dimensions externes  $7 \times 2 \times 120 \text{ mm}^3$  ayant pour structure capillaire 80 rainures rectangulaires axiales ( $120 \mu\text{m}$  de large,  $240 \mu\text{m}$  de profondeur et espacées chacune de  $40 \mu\text{m}$ ) (figure 1.18). Le canal vapeur a pour section de passage  $6,4 \times 1,08 \text{ mm}^2$ . La puissance est uniformément appliquée sur deux surfaces opposées de  $20 \times 5 \text{ mm}^2$  chacune. Le matériau utilisé pour la fabrication des DTD est du cuivre, tandis que le fluide choisi est l'eau. La figure 1.19 montre la différence de température entre l'évaporateur et le condenseur en fonction de la puissance imposée et de la température d'eau de refroidissement. Il apparaît que pour une densité de flux de  $25 \text{ W/cm}^2$  et une température d'eau au condenseur de  $28^\circ\text{C}$ , la différence de température de la paroi entre l'évaporateur et le condenseur est de  $44 \text{ K}$ .

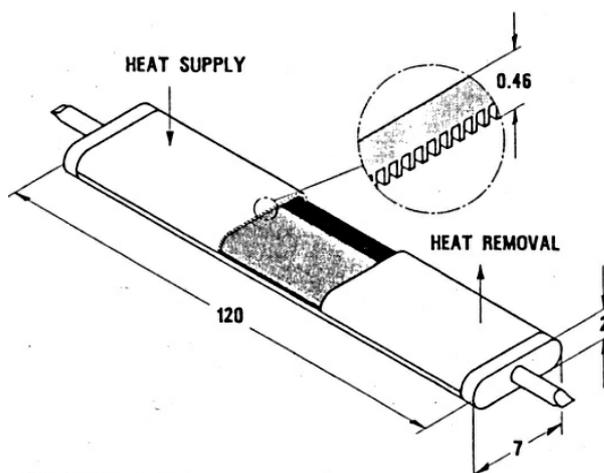


Figure 1.18 : Géométrie du DTD de Plesch et al., 1991

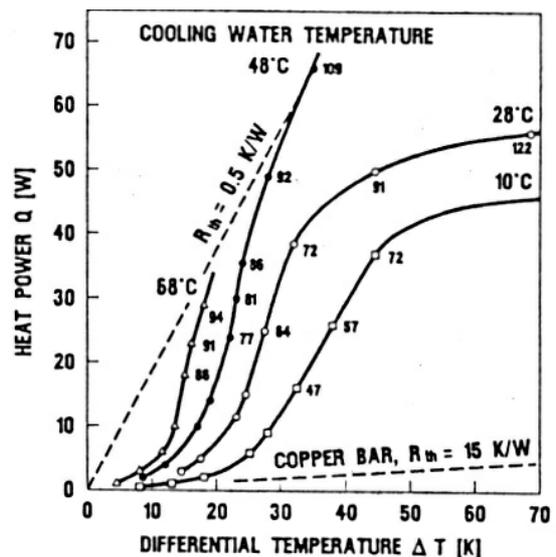


Figure 1.19 : Performances des DTD de Plesch et al., 1991

En 1996, *Cao et al.* ont testé un DTD de 82 mm de long ayant des dimensions externes similaires à celles du DTD de *Plesch et al. (1991)* ( $7 \times 2,8 \text{ mm}^2$ ). Les rainures de forme rectangulaires ont une largeur de  $120 \mu\text{m}$ , un espacement de  $120 \mu\text{m}$  également pour une profondeur de  $250 \mu\text{m}$ . La puissance est appliquée sur deux surfaces de  $19 \times 5,75 \text{ mm}^2$  chacune. Le canal vapeur a pour section de passage  $0,8 \times 5 \text{ mm}^2$  (figure 1.20). Le couple matériau / fluide utilisé est cuivre / eau. Le second graphique de la figure 1.21 montre, pour une température d'eau au condenseur de  $90 \text{ }^\circ\text{C}$ , qu'à partir d'une puissance imposée de  $21 \text{ W}$  (soit  $9,6 \text{ W/cm}^2$ ), la conductivité équivalente chute de manière importante. On peut en conclure que la limite capillaire a été atteinte. Le premier graphique montre que, pour de telles conditions, la différence de température de paroi entre l'évaporateur et le condenseur est de  $4 \text{ K}$ .

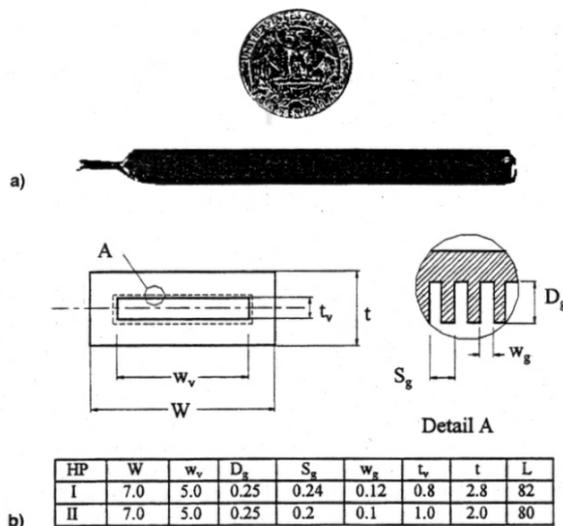


Figure 1.20 : Géométrie du DTD de *Cao et al.*, 1996

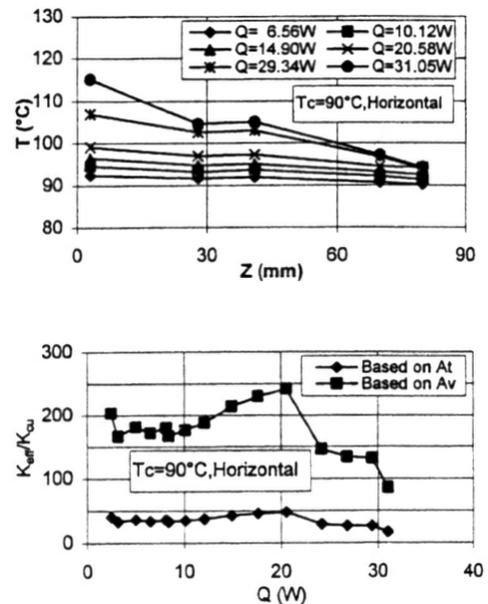


Figure 1.21 : Performances des DTD de *Cao et al.*, 1996

En 1999, *Hopkins et al.* ont étudié des DTD cuivre/eau. Les dimensions extérieures sont  $13,41 \times 8,92 \times 120 \text{ mm}^3$ . Les 62 rainures de forme rectangulaire se répètent tout les  $300 \mu\text{m}$ . Elles ont une profondeur de  $420 \mu\text{m}$  et une largeur de  $200 \mu\text{m}$ . Le canal vapeur a pour section de passage  $9,75 \times 1,22 \text{ mm}^2$  (figure 1.22). La puissance est imposée sur deux faces opposées de  $4,5 \times 15,6 \text{ mm}^2$ . La figure 1.23 montre que pour une température de saturation de  $90 \text{ }^\circ\text{C}$ , la puissance maximale (ou limite capillaire) imposée est de  $115 \text{ W}$ , soit une densité de flux correspondante égale à  $82 \text{ W/cm}^2$ . La figure 1.24 montre que pour ces conditions, la différence de température de paroi entre l'évaporateur et le condenseur est de  $25 \text{ K}$ .

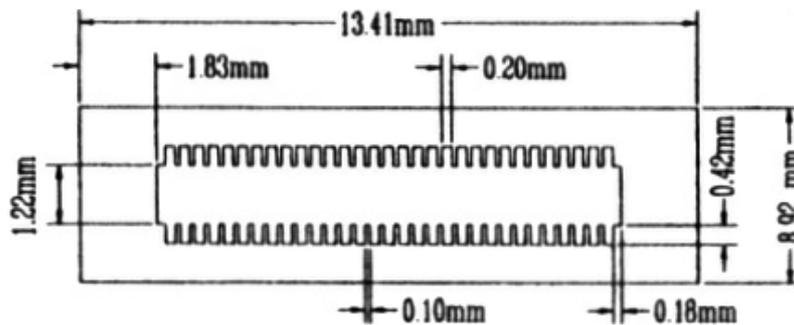


Figure 1.22 : Géométrie du DTD étudié (Hopkins et al., 1999)

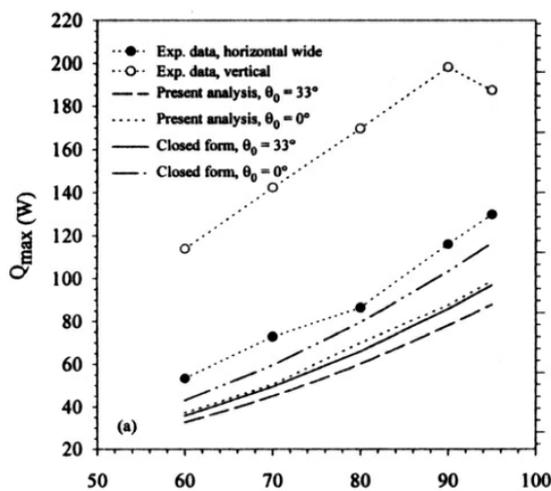


Figure 1.23 : Limite capillaire en fonction de la température de saturation (Hopkins et al., 1999)

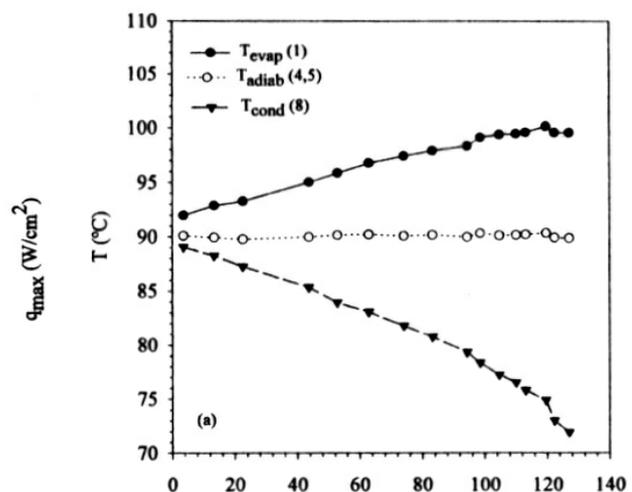


Figure 1.24 : Distribution de température le long du DTD en fonction de la puissance imposée (Hopkins et al., 1999)

En 2001, Avenas et al. ont étudié des DTD en laiton de dimensions analogues à ceux décrits précédemment (figure 1.25). Le fluide utilisé est toujours de l'eau. Les rainures rectangulaires ont une largeur de 200  $\mu\text{m}$ , sont espacées de 200  $\mu\text{m}$  pour une profondeur de 400  $\mu\text{m}$ . Le canal de vapeur a pour section de passage 9,4 x 2  $\text{mm}^2$ . Le DTD a une longueur totale de 100 mm. Pour une puissance imposée de 80 W (soit 80  $\text{W}/\text{cm}^2$ ) et une température d'eau au condenseur de 50  $^\circ\text{C}$ , la différence de température entre la surface supérieure du DTD et l'eau de refroidissement est représentée sur la figure 1.26. Pour de telles conditions, on obtient une différence de température entre le condenseur et l'évaporateur de 35 K, contre 75 K dans le cas où le DTD n'est pas chargé.

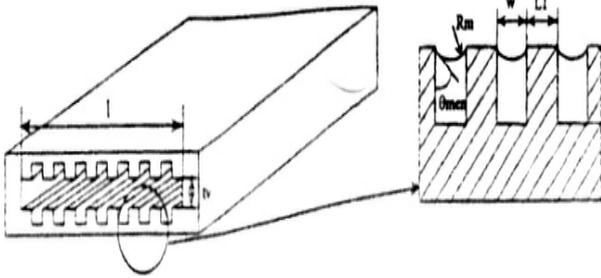


Figure 1.25 : Géométrie du DTD étudié  
par Avenas et al., 2001

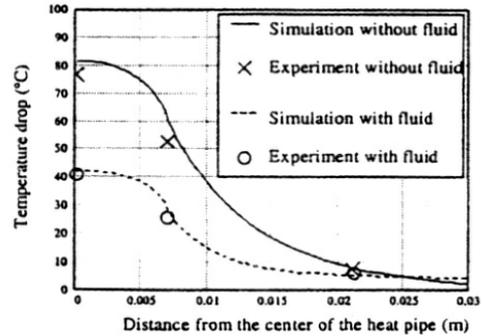


Figure 1.26 : Performances du DTD de  
Avenas et al., 2001

## 1.4 Synthèse bibliographique des modèles de Diffuseurs Thermiques Diphasiques

La modélisation des diffuseurs a pour but de prévoir leur comportement thermique, de déterminer leurs limites de fonctionnement et d'optimiser leurs performances en fonction de la géométrie, du type de fluide, de matériau, de la charge en fluide ou de l'angle d'inclinaison. La plupart des études théoriques font appel à la modélisation des différents mécanismes de transferts de chaleur et de masse se produisant à l'intérieur de ces systèmes. Les différents modèles présentés sont classés en trois groupes : les modèles hydrodynamiques qui prennent en compte les écoulements capillaires, les modèles décrivant les transferts thermiques dans la microrégion et les modèles complets de diffuseurs qui intègrent, en plus des modèles décrits précédemment, un modèle thermique global.

### 1.4.1 Modélisation hydrodynamique

#### 1.4.1.1 Modèle analytique

En 1998, *Zhu et Vafai* ont publié une étude analytique et numérique pour un diffuseur thermique plat pour les écoulements liquide et vapeur. La géométrie modélisée représente un DTD à géométrie asymétrique (figure 1.27). La puissance est imposée au centre de la partie supérieure tandis que le condenseur couvre la partie supérieure connexe ainsi que toute la partie inférieure. Le retour du liquide est assuré par une structure poreuse couvrant la totalité des parois du DTD. L'espace vapeur est divisé en plusieurs canaux séparés par des mèches verticales qui ont pour but de transporter le fluide condensé de la mèche inférieure vers la mèche supérieure. Chaque canal interne peut être considéré comme indépendant.

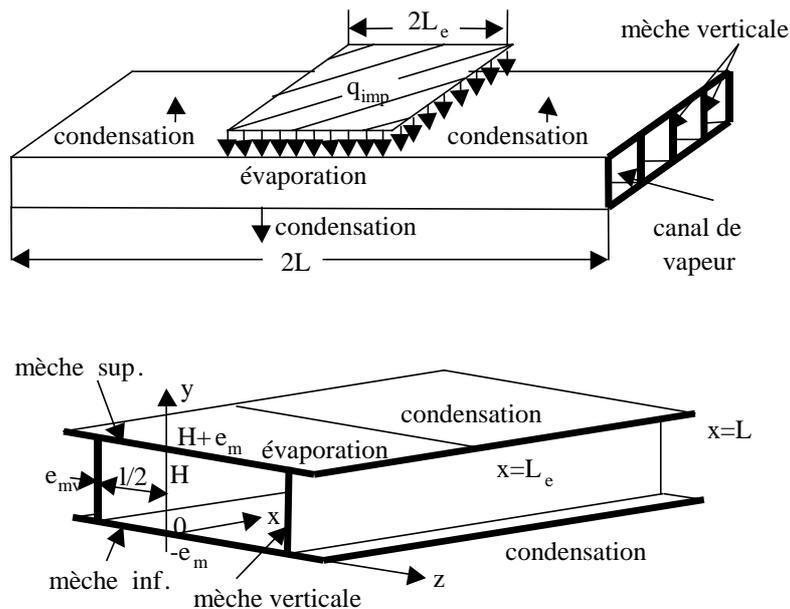


Figure 1.27 : Géométrie modélisée par Zhu et Vafai (1998)

Les écoulements de vapeur et de liquide sont considérés comme permanents, incompressibles, laminaires et selon trois dimensions (3D). Toutes les mèches sont isotropes et saturées en liquide. Les vitesses d'évaporation et de condensation (composante transversale en y de la vitesse vapeur) sont considérées comme uniformes pour les mèches des parois supérieure et inférieure et négligeable pour les mèches verticales.

Les équations différentielles associées à ce problème 3D sont l'équation de la continuité et les équations de la quantité de mouvement. Pour résoudre le système dans la phase vapeur, les auteurs font l'hypothèse que la composante en z de la vitesse de la vapeur est négligeable du fait de l'hypothèse précédente concernant les mèches verticales. Pour la solution analytique, le profil en x de la vitesse de la vapeur est approximé à un produit de polynômes :

$$u_v(x, y, z) = U_v(x) \left[ a_0(x) + a_1(x)y + a_2(x)y^2 + a_3(x)y^3 \right] \left[ c_0 + c_1z + c_2z^2 \right] \quad (1.11)$$

où  $U_v(x)$  représente la vitesse axiale maximale dans chaque plan transversal le long de l'axe x. Un polynôme du troisième degré en y est utilisé pour prendre en compte un éventuel retour d'écoulement. Les auteurs introduisent ensuite une nouvelle variable  $f(x)$ , qui représente la cote en y pour laquelle la vitesse axiale de la vapeur atteint son maximum :

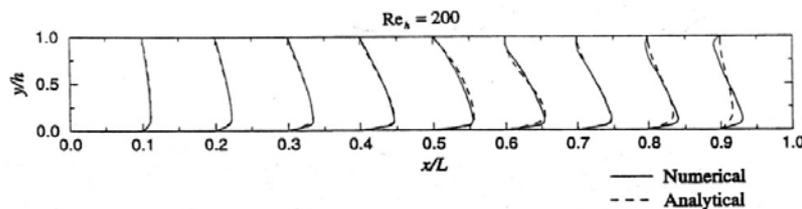
$$\begin{cases} u_v(x, f(x), 0) = U_v(x) \\ \left( \frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y=f(x)} = 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

Les auteurs parviennent ensuite à un système de trois équations différentielles :

$$\frac{da_3}{dx}; \frac{df}{dx}; \frac{dP_v}{dx}, \text{ qui est résolu par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.}$$

Pour la phase liquide, la géométrie permet de s'affranchir des composantes en  $y$  et en  $z$ . En effet, l'évaporation et la condensation étant supposées constantes sur toute la largeur du DTD, le retour du liquide est assimilé à un écoulement 1D. Pour la phase liquide, divisée en trois parties (mèche supérieure, mèche inférieure et mèche verticale), la loi de Darcy est utilisée avec une prise en compte des effets dus à l'inertie (Vafai et Tien, 1981). Vafai et Thiyagaraja (1987) ont ainsi obtenu un système de quatre équations différentielles concernant  $U_l(x)$ , le maximum de la vitesse axiale, atteint dans chaque plan transversal le long de l'axe  $x$ , et la pression du liquide à la fois pour la mèche inférieure et pour la mèche supérieure.

Afin de compléter cette étude analytique, un modèle utilisant la méthode des éléments finis a été développé pour l'écoulement vapeur. Les résultats sont présentés pour un couple cuivre/eau. Les dimensions respectives sont :  $L = 25 \text{ cm}$  ;  $L_e = 12,5 \text{ cm}$  ;  $H = 2,5 \text{ cm}$  ;  $l = 12,5 \text{ cm}$  et  $e_m = e_{mv} = 2,5 \text{ mm}$ . Les mèches sont composées de poudre de cuivre frittée de porosité égale à 0,9. La perméabilité pour les mèches supérieure et inférieure est égale à  $1,5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$  et pour les mèches verticales à  $2,1 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ . Sur la figure 1.28, sont représentés les profils de vitesse de la vapeur le long du DTD donnés par le modèle analytique et par le modèle numérique. La concordance des courbes montre que le modèle analytique peut décrire correctement les profils de vitesse de la vapeur dans tout l'espace vapeur. Le modèle analytique permet de réduire considérablement les temps de calcul par rapport au modèle numérique. La figure 1.29 montre les résultats analytiques de la pression du liquide le long de l'axe du DTD. Comme prévu, la pression du liquide dans la mèche supérieure est plus faible que dans la mèche inférieure. A l'extrémité du DTD ( $x/L = 1$ ), il n'y a pas de transfert liquide à travers les mèches verticales. La différence de pression du liquide est due uniquement à la gravité. Au contraire, dans les régions où il y a un transfert de masse, il faut y ajouter les chutes de pression dues aux frottements.



**Figure 1.28** : Profils de vitesse de la vapeur le long du caloduc Zhu et Vafai (1998)

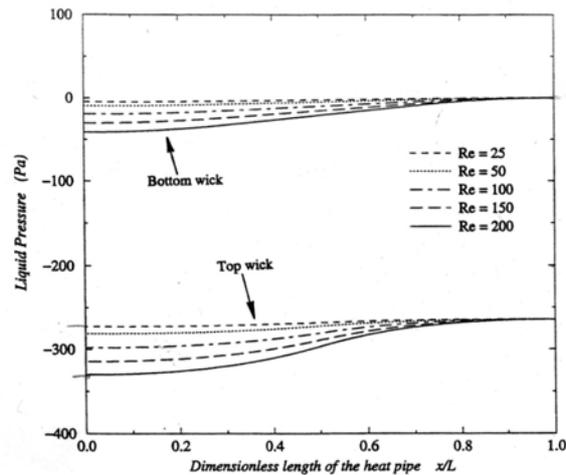


Figure 1.29 : Profils de pression du liquide le long du caloduc pour différents Reynolds

Zhu et Vafai (1998)

### 1.4.1.2 Modèle numérique

#### Prédiction de la limite capillaire et de la charge optimale

Si la pression motrice capillaire n'est pas suffisante pour compenser les chutes de pression du liquide et de la vapeur, la paroi s'assèche et il apparaît une surchauffe de l'évaporateur. Il est important d'éviter un tel phénomène et de déterminer le flux de chaleur maximum transférable, correspondant à cette limite.

Le premier modèle, basé sur l'équation de Laplace-Young et les équations de bilans de la masse et de la quantité de mouvement, a été présenté en 1984 par Cotter (1984). L'expression du rayon de courbure  $r$  est déduite de ces équations en supposant, une vitesse nulle à l'interface liquide / vapeur. La résolution analytique de cette expression conduit à la puissance maximale transférable correspondant à la limite capillaire :

$$Q_{max} = \frac{0,16 \gamma \sqrt{K_l^+ K_v^+}}{8 \pi H(l)} \frac{\sigma h_{lv}}{\nu_l} \left( \frac{\nu_l}{\nu_v} \right)^{1/2} \frac{A_T^{3/2}}{L_T} \quad (1.13)$$

où  $K_l^+$  et  $K_v^+$  sont les facteurs de forme des écoulements liquide et vapeur,  $A_T$  la section du microcaloduc,  $\gamma$  un facteur géométrique sans dimension et  $H(l)$  est la fraction du flux total transféré sur la longueur  $L_T$  du microcaloduc. Cette fraction est déterminée suivant la répartition du flux échangé à l'évaporateur et au condenseur.

En 1989, Babin et al. ont comparé leurs résultats expérimentaux relatifs à la limite capillaire avec les résultats du modèle théorique de Cotter. Le flux maximum transféré par le

microcaloduc est sous-estimé par le modèle de *Cotter*, en particulier pour les températures de fonctionnement relativement importantes. Ils ont alors développé un modèle et obtiennent le flux de chaleur maximum suivant :

$$Q_{max} = \frac{2\sigma/r_{min} - \rho_l g L_T \sin \theta}{L_{eq} \left[ \frac{\mu_l}{K A_l h_{lv} \rho_l} + \frac{C f_v Re_v \mu_v}{2 r_{h,v}^2 A_v \rho_v h_{lv}} \right]} \quad (1.14)$$

où  $\theta$  est l'angle d'inclinaison du microcaloduc,  $K$  la perméabilité de la structure capillaire,  $r_{h,v}$  le rayon hydraulique de l'espace vapeur et  $C$  un facteur de correction. Les résultats obtenus avec l'équation (1.14) sont en concordance avec les résultats expérimentaux de *Babin et al.* (1989).

En 1992, *Gerner et al.* ont pris en compte les forces de frottement à l'interface liquide-vapeur dans les équations de bilan de la quantité de mouvement du liquide et de la vapeur. La limite capillaire est obtenue avec l'hypothèse d'une épaisseur du film liquide égale à  $1/4$  du diamètre hydraulique du tube :

$$Q_{max} = C \frac{3\pi}{2048} \frac{\sigma h_{lv}}{\nu_v L_T} D_h^3 \quad (1.15)$$

La constante  $C$ , identifiée d'après les résultats expérimentaux de *Babin et al.* (1990), est égale à 2,38.

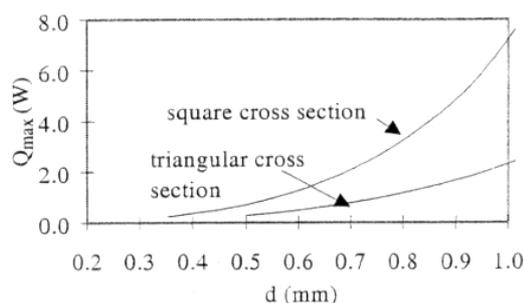
Selon *Gerner et al.* (1992), le fonctionnement du microcaloduc peut être limité par des instabilités du type Kelvin-Helmoltz se produisant à l'interface liquide-vapeur. Si la longueur du microcaloduc  $L_T$  est supérieure à la longueur d'onde caractéristique, ce qui signifie que  $(2\pi/L_T) (\sigma/\rho_l g)^{0.5} < 1$ , la gravité sera le mécanisme prédominant sur la stabilisation. Si les forces d'inertie sont du même ordre de grandeur que les forces de pesanteur, il y aura un engorgement dans le microcaloduc.

En 1998, *Ha et Peterson* ont amélioré le modèle de *Cotter* et fourni une corrélation plus précise de la limite capillaire. Cette expression inclut l'effet de l'angle de contact dans le facteur de forme de la section liquide et prend en compte la modification de la longueur de l'évaporateur lorsque l'on est proche de l'assèchement.

Pour étudier un microcaloduc, dont la section transversale est un triangle équilatéral, *Longtin et al.* (1994) ont développé un modèle d'écoulement liquide-vapeur à contre-courant, monodimensionnel, incompressible et isotherme. Les équations de bilan locales prennent en

compte la variation des sections de passage du liquide et de la vapeur, et du rayon de courbure dans la direction axiale. Ces équations, résolues numériquement, fournissent la distribution axiale des vitesses, des pressions et du rayon de courbure. La puissance maximale transférée, correspondant à la limite capillaire, est supposée atteinte lorsque le rayon de courbure interfaciale à l'évaporateur est minimal, et lorsque la jonction des trois ménisques a lieu exactement à l'extrémité du condenseur. Les résultats des simulations ont montré que la limite capillaire est proportionnelle à  $D_h^3$ , et inversement proportionnelle à la longueur du canal. Une variation de l'angle de contact de 0 à 42 ° entraîne une diminution de 20 % de la limite capillaire. Un angle de 35 °, correspondant à l'angle de contact pour le système silicium/eau/air, a été choisi pour comparer les résultats théoriques avec les résultats expérimentaux de *Babin et al. (1990)*. Les valeurs de la limite capillaire sont en accord avec les résultats de *Babin et al. (1990)* sur une large gamme de températures de fonctionnement.

Un modèle basé sur les équations de *Longtin* a été développé par *Zaghdoudi et al. (1997)* pour comparer les performances de diverses géométries de microcaloducs (figure 1.30). Dans ce modèle, le rayon de courbure maximum, atteint à l'extrémité du condenseur, est pris égal au rayon du cercle inscrit dans la section. Les meilleures performances, obtenues avec la section carrée, peuvent s'expliquer, non seulement par le nombre supérieur de coins, mais également par la géométrie de l'angle du coin, favorisant une plus grande variation du rayon de courbure du ménisque. Les valeurs optimales pour l'angle de la rainure triangulaire déterminées par ce modèle sont de l'ordre de 30 à 40°.

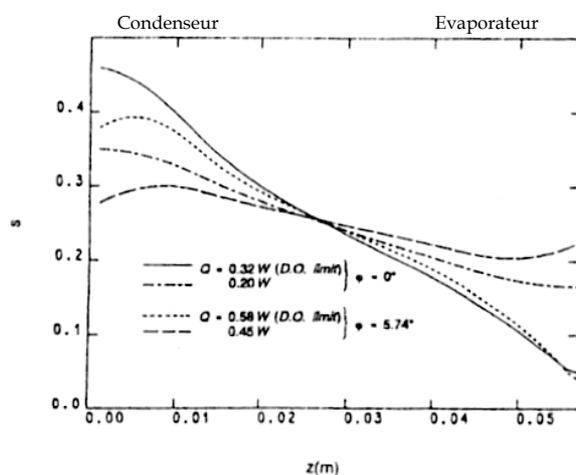


**Figure 1.30** : Effet de la géométrie sur les performances du microcaloduc

(*Zaghdoudi et al., 1997*)

En 1994, *Wang et al.* ont développé un modèle de microcaloducs à partir de la théorie des milieux poreux. Ce modèle ne nécessite pas une modélisation fine des phénomènes hydraulique et thermique au sein du microcaloduc. La théorie des écoulements est basée sur la loi de Darcy. La pression capillaire est déterminée en fonction du rayon de courbure, de la

tension superficielle et de la saturation du liquide, définie comme la fraction volumique de la section occupée par le liquide. La saturation augmente de l'évaporateur vers le condenseur. Les résultats de ce modèle montrent l'influence de l'inclinaison sur la distribution axiale du liquide (figure 1.31).



**Figure 1.31 :** Distribution de la saturation liquide dans le microcaloduc en position horizontale et faiblement inclinée (Wang *et al.*, 1994)

### Détermination des paramètres des modèles hydrodynamiques

#### **Forces de frottement liquide-vapeur**

Afin d'étudier l'influence de l'interaction liquide - vapeur sur les chutes de pression de l'écoulement liquide dans des rainures triangulaires, Ma *et al.* (1994) ont développé un modèle basé sur la résolution de l'équation de bilan de la quantité de mouvement du liquide. Un nombre sans dimension,  $\Psi^*$ , est introduit pour caractériser l'interaction liquide-vapeur :

$$\Psi^* = \frac{\bar{u}_l - \bar{u}_{l,i}}{\bar{u}_l} \quad (1.16)$$

où  $\bar{u}_l$  est la vitesse moyenne de l'écoulement liquide et  $\bar{u}_{l,i}$ , la vitesse moyenne de l'écoulement liquide à l'interface liquide-vapeur. Le nombre de Poiseuille ( $f_l Re_l$ ) est déduit de l'intégration des vitesses locales sur toute la section liquide. Ce produit est fortement dépendant de l'angle d'ouverture du canal, de l'angle de contact et de  $\Psi^*$ .

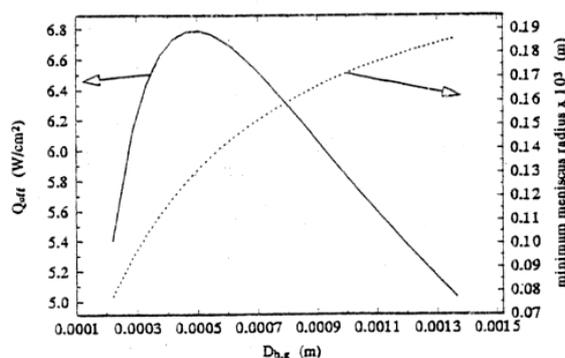
Cette étude a été reprise par Peterson *et Ma* (1996b) qui ont étudié expérimentalement différentes rainures triangulaires (angle de coin 20°, 40° et 60°). Pour des écoulements liquide et vapeur en régime laminaire, la différence entre les résultats des solutions numériques et les résultats expérimentaux est de l'ordre de 10 %.

A la différence de *Ma et al. (1994)*, qui introduisent des forces de frottement interfaciales en supposant une vitesse du liquide à l'interface uniforme dans une section donnée, *Suh et al. (2001)* introduisent une variation locale des forces de frottement à l'interface. Ces derniers montrent que la géométrie de la rainure a un effet important sur le coefficient de frottement, qui dépend du rapport des vitesses moyennes de la vapeur sur le liquide.

### Rayon de courbure minimum

Dans les travaux précédents, la limite capillaire du microcaloduc est déterminée en imposant un rayon de courbure  $r$  minimum à l'extrémité de l'évaporateur. *Peterson et Ma (1996a)* ont développé une expression analytique pour le rayon minimum  $r_{min}$  pour une rainure en V. Les évolutions du flux de chaleur maximum et du rayon minimum du ménisque sont représentées sur la figure 1.32 en fonction du diamètre hydraulique de la rainure. Ces résultats montrent qu'il existe une dimension optimale pour la rainure, pour laquelle le flux maximum est de  $6,8 \text{ W/cm}^2$ . Les valeurs de l'angle de contact, de l'angle d'ouverture de la rainure, de la longueur du microcaloduc, de l'angle d'inclinaison et de l'interaction liquide-vapeur ont une forte incidence sur la valeur du flux de chaleur maximal.

En 1998, *Ma et Peterson* ont déterminé la limite capillaire à partir de la valeur minimale optimale du rayon de courbure du ménisque pour divers microcaloducs. L'expression du rayon de courbure minimum  $r_{min}$  est obtenue en dérivant l'expression du flux de chaleur donné par l'équilibre des pressions.



**Figure 1.32 :** Flux de chaleur maximum et rayon de courbure minimum à l'évaporateur en fonction du diamètre hydraulique de la rainure

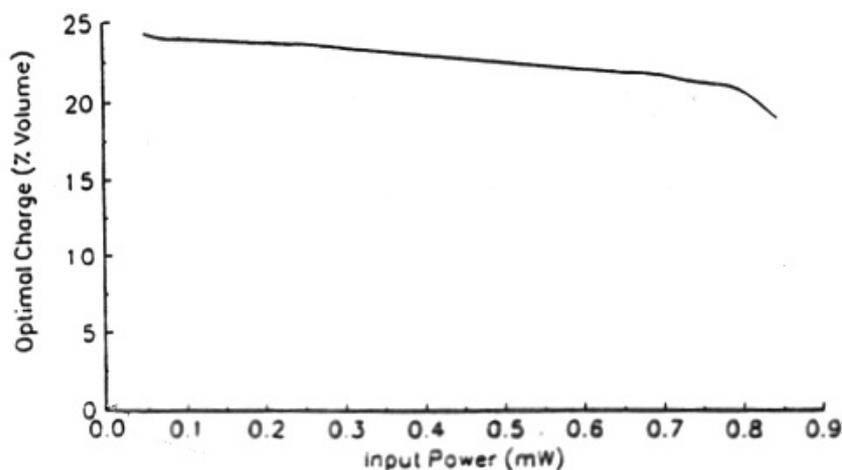
( $2\varphi=60^\circ$ ,  $\theta=10^\circ$ ,  $\alpha=0^\circ$ ,  $L_T=60 \text{ mm}$ ) (*Peterson et Ma, 1996a*)

Les flux de chaleur maximaux ont été comparés aux résultats expérimentaux de *Wu et Peterson (1991)*, pour un microcaloduc cuivre / eau, pour des températures de fonctionnement

comprises entre 30 et 66 °C. Le modèle est en adéquation avec les résultats expérimentaux quels que soient la température de fonctionnement et le type de matériau.

### Charge optimale

La charge optimale est la quantité de fluide introduite dans le microcaloduc pour obtenir la puissance transférée maximale. Les modèles de prédiction de la limite capillaire permettent de déterminer généralement la variation axiale de la section de passage de l'écoulement liquide à partir de la distribution du rayon de courbure. L'intégration des sections de passage sur la longueur du microcaloduc permet de déterminer la charge de remplissage optimale. Pour calculer cette charge en méthanol contenue dans un microcaloduc en silicium de section triangulaire, *Duncan et Peterson (1994)* ont considéré que l'interface liquide-vapeur à la forme d'une demi-sphère à l'extrémité du condenseur. En supposant une variation linéaire du rayon de courbure le long du microcaloduc et un angle de contact donné pour le fluide, les chutes de pression dans l'écoulement liquide sont déterminées à partir des équations de Hagen-Poiseuille. Pour un flux de chaleur transféré de 0,2 à 0,9 mW, la charge optimale occupe un volume correspondant entre 16 et 25 % du volume total du microcaloduc (figure 1.33).



**Figure 1.33** : Charge optimale de liquide en fonction du flux imposé ( $T = 385 \text{ K}$ )

(*Duncan et Peterson, 1994*)

#### 1.4.1.3 Description du modèle développé au CETHIL

Pour étudier un microcaloduc, dont la section transversale est un triangle équilatéral, un modèle a été développé au CETHIL (*Sartre et al., 2000, Launay et al., 2002*). C'est un

modèle d'écoulement liquide/vapeur à contre-courant, monodimensionnel, incompressible, permanent et isotherme. Les équations de bilans prennent en compte la variation des sections de passage du liquide et de la vapeur et du rayon de courbure dans la direction axiale.

Le calcul du flux maximum transféré est réalisé en fonction de divers paramètres : taille du microcaloduc, nature du fluide caloporteur, conditions de fonctionnement. Le modèle, monodimensionnel, utilise les équations de bilan de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, pour le liquide et la vapeur. Le système d'équations différentielles ainsi obtenu, avec ses conditions aux limites, permet de calculer les pressions et les vitesses du liquide et de la vapeur, ainsi que le rayon de courbure du ménisque le long du tube.

Ce modèle reprend les hypothèses de *Longtin et al., 1994* :

- le fluide est incompressible ( $Mach \ll 1$ ),
- les débits massiques de la vapeur et du liquide sont égaux en chaque section de la zone adiabatique,
- les propriétés du fluide sont constantes,
- la dissipation visqueuse est négligeable,
- la température de la vapeur est supposée constante et égale à la température de saturation, hypothèse valable si la chute de pression dans la vapeur est faible,
- la densité de flux thermique à l'évaporateur est uniforme.

### **Equations de bilans**

#### *Détermination des paramètres géométriques*

Les équations de bilan faisant intervenir les sections occupées par le liquide et la vapeur, ainsi que les surfaces de la paroi en contact avec la vapeur et le liquide et la surface de l'interface liquide-vapeur. Ces grandeurs sont définies en fonction du rayon de courbure du ménisque et de paramètres géométriques dépendant de l'angle de contact et de l'angle d'ouverture du microcaloduc.

Pour un microcaloduc à section triangulaire de côté  $d$ , on obtient pour les sections de passage du liquide et de la vapeur :

$$A_l = \beta_l r^2 \qquad A_v = \frac{\sqrt{3}d^2}{4} - \beta_l r^2 \qquad (1.17)$$

Les surfaces de contact liquide - paroi  $A_{lp}$ , paroi - vapeur  $A_{vp}$  et celle de l'interface liquide - vapeur  $A_i$  s'expriment pour un élément de volume de contrôle  $dz$  :

$$dA_{lp} = \beta_{lp} r dz \quad dA_{vp} = (3d - \beta_{lp}) dz \quad dA_i = \beta_i r dz \quad (1.18)$$

avec :

$$\beta_l = 3 \left( \sqrt{3} \sin^2 \left( \frac{\pi}{3} - \theta \right) - \left( \frac{\pi}{3} - \theta \right) + \frac{\sin 2 \left( \frac{\pi}{3} - \theta \right)}{2} \right) \quad (1.19)$$

$$\beta_{lp} = 12 \sin \left( \frac{\pi}{3} - \theta \right) \quad ; \quad \beta_i = 6 \left( \frac{\pi}{3} - \theta \right)$$

où  $d$  est le côté du triangle et  $\theta$  l'angle d'inclinaison du diffuseur par rapport à l'horizontale.

#### *Bilan de conservation de la masse*

##### Pour le liquide :

$$r \frac{du_l}{dz} + 2u_l \frac{dr}{dz} - \frac{\beta_i}{\beta_l} V_{il} = 0 \quad (1.20)$$

##### Pour la vapeur :

$$\left( \frac{\sqrt{3}d^2}{4} - \beta_l r^2 \right) \frac{du_v}{dz} - 2\beta_l u_v r \frac{dr}{dz} + \beta_i \frac{\rho_l}{\rho_v} r V_{il} = 0 \quad (1.21)$$

#### *Conservation de l'énergie*

À l'évaporateur, la puissance introduite dans le volume de contrôle est évacuée uniquement par vaporisation du liquide à l'interface. Si  $Q_{tev}$  est la fraction du flux total  $Q_{te}$  entrant dans le volume de contrôle considéré, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$Q_{tev} = \rho_l V_{il} S_i h_{lv} \quad V_{il} = \frac{Q_{te}}{L_e \rho_l \beta_i r h_{lv}} \quad (1.22)$$

#### *Equation de bilan de la quantité de mouvement*

Les forces agissant sur le volume de contrôle sont dues à la pesanteur, aux frottements à la paroi et à l'interface liquide - vapeur. En négligeant la variation de quantité de mouvement due au changement de phase, l'équation de bilan pour la phase liquide s'écrit :

$$-2\rho_l u_l r \frac{du_l}{dz} + (2\rho_l u_l^2 + 2P_l) \frac{dr}{dz} + r \frac{dP_l}{dz} = \frac{\beta_i}{\beta_l} |\tau_{il}| + \frac{\beta_{lp}}{\beta_l} |\tau_{lp}| - \rho_l g r \sin \varphi \quad (1.23)$$

Pour la phase vapeur :

$$2\rho_v u_v \left( \frac{\sqrt{3}d^2}{4} - \beta_l r^2 \right) \frac{du_v}{dz} - 2\beta_l r (P_v + \rho_v u_v^2) \frac{dr}{dz} + \left( \frac{\sqrt{3}d^2}{4} - \beta_l r^2 \right) \frac{dP_v}{dz} =$$

$$-|\tau_i| \beta_l r - |\tau_{vp}| (3d - \beta_l r) - \rho_v \left( \frac{\sqrt{3}d^2}{4} - \beta_l r^2 \right) g \sin \varphi \quad (1.24)$$

Pour calculer les contraintes pariétales, les écoulements du liquide et de la vapeur sont assimilés à des écoulements en conduite pleinement développés :

$$f = \frac{k}{Re} \quad (1.25)$$

où  $k$  est une constante qui, pour une géométrie triangulaire, est  $k_l = 13,3$ . Pour la vapeur, la géométrie est pratiquement triangulaire à l'évaporateur et circulaire au condenseur. On prend alors  $k_v = 14,7$ , valeur moyenne entre la valeur de  $k$  pour une géométrie triangulaire et une géométrie circulaire,  $k = 16$ .

### Méthode de résolution

Les équations de bilans et l'équation de Laplace-Young dérivée par rapport à  $z$  constituent un système de 5 équations différentielles du premier ordre, non linéaires et couplées. Les cinq inconnues sont :  $r$ ,  $u_l$ ,  $u_v$ ,  $P_l$  et  $P_v$ . L'intégration commence au début du condenseur ( $z = L$ ) et se termine à la fin de l'évaporateur. Les conditions aux limites pour la zone adiabatique sont les solutions calculées pour l'évaporateur en  $z = L_c$ . En  $z = L$ , on utilise les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_l = u_v = 0 \\ r = r_{max} \\ P_v = P_{sat}(T_v) \\ P_l = P_v - \frac{\sigma}{r_{max}} \end{array} \right. \quad (1.26)$$

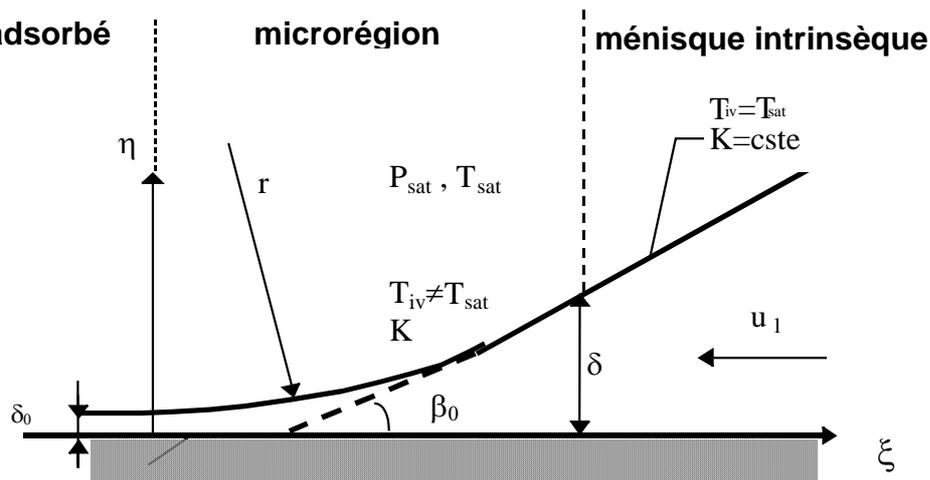
Le système d'équations est résolu par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 et une méthode semi-implicite.

La puissance maximale transférée est déterminée par itérations successives en considérant qu'à cette puissance, la jointure des trois ménisques a lieu exactement au début du condenseur.

## 1.4.2 Modélisation thermique de la microrégion

### 1.4.2.1 Description du phénomène

Dans la zone d'accrochage d'un ménisque sur la paroi (ou microrégion), les échanges thermiques sont fortement modifiés. Cette zone peut être décomposée de la façon suivante (figure 1.34) :



*Figure 1.34* : Zone d'accrochage du ménisque à la paroi

- ménisque intrinsèque (à rayon de courbure constant) dominé par les forces de tension superficielle,
- film adsorbé (ou film d'épaisseur constante) dominé par les forces d'interaction fluide/paroi (du type forces de Van der Waals),
- microrégion : zone intermédiaire sous la dépendance des forces de tension superficielle et des forces d'interaction entre molécules du liquide et atomes de la paroi.

Du fait de la diminution de l'épaisseur du film liquide, la densité de flux d'évaporation augmente fortement. Il est donc essentiel de déterminer l'évolution de l'épaisseur du film liquide. Ce domaine a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques car il intervient dans les processus de changement de phase liquide/vapeur.

Wayner *et al.* (1976) ont montré que les hypothèses d'une température interfaciale de la vapeur égale à la température de saturation ( $T_{iv} = T_{sat}$ ) et d'une courbure  $K$  constante ne sont pas valides dans la microrégion. Les variations de la courbure interfaciale et de la température sont dues au gradient de pression transversal dans la phase liquide qui est nécessaire pour alimenter la microrégion en liquide. Pour modéliser correctement ce phénomène, il faut tenir

compte des forces d'interaction entre les molécules de liquide et les atomes de la paroi dans cette région. Les distributions de la température de l'interface  $T_i$ , de l'épaisseur du film liquide  $\delta$  et du flux de chaleur dans la microrégion sont représentées sur la figure 1.35.

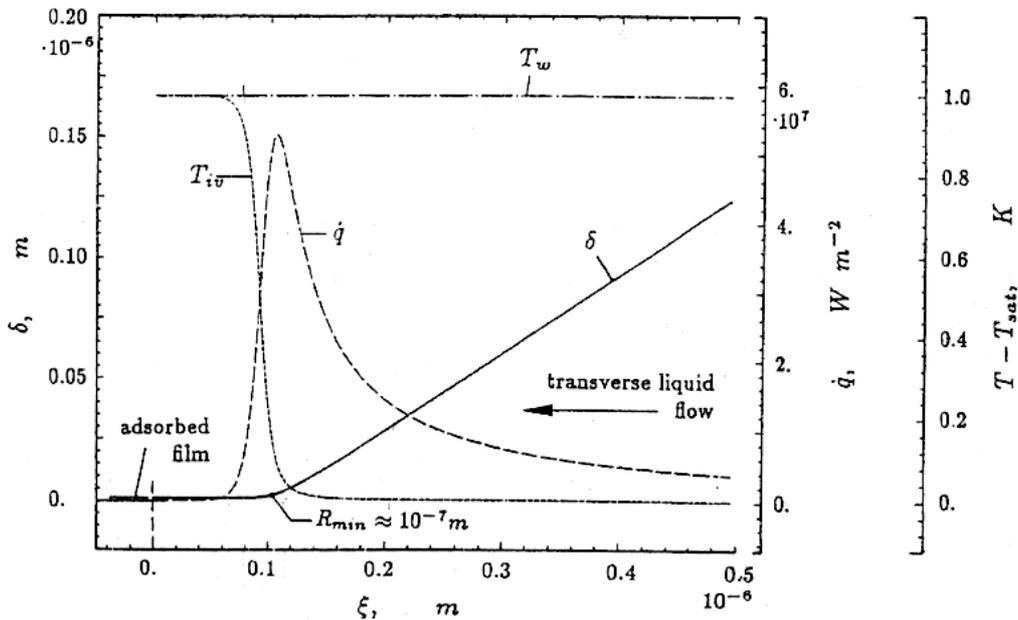


Figure 1.35 : Distribution de la température de l'interface  $T_i$ , de l'épaisseur du film liquide  $\delta$  et du flux de chaleur dans la microrégion (Stephan et Büsse, 1992)

Les forces d'interaction moléculaires, appelées aussi forces d'adhésion, ont été définies par Derjaguin (1955). Lorsque la couche de liquide est très fine, celles-ci ont une influence notable sur le profil du ménisque et ainsi sur les transferts de chaleur. Ces forces d'interaction, différentes suivant la nature des fluides, se composent d'interactions moléculaire et électrostatique. Pour des molécules non polaires ou faiblement polaires, la force d'adhésion est la plus importante. Pour des molécules de forte polarité, les forces électrostatiques interviennent.

Pour les liquides non polaires, la pression de disjonction varie suivant une loi du type puissance (Wayner, 1978) :

$$P_d = -\frac{A'}{\delta^3} \tag{1.27}$$

où  $A'$ , appelée constante de dispersion du liquide, est une constante pour un fluide donné.  $A'$  est liée à la constante d'Hamaker  $Ha$ , obtenue par la théorie de Lifshitz :  $A' = Ha \cdot 6\pi$ .

Pour les liquides polaires comme l'eau, on utilise de préférence une loi logarithmique, comme celle établie par Holm et Goplen, 1979 :

$$P_d = \rho_l RT_{il} \ln[a\delta^b] \quad (1.28)$$

où  $R$  représente la constante des gaz parfaits,  $a$  et  $b$  sont des constantes qui dépendent de la nature du fluide. Pour l'eau,  $a = 1,5787$  et  $b = 0,0243$ .

Les valeurs de  $a$  et  $b$  dans l'équation (1.28), déterminées par *Holm et Goplen (1979)* à partir des travaux expérimentaux de *Derjaguin et Zorin (1957)*, sont valables pour un couple eau/quartz entre 4 et 15 °C. Cette restriction de la validité de cette expression a entraîné certains auteurs à utiliser pour l'eau l'équation (1.27) habituellement réservée aux fluides non polaires.

Plusieurs auteurs ont utilisé cette expression (1.27) pour le calcul de la pression de disjonction pour l'eau. *Bai et Fujita*, en 2002, ont considéré une valeur de la constante de dispersion égale à  $7,9 \cdot 10^{-21}$  J. *Son et Dhir*, en 1999, ont utilisé une valeur proche égale à  $8,5 \cdot 10^{-21}$  J. En 1978, *Wayner* a étudié un couple eau/silicium pour lequel il considère une constante de dispersion égale à  $2,87 \cdot 10^{-21}$  J. Dans la suite de cette étude, la valeur choisie pour la constante de dispersion est de  $7,9 \cdot 10^{-21}$  J.

On remarque que plus le film est fin, plus  $P_d$  est négatif (sa valeur absolue augmente), plus la différence entre  $P_d$  et  $P_{sat}(T_{il})$  est grande. C'est cette différence qui permet d'avoir un film liquide dont la température est supérieure à la température d'évaporation.

La résistance thermique interfaciale dépend du coefficient d'accommodation. Ce coefficient peut jouer un rôle important dans les échanges thermiques avec changement de phase pour certains fluides. Il faut distinguer les coefficients d'accommodation pour l'évaporation et pour la condensation ; chacun est défini comme le rapport entre le nombre de molécules de chaque phase qui arrive à l'interface liquide / vapeur en changeant de phase sur le nombre total de molécules de chaque phase qui arrive à l'interface liquide / vapeur (*Tamir et Hasson, 1971*). Ces deux coefficients sont égaux à l'équilibre. Dans la pratique, ils sont supposés égaux même lorsqu'il y a évaporation et sont alors regroupés sous la même appellation : le coefficient d'accommodation (*Carey, 1992*).

En 1971, *Tamir et Hasson* ont déterminé expérimentalement le coefficient d'accommodation  $a$  de l'eau. Ils ont établi que  $a = 0,20 \pm 0,04$ . En 1963, *Nabavian et Bromley* ont considéré un coefficient d'accommodation égal à 0,35 pour leur étude sur la condensation. En 1964, *Jamieson* a étudié la condensation d'un jet d'eau. Il a utilisé un coefficient d'accommodation égal à 0,305. En eau stagnante ou quasi stagnante, cette valeur est inférieure à 0,1 (*Pruppacher et Klett, 1978*).

Pour des mêmes plages de température, différents auteurs parviennent à des valeurs de  $a$  assez éloignées comprises entre 0,1 et 1. Cependant, il apparaît que la moyenne des valeurs les plus couramment utilisées est proche de 0,3.

#### **1.4.2.2 Différents modèles de la littérature**

Dans de nombreuses études, le problème de la microrégion a été résolu pour le couple aluminium / ammoniac (*Stephan et Büsse, 1992, Khrustalev et Faghri, 1995, Sartre et al., 2000*). La valeur de la constante de dispersion correspondant à ce couple est égale à  $2.10^{-21}$  J.

Le modèle de *Stephan et Büsse (1992)* prend en compte la résistance thermique interfaciale dans le calcul du transfert de chaleur. Les résultats ont montré que 45 % du flux total traverse la microrégion ; avec l'hypothèse d'une température interfaciale égale à celle de saturation, cette valeur atteint 94 %.

En 1995, *Swanson et Peterson* ont étudié théoriquement le comportement d'un ménisque dans un canal en V lors de l'évaporation. Ils montrent que la pression capillaire engendrée par la forme du ménisque est deux fois plus importante si l'action des forces de Van der Waals sur le profil du ménisque est considérée, par rapport à un ménisque semi-circulaire tangent à la paroi. D'autre part, les résultats ont montré que, quel que soit l'angle de la rainure, la pression de disjonction peut être négligée pour un film dont l'épaisseur est trois fois supérieure à l'épaisseur du film adsorbé.

En 1997, *Ma et Peterson* ont développé un modèle permettant de déterminer la distribution axiale du coefficient d'échange thermique et de la température d'une plaque rainurée qui combine le modèle de *Stephan et Büsse (1992)* dans la microrégion avec une solution bidimensionnelle du problème de la conduction de la chaleur dans la plaque. La variation de la forme du ménisque le long du microcaloduc est déterminée par la résolution d'un modèle de bilan des forces. Pour chaque section, l'angle de contact et le flux de chaleur dissipé par la microrégion sont calculés par le modèle microscopique en utilisant la température de la paroi déterminée par le modèle de conduction de la chaleur. Les résultats sur la figure 1.36a sont donnés pour une plaque en cuivre, de longueur 60 mm, inclinée de  $20^\circ$ , qui comporte une série de rainures en V, d'ouverture 0,6 mm avec un angle de  $60^\circ$ . La proportion de chaleur dissipée par la microrégion varie de 22 à 45 %. La variation de l'angle de contact apparent suivant la direction de l'écoulement est représentée sur la figure 1.36b.

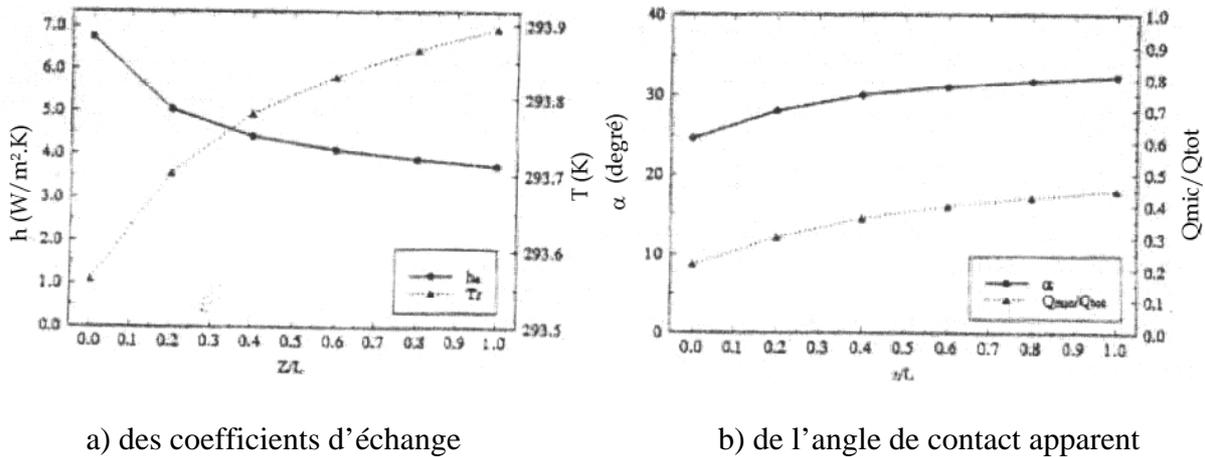


Figure 1.36 : Distribution le long de la rainure de longueur  $L$  (Ma et Peterson, 1997a)

En 1995, *Khrustalev et Faghri* ont étudié l'influence de la rugosité de la paroi sur les performances thermiques d'une rainure en V. Bien que la part du flux transféré par la microrégion soit identique quel que soit l'état de surface (38 %), les flux transférés lorsque la surface est rugueuse sont environ 30 % plus faibles que pour une surface lisse.

En 2000, *Zhao et Liao* ont réalisé une étude expérimentale et théorique sur les caractéristiques hydrodynamiques ainsi que les échanges thermiques dans une structure poreuse. En se basant sur les travaux de *Carey (1992)*, les auteurs utilisent l'équation (1.27) pour le calcul de la pression de disjonction de l'eau. Ils considèrent une constante de dispersion égale à  $3,11 \cdot 10^{-21}$  J et un coefficient d'accommodation de 0,3.

En 2003, *Park et al.* ont développé un modèle 2D décrivant les caractéristiques hydrodynamiques ainsi que les échanges thermiques dans la microrégion à l'intérieur d'un micro-canal. Le fluide utilisé est de l'eau. Ils considèrent une constante de dispersion égale à  $2,87 \cdot 10^{-21}$  J.

Le modèle développé au CETHIL sera décrit plus précisément au cours du chapitre 2.

## 1.5 Conclusion

Les diffuseurs thermiques sont des caloducs qui ont la particularité de permettre un écoulement tridimensionnel de la vapeur et du liquide. Ils sont constitués de deux plaques gravées, assemblées de manière étanche, et contenant un fluide caloporteur. Une des deux plaques supporte un ou plusieurs composants électroniques sur sa face externe, qui délimitent les zones d'évaporation. L'autre plaque, refroidie sur sa face externe, constitue le condenseur. Comme dans un caloduc classique, les parois internes sont recouvertes d'une structure

capillaire. Le fonctionnement d'un diffuseur est analogue à celui d'un caloduc. La vapeur formée à l'évaporateur se répartie dans l'espace intérieur selon toutes les directions, puis se condense au niveau de la paroi froide. Le liquide est drainé par la structure capillaire vers la paroi chaude. Ainsi, l'écoulement du liquide est tantôt à co-courant, tantôt à contre-courant de celui de la vapeur.

## **CHAPITRE 2**

### **MODÉLISATION D'UN DIFFUSEUR THERMIQUE**

#### **DIPHASIQUE**

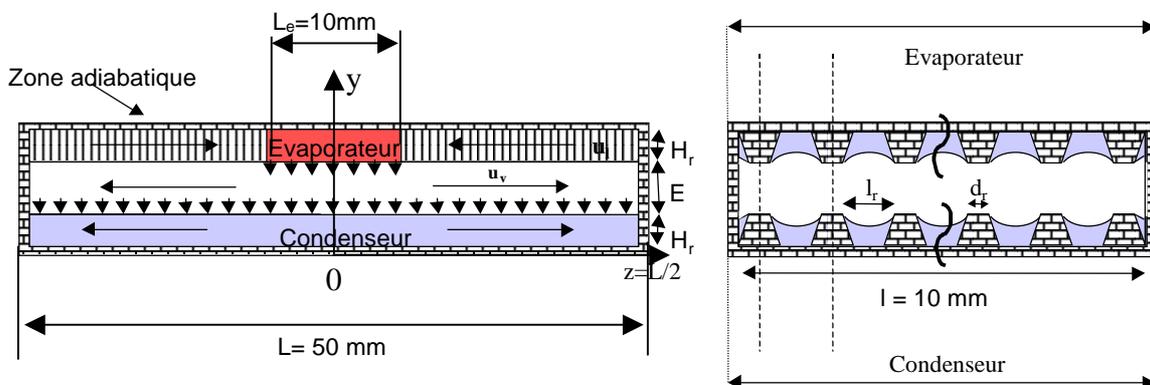


Ce chapitre décrit les modèles développés durant cette étude. Cette étude porte sur un diffuseur thermique diphasique composé de rainures à section trapézoïdale. Un modèle hydrodynamique permet de déterminer la limite capillaire du diffuseur. Un modèle thermique calcule la résistance thermique du même diffuseur. Il utilise le flux maximal transférable et la masse optimale déterminés par le modèle hydrodynamique. Un troisième modèle, traitant les phénomènes physiques particuliers dans la zone d'accrochage du ménisque à la paroi, appelée microrégion, est décrit.

## 2.1 Modélisation hydrodynamique d'un diffuseur thermique diphasique

### 2.1.1 Géométrie étudiée

Sur la figure 2.1, on peut observer la géométrie du diffuseur diphasique thermique étudié. Il est composé d'un réseau de rainures parallèles de section trapézoïdale dont on peut voir une coupe transversale détaillée sur la figure 2.2. Le diffuseur thermique a pour dimensions externes  $5 \times 1 \text{ cm}^2$ . L'épaisseur, de l'ordre du millimètre, est un paramètre variable qui se décompose en une hauteur de rainure  $H_r$  et une épaisseur du canal vapeur  $E$ .

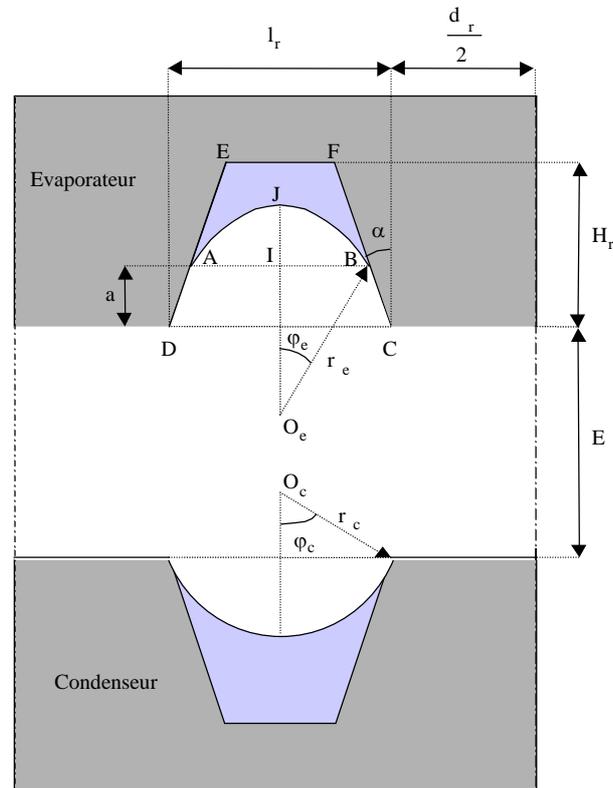


**Figure 2.1 :** Schéma du diffuseur thermique étudié - coupes longitudinale et transversale

Le condenseur couvre la totalité de la plaque inférieure ( $5 \times 1 \text{ cm}^2$ ). Le composant électronique, de dimension  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ , est placé au centre de la plaque supérieure et occupe la totalité de la largeur du diffuseur. Une zone adiabatique occupe le reste de la plaque supérieure.

Du fait de la symétrie longitudinale du diffuseur thermique et de la répétition transversale des rainures, le volume de référence modélisé contient une rainure et une distance entre rainures ( $d_r + l_r$ ) en largeur pour une demi-longueur ( $L/2$ ). Par ailleurs, les extrémités du

diffuseur thermique, zone dans laquelle le liquide remonte par capillarité, ne sont pas prises en compte dans le modèle. En effet, la distance parcourue par le liquide pour passer du condenseur à la zone adiabatique est négligeable par rapport à la distance totale parcourue du condenseur à l'évaporateur ; les pertes de charge dans cette zone sont alors négligeables par rapport aux pertes de charge totales.



**Figure 2.2 :** Schéma en coupe d'un couple de rainures du diffuseur

Le liquide, sous l'action des forces capillaires, se déplace du condenseur à l'évaporateur, en passant par une zone adiabatique. La vapeur est formée au niveau de l'évaporateur d'où elle s'écoule jusqu'au bout du diffuseur thermique et se condense tout le long de la face horizontale inférieure. Au condenseur, le liquide et la vapeur circulent globalement à co-courants tandis que sur la face supérieure, comportant la zone adiabatique et l'évaporateur, le liquide est à contre-courant de la vapeur. Un schéma en coupe d'un couple de rainures en vis à vis à l'évaporateur et au condenseur du diffuseur est représenté sur la figure 2.2.

### **2.1.2 Etablissement du système d'équations**

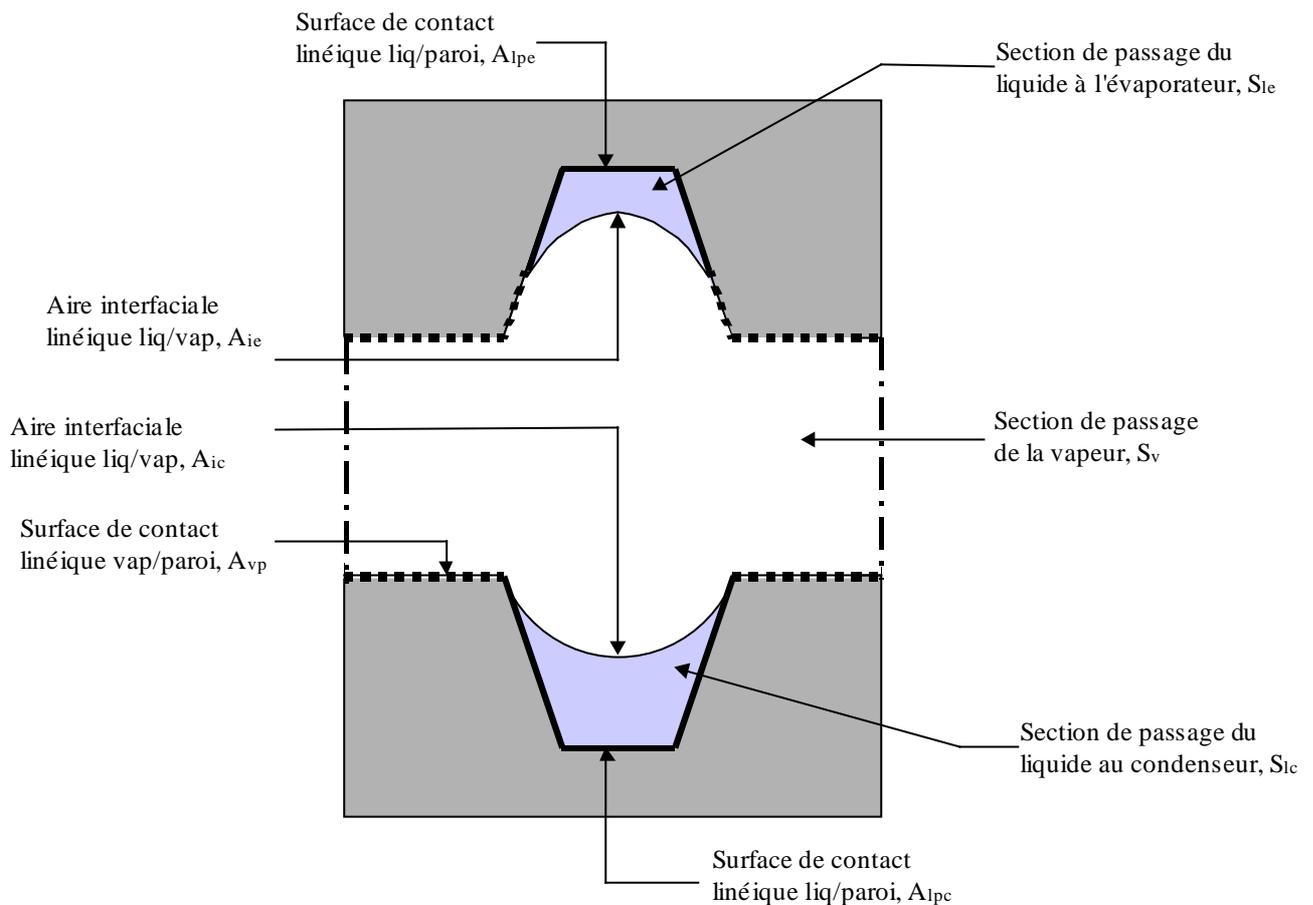
Le diffuseur est divisé en volumes de contrôle de longueur  $dz$ , pour lesquels on applique les équations de bilans. On considère un système de coordonnées cartésiennes,  $z$  étant l'axe du

diffuseur. Le milieu de l'évaporateur coïncide avec  $z=0$ , la fin de la zone adiabatique avec  $z=L/2$  car le diffuseur est symétrique. L'axe  $y$  est dirigé du condenseur vers l'évaporateur.

Le modèle repose sur les équations de bilans et sur l'équation de Laplace-Young qui prend en compte les phénomènes capillaires.

### 2.1.2.1 Détermination des paramètres géométriques

Les équations de bilans font intervenir différentes surfaces d'échange linéiques (selon  $Oz$ ) et différentes sections de passage du fluide décrites sur la figure 2.3.

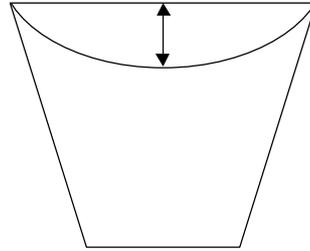


**Figure 2.3 :** Surfaces d'échange linéiques et sections de passage utilisées dans le modèle

Etant données les caractéristiques de la géométrie, il est nécessaire de prévoir deux modèles afin de décrire au mieux l'évolution du ménisque dans les rainures. Les modèles décrivent une évolution du condenseur vers l'évaporateur. Dans le premier modèle, l'angle d'accrochage est variable (figure 2.4) et les points d'accrochage du ménisque sont les angles supérieurs de la rainure. Le rayon de courbure décroît de l'infini (condition aux limites au début du condenseur) à une valeur telle que l'angle d'accrochage du ménisque à la paroi soit

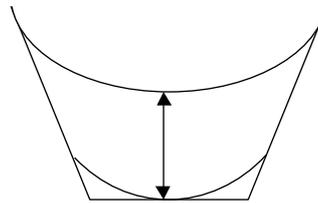
égal à la valeur de l'angle de contact  $\beta_0$  correspondant au couple fluide/paroi utilisé pour le diffuseur thermique diphasique. Le rayon de courbure  $r$  a alors pour expression :

$$r = \frac{l_r}{2 \sin \varphi} \quad \text{où} \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - \beta - \alpha \quad (2.1)$$



**Figure 2.4 :** Evolution du ménisque à angle d'accrochage variable

Dans le second modèle, l'angle d'accrochage est fixe. La régression du liquide dans les rainures se traduit par une diminution de  $r$  à  $\beta$  constant égal à  $\beta_0$  comme l'indique la figure 2.5. Les points d'accrochage du ménisque descendent le long des parois jusqu'à ce que celui-ci atteigne le fond de la rainure.



**Figure 2.5 :** Evolution du ménisque à angle d'accrochage fixe

### 2.1.2.2 Equations de Laplace-Young

Les rayons de courbure respectifs de la partie évaporateur et de la partie condenseur varient axialement dans le modèle. En outre, chaque rayon de courbure est supposé constant pour une section donnée et est relié à la différence de pression entre la phase liquide et la phase vapeur par l'équation de Laplace-Young :

$$P_v(z) - P_l(z) = \frac{\sigma}{r} \quad (2.2)$$

pour laquelle on ne prend pas en compte le rayon de courbure longitudinal ( $\infty$ ). En dérivant cette expression par rapport à  $z$ , on obtient l'évolution axiale de ces rayons de courbure  $r$  (respectivement  $r_c$  au condenseur et  $r_e$  à l'évaporateur) :

$$\frac{dP_v}{dz} - \frac{dP_l}{dz} = -\frac{\sigma}{r^2} \frac{dr}{dz} \quad (2.3)$$

### 2.1.2.3 Bilans de conservation de la masse

Le bilan de conservation de la masse pour la vapeur sur le volume de contrôle s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho_v \left[ S_v \frac{du_v}{dz} + u_v \frac{dS_v}{dz} \right] &= A_{ie} \rho_l V_{eil} - A_c \rho_v V_{cv} & 0 < z < L_e \\ \rho_v \left[ S_v \frac{du_v}{dz} + u_v \frac{dS_v}{dz} \right] &= -A_c \rho_v V_{cv} & L_e < z < L/2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

où  $\rho_v$  et  $u_v$  représentent la masse volumique et la vitesse de la vapeur. On note  $V_{eil}$  la vitesse d'évaporation à l'interface liquide-vapeur et  $V_{cv}$  la vitesse de condensation de la vapeur à cette même interface.  $V_{eil}$  et  $V_{cv}$  sont obtenus à partir du bilan d'énergie.

Pour le liquide à l'évaporateur se déplaçant à la vitesse  $u_{le}$ , le bilan de masse s'écrit:

$$\rho_l \left[ S_{le} \frac{du_{le}}{dz} + u_{le} \frac{dS_{le}}{dz} \right] = -A_{ie} \rho_l V_{eil} \quad 0 < z < L_e \quad (2.5)$$

$$S_{le} \frac{du_{le}}{dz} + u_{le} \frac{dS_{le}}{dz} = 0 \quad L_e < z < L/2 \quad (2.6)$$

Pour le liquide au condenseur, on obtient :

$$\rho_l \left[ S_{lc} \frac{du_{lc}}{dz} + u_{lc} \frac{dS_{lc}}{dz} \right] = A_c \rho_v V_{cv} \quad (2.7)$$

où  $u_{lc}$  représente la vitesse du liquide au condenseur.

### 2.1.2.4 Bilans de conservation de l'énergie

A l'évaporateur comme au condenseur, on considère que la densité de flux est uniforme. L'échange de chaleur s'effectue uniquement par changement de phase liquide-vapeur. On obtient les deux expressions suivantes pour  $V_{eil}$  et  $V_{cv}$  :

$$V_{eil} = \frac{Q}{L_e A_{ie} \rho_l h_{lv}} \quad (2.8)$$

$$V_{cv} = \frac{Q}{L A_c \rho_v h_{lv}} \quad (2.9)$$

avec  $Q$ , le flux total transféré par le diffuseur.

### 2.1.2.5 Equations de bilans de la quantité de mouvement

Dans le liquide, les forces agissant sur le volume de contrôle à l'évaporateur comme au condenseur sont dues à la pesanteur (si le diffuseur est incliné d'un angle  $\theta$  par rapport à l'horizontale), aux pressions et aux frottements à la paroi et à l'interface liquide-vapeur au niveau du ménisque. En négligeant la variation de quantité de mouvement due au changement de phase, les équations de bilan local s'écrivent comme suit :

- pour le liquide à l'évaporateur,

$$2u_{le}\rho_l S_{le} \frac{du_{le}}{dz} - u_{le}^2 \rho_l \frac{dS_{le}}{dz} + S_{le} \frac{dP_{le}}{dz} = A_{ie} |\tau_{ile}| + A_{lpe} |\tau_{lpe}| \pm S_{le} \rho_l g \sin \theta \quad (2.10)$$

- pour le liquide au condenseur,

$$2u_{lc}\rho_l S_{lc} \frac{du_{lc}}{dz} - u_{lc}^2 \rho_l \frac{dS_{lc}}{dz} + S_{lc} \frac{dP_{lc}}{dz} = A_{ic} |\tau_{ilc}| + A_{lpc} |\tau_{lpc}| \pm S_{lc} \rho_l g \sin \theta \quad (2.11)$$

Enfin, pour la vapeur, l'équation de bilan de la quantité de mouvement s'écrit :

$$2u_v \rho_v S_v \frac{du_v}{dz} - u_v^2 \rho_v \frac{dS_v}{dz} + S_v \frac{dP_v}{dz} = A_{ie} |\tau_{ive}| + A_{ic} |\tau_{ivc}| + A_{vp} |\tau_{vp}| \pm S_v \rho_v g \sin \theta \quad (2.12)$$

où les variables  $u$ ,  $S$  et  $P$  ne dépendent que de  $z$ .

Les termes dépendant de l'angle d'inclinaison du diffuseur par rapport à l'horizontale changent de signe lorsque la totalité du diffuseur est modélisée. En effet, l'évaporateur étant situé au centre du diffuseur, le fluide est tantôt aidé par la gravité, tantôt freiné.

### 2.1.2.6 Détermination des contraintes

Le calcul des contraintes pariétales et interfaciales est effectué en assimilant les écoulements du liquide et de la vapeur à des écoulements en conduite pleinement développés. En outre, les sections occupées par le liquide et la vapeur variant lentement avec  $z$ , la vitesse relative de la vapeur par rapport au liquide  $u_v/u_l$  est sensiblement égal au rapport  $\rho_l/\rho_v$ , soit de l'ordre 1000. Ainsi, le liquide est quasi stationnaire et peut être considéré comme une paroi dans le calcul des contraintes liquide/vapeur  $\tau_{iv}$  à l'interface. Enfin, la contrainte interfaciale  $\tau_{il}$  pour le liquide est déterminée sachant que les contraintes, côté liquide et côté vapeur, sont égales et dépendent du type d'écoulement. Côté évaporateur,  $\tau_{il}$  est de signe opposé à  $\tau_{iv}$  car le liquide et la vapeur circulent à contre-courants. Côté condenseur, en revanche, l'entraînement du liquide par la vapeur implique que  $\tau_{il}$  et  $\tau_{iv}$  soient de même signe.

L'expression générique de ces contraintes est de la forme :

$$\tau = \frac{1}{2} \rho u^2 f \quad \text{avec} \quad f = \frac{k}{Re} \quad (2.13)$$

où  $k$  est le coefficient de frottement, distinct pour le liquide et la vapeur, et  $Re$  le nombre de Reynolds défini comme  $Re = \frac{\rho u D_h}{\mu}$  avec  $D_h$ , diamètre hydraulique ( $D_h = \frac{4S}{p}$ ).

On en déduit :

- la contrainte liquide/paroi :

$$\tau_{lp} = \frac{|u_l| k_l A_{lp} \mu_l}{8S_l} \quad (2.14)$$

- la contrainte vapeur/paroi :

$$\tau_{vp} = \frac{|u_v| k_v (A_{vp} + A_{ic} + A_{ie}) \mu_v}{8S_v} \quad (2.15)$$

- la contrainte à l'interface liquide/vapeur en tenant compte des hypothèses de Longtin (1994) :

$$\tau_{iv} = \tau_{vp} \quad (2.16)$$

$$\tau_{il} = \pm \tau_{iv} \quad (2.17)$$

Le coefficient de frottement moyen pour le liquide,  $k_l$  est pris égal à 16. Par analogie avec l'approche proposée par Longtin (1994), on considère que le liquide s'écoule dans une conduite trapézoïdale à laquelle on peut associer une valeur de  $k$  intermédiaire entre celle d'un écoulement dans une canalisation de section rectangulaire ( $k=18,3$ ) et celle d'un écoulement dans une canalisation de section triangulaire ( $k=13,3$ ).

Le coefficient de frottement  $k_v$ , adopté pour la vapeur, est calculé à l'aide de la même méthode. La valeur de  $k_v$  est prise égale à 27.

En conclusion, il apparaît important d'émettre ici quelques réserves quant à la précision avec laquelle sont calculées ces contraintes et leurs coefficients de frottement respectifs. Leur détermination repose en effet sur des hypothèses qui peuvent parfois sembler trop simplificatrices mais qu'il nous a néanmoins paru indispensable de poser pour pouvoir les évaluer de façon quantitative. On notera en outre que les recherches effectuées antérieurement dans ce domaine ont souvent fait l'objet d'investigations expérimentales et/ou numériques, à

défaut de modèles théoriques. Il nous a dès lors été difficile de nous appuyer sur ces travaux pour pouvoir évaluer de façon plus juste ces contraintes.

### 2.1.3 Conditions aux limites et méthode de résolution

#### 2.1.3.1 Conditions aux limites

De manière à obtenir la pression motrice capillaire la plus grande entre le condenseur et l'évaporateur, on choisit les conditions aux limites suivantes pour les rayons de courbure :

$$r_e = - \left( H_r - \frac{l_r}{2 \tan \alpha} \right) \frac{1}{\cos \varphi + \frac{\sin \varphi}{\tan \alpha} - 1} \quad (2.18)$$

correspondant à un remplissage pour lequel le ménisque touche le fond de la rainure, soit la limite d'assèchement et à un remplissage maximum au condenseur soit la limite d'engorgement.

Pour les pressions et les vitesses, les conditions aux limites suivantes sont adoptées à l'évaporateur :

$$\left. \begin{aligned} P_v &= P_{sat} \\ P_{le} &= P_{sat} - \frac{\sigma}{r_e} \\ P_{lc} &= P_{sat} - \frac{\sigma}{r_c} \end{aligned} \right\} \text{déduites de l'équation de Laplace - Young} \quad (2.19)$$

$$u_v = u_{le} = u_c = 0$$

#### 2.1.3.2 Méthode de résolution

Pour le calcul numérique, le diffuseur est discrétisé spatialement suivant l'axe  $z$ . La détermination du flux maximum est obtenue par une méthode de tir avec pour condition aux limites l'égalité des rayons de courbure au condenseur et à l'évaporateur en  $z = \pm L/2$  ou plus précisément, la différence de ces deux rayons de courbure inférieure au critère de sortie, égal à  $10^{-6}$  m.

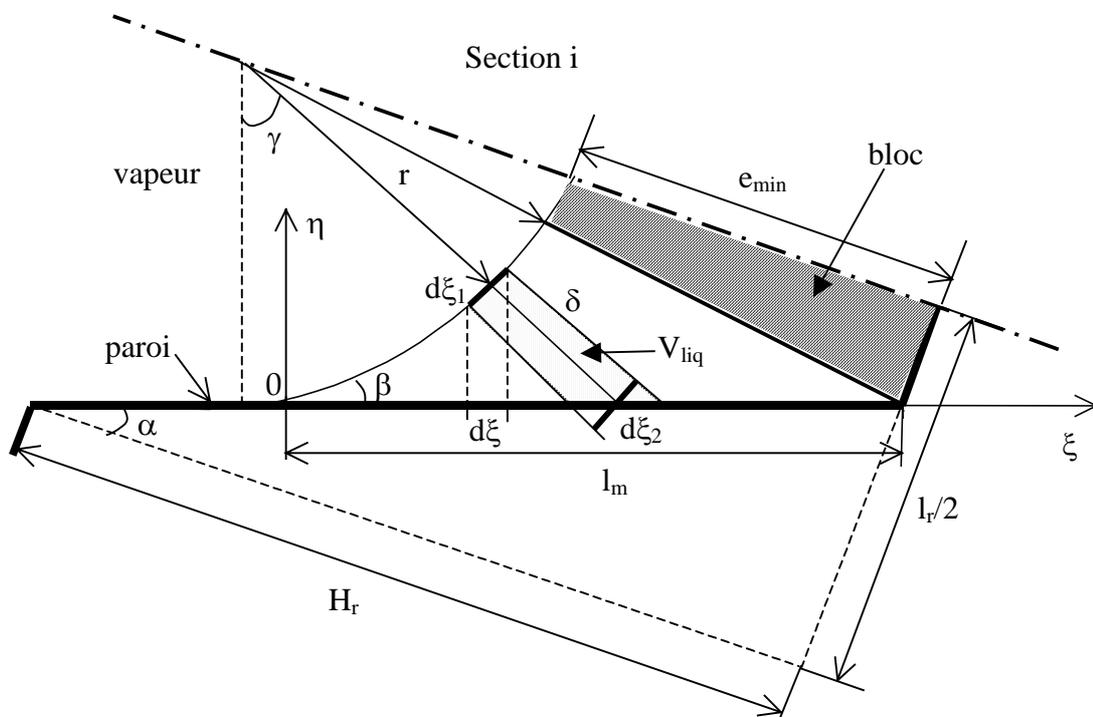
Le système d'équations différentielles est résolu par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

## 2.2 Modélisation thermique d'un diffuseur diphasique

La modélisation des transferts de chaleur consiste à déterminer la résistance thermique du film liquide en chaque section  $i$  de l'évaporateur et du condenseur (figure 2.6). Pour chaque section, la résistance thermique est calculée à partir des résistances thermiques locales sommées sur les  $n_\xi$  éléments de la longueur mouillée  $l_m$  :

$$\frac{l}{R_{th}(i)} = \sum_{k=1}^{n_\xi} \frac{l}{R_{th}(i, \xi)} \quad (2.20)$$

où  $\delta_{li}(\xi)$  est l'épaisseur du film liquide, selon la normale à l'interface liquide/vapeur à la position  $\xi$  de la section  $i$ .



**Figure 2.6 :** Schéma d'une demi-rainure du diffuseur

Les épaisseurs  $\delta_{li}(\xi)$  du film liquide sont déterminées à partir du rayon de courbure  $r_i$  du ménisque dans la section  $i$ . Ce rayon de courbure est donné par le modèle hydrodynamique. La surface élémentaire, décrite sur la figure 2.6 et utilisée pour le calcul de la résistance linéique du film liquide, a une forme trapézoïdale. Cette forme particulière permet de couvrir toute la surface du ménisque sans recouvrement de deux surfaces adjacentes. La résistance du volume élémentaire correspondant est calculée à l'aide de la relation suivante :

$$R_{th,élé} = \frac{\delta \ln\left(\frac{d\xi_1}{d\xi_2}\right)}{(d\xi_1 - d\xi_2)} \times \frac{1}{dz\lambda_l} \quad (2.21)$$

A cette résistance, il faut ajouter la résistance d'interface  $R_i$  (2.23) pour avoir la résistance thermique élémentaire totale. Les conductances sont alors cumulées sur toute la longueur mouillée le long de l'axe  $\xi$  pour déterminer la résistance thermique dans une section d'épaisseur  $dz$ . La résistance du reste du ménisque est calculée en considérant un bloc de liquide ayant pour largeur,  $l_r/2 - H_r \tan\alpha$  et pour hauteur  $e_{min}$ , l'épaisseur minimale de liquide au centre de la rainure (figure 2.6). Les conductances de chaque section sont ensuite ajoutées pour donner les résistances thermiques globales de l'évaporateur et du condenseur. La résistance thermique totale du diffuseur thermique est alors la somme des résistances thermiques à l'évaporateur et au condenseur.

Compte tenu du rapport existant entre la conductivité du liquide et celle du matériau, les résistances thermiques de la paroi à l'évaporateur et au condenseur sont négligées. Les conditions d'utilisation de ce type de diffuseur n'étant pas définies, l'intégration d'une source froide dans le modèle n'est pas faite. La modélisation s'arrête donc à la paroi du condenseur. La température de fonctionnement du diffuseur est de ce fait un paramètre d'entrée du modèle.

## **2.3 Modélisation thermique de la microrégion**

### **2.3.1 Etablissement du système d'équations**

Les transferts de chaleur dans les films fins, qui apparaissent dans la zone d'accrochage du liquide à la paroi, sont dus d'une part, à la conduction dans le liquide, d'autre part, à la résistance d'interface. La description de cette zone et des grandeurs qui la caractérise est donnée sur la figure 1.34.

On considère que la température  $T_{iv}$  de l'interface côté vapeur s'exprime en fonction de la pression capillaire, de la température de saturation et des propriétés thermodynamiques du fluide :

$$T_{iv} = T_{sat} \left( 1 + \frac{P_c}{h_{lv}\rho_l} \right) \quad (2.22)$$

La densité de flux est calculée en fonction de la différence de température entre la paroi  $T_{mic}$  et l'interface côté vapeur  $T_{iv}$ . Pour cela, il faut connaître la résistance conductive dans le

liquide et la résistance d'interface. Pour  $R_i$ , on utilise une forme simplifiée de l'équation de Kucherov-Rikenglaz utilisée par *Stephan et Büsse* en 1992 :

$$R_i = \frac{T_{sat} \sqrt{2\pi RT_{sat}}}{h_{lv}^2 \rho_v} \frac{2-a}{2a} \quad (2.23)$$

Avec cette formulation, la résistance d'interface est constante le long du ménisque.

$a$  est le coefficient d'accommodation compris entre 0 et 1.

La densité de flux thermique s'exprime alors sous la forme suivante :

$$q = \frac{(T_{mic} - T_{iv})}{\left( \frac{\delta}{\lambda_l} + R_i \right)} \quad (2.24)$$

L'épaisseur du film  $\delta$  et la température d'interface côté liquide  $T_{iv}$  varient selon l'abscisse  $\xi$  (figure 1.34).

D'un point de vue dynamique, étant donnés les faibles nombres de Reynolds, l'écoulement transversal du liquide vers la microrégion peut être décrit par l'équation de la couche limite en laminaire. L'équation de Navier-Stockes s'écrit alors :

$$\mu_l \frac{d^2 u_l(\eta)}{d\eta^2} = \frac{dP_l}{d\xi} \quad (2.25)$$

$\mu_l$  est la viscosité dynamique du fluide. La vitesse du liquide  $u_l$  dans la direction  $\xi$  varie selon  $\eta$ . Dans l'équation (2.25), on fait l'approximation que la pression du liquide  $P_l$  est uniquement fonction de  $\xi$ . En supposant que le gradient de tension superficielle  $\sigma$  à l'interface et la vitesse au contact de la paroi soient nuls ( $d\sigma/d\eta=0$  en  $\eta=\delta$  et  $u=0$  en  $\eta=0$ ), on peut intégrer l'équation (2.25), pour obtenir le profil des vitesses du liquide dans la microrégion :

$$u_l(\eta) = \frac{1}{\mu_l} \frac{dP_l}{d\xi} \left( \frac{\eta^2}{2} - \delta\eta \right) \quad (2.26)$$

La pression de vapeur  $P_{sat}$  est supposée constante suivant la coordonnée  $\xi$ . De plus, on suppose que le flux transversal de liquide est essentiellement dû aux forces d'adhésion du film liquide sur la paroi et à la tension superficielle (on néglige le frottement interfacial). Cela amène à l'expression donnée par *Khrustalev et Faghri* en 1995 :

$$\frac{dP_l}{d\xi} = -\sigma \frac{dK}{d\xi} + \frac{dP_d}{d\xi} - K \frac{d\sigma}{d\xi} + \frac{d}{d\xi} (\rho_v^2 u_v^2) \left( \frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (2.27)$$

$K$  représente la courbure locale du ménisque,  $P_d$  correspond à la pression de disjonction qui est égale à l'opposé de la pression d'adhésion (*Holm et Goplen, 1979*) ;  $u_v$  est la vitesse de la vapeur au niveau de l'interface. Comme  $\rho_v$  et  $u_v$  ne varient que très peu, on peut négliger le dernier terme et l'équation (2.27) se simplifie :

$$\frac{dP_l}{d\xi} = -\sigma \frac{dK}{d\xi} + \frac{dP_d}{d\xi} - K \frac{d\sigma}{d\xi} \quad (2.28)$$

Le débit massique du liquide évaporé sur une longueur  $d\xi$  s'écrit :

$$\frac{d}{d\xi} \int_0^\delta u(\eta) d\eta = -\frac{q}{h_{lv} \rho_l} \quad (2.29)$$

En combinant les équations (2.26), (2.28) et (2.29), on obtient :

$$\frac{1}{2\mu_l} \frac{d}{d\xi} \left[ \left( -\sigma \frac{dK}{d\xi} + \frac{dP_d}{d\xi} - K \frac{d\sigma}{d\xi} \right) \int_0^\delta (\eta^2 - 2\delta\eta) d\eta \right] = -\frac{q}{h_{lv} \rho_v} \quad (2.30)$$

En intégrant, on obtient :

$$\frac{1}{3\mu_l} \frac{d}{d\xi} \left[ \delta^3 \frac{d}{d\xi} (P_d - \sigma K) \right] = -\frac{q}{h_{lv} \rho_v} \quad (2.31)$$

En supposant la paroi comme parfaitement lisse, on exprime la courbure  $K$  par la relation suivante (*Babin et al., 1989*) :

$$K = \frac{d^2\delta}{d\xi^2} \left[ 1 + \left( \frac{d\delta}{d\xi} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{r} \quad (2.32)$$

$r$  représente le rayon de courbure local du ménisque. Les équations (2.31) et (2.32) permettent de décrire l'épaisseur du film liquide suivant l'axe  $\xi$  lorsqu'il y a de l'évaporation.

Les équations (2.30) et (2.31) peuvent s'écrire sous une autre forme, en utilisant l'équation de Laplace-Young généralisée (*Swanson, 1993*) :

$$P_{cap} = \sigma K - P_d \quad (2.33)$$

Dans l'équation (2.33),  $P_{cap}$  représente la pression capillaire locale. On peut en déduire une nouvelle expression de  $K$  :

$$K = \frac{P_{cap} + P_d}{\sigma} \quad (2.34)$$

En combinant les équations (2.33), (2.34), (2.30) et (2.31), on obtient les équations suivantes :

$$-\frac{1}{3\mu_l} \frac{d}{d\xi} \left( \delta^3 \frac{dP_{cap}}{d\xi} \right) = \frac{q}{h_{lv}\rho_l} \quad (2.35)$$

$$\frac{d^2\delta}{d\xi^2} = \frac{P_{cap} + P_d}{\sigma} \left[ 1 + \left( \frac{d\delta}{d\xi} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \quad (2.36)$$

L'équation (2.35) est intégrée entre 0 et  $\xi$  en considérant les propriétés du fluide constantes :

$$\frac{dP_{cap}}{d\xi} = -\frac{3\mu_l Q}{h_{lv}\rho_l \delta^3} \quad (2.37)$$

avec

$$Q = \int_0^\xi q d\xi \quad (2.38)$$

La microrégion est donc décrite par quatre équations différentielles du premier ordre couplées formant un système non linéaire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta}{d\xi} = \delta' \\ \frac{d\delta'}{d\xi} = \frac{P_{cap} + P_d}{\sigma} [1 + \delta'^2]^{\frac{3}{2}} \\ \frac{dP_{cap}}{d\xi} = -\frac{3\mu_l Q}{h_{lv}\rho_l \delta^3} \\ \frac{dQ}{d\xi} = \frac{1}{\left( \frac{\delta}{\lambda_l} + R_i \right)} \left( T_{mic} - T_{sat} \left( 1 + \frac{P_{cap}}{h_{lv}\rho_l} \right) \right) \end{array} \right. \quad (2.39)$$

L'épaisseur initiale  $\delta_0$  en  $\xi=0$ , se déduit de la loi de variation de  $P_d$  utilisée dans le modèle. Les lois (2.31) et (2.32) donnent respectivement les expressions suivantes pour  $\delta_0$  :

$$\delta_0 = \sqrt[3]{\frac{A'}{P_{cap0}}} \quad (2.40)$$

$$\delta_0 = \left[ \frac{1}{a} \exp\left(\frac{P_{cap0}}{\rho_l r T_{il0}}\right) \right]^{\frac{1}{b}} \quad (2.41)$$

L'épaisseur du film adsorbé est constante, donc :

$$\delta'_0 = 0 \quad (2.42)$$

La résolution du système d'équations (2.39) à (2.42) peut se faire en initialisant la microrégion, c'est-à-dire en fixant  $d^3 \delta/d\xi^3$  en  $\xi=0$ .

### **2.3.2 Etablissement des conditions aux limites**

Pour établir les conditions aux limites, on suppose que la température d'interface  $T_{iv}$  est égale à la température de la paroi  $T_{mic}$  dans la microrégion. Cette température de paroi est supposée constante pour toute la microrégion.

$$T_{iv0} = T_{mic} \quad (2.43)$$

La pression capillaire en  $\xi = 0$  est déduite des équations (2.22) et (2.43) :

$$P_{cap0} = h_{iv} \rho_l \left( \frac{T_{mic}}{T_{sat}} - 1 \right) \quad (2.44)$$

$\delta_0$  et  $\delta'_0$  sont données par les équations (2.40), (2.41) et (2.42).

## **2.4 Conclusion**

Le modèle hydrodynamique permet de simuler l'écoulement monodimensionnel du fluide dans une rainure de section trapézoïdale. Il permet de prédire le flux maximal transférable et la charge optimale du diffuseur, en régime permanent et en fonction de divers paramètres : taille du diffuseur, nature du fluide caloporteur, inclinaison, conditions de fonctionnement. Ce modèle est obtenu à partir des équations de bilans pour le liquide et la vapeur, et de l'équation de Laplace-Young. Il décrit l'évolution des pressions et des vitesses du fluide le long du diffuseur et la variation du rayon de courbure du ménisque du condenseur à l'évaporateur.

Le second modèle calcule la résistance thermique du DTD. Cette résistance thermique est fonction des épaisseurs du liquide dans la rainure. Ces épaisseurs de liquide sont déterminées

à partir du rayon de courbure donné pour chaque section par le modèle hydrodynamique précédemment décrit.

La zone d'accrochage du ménisque à la paroi peut être le siège d'échanges thermiques importants. Le troisième modèle décrit dans ce chapitre traite de cette zone particulière. Il est basé sur le calcul de la courbure déduit des pressions capillaire et de disjonction.

## **CHAPITRE 3**

# **SIMULATION ET EXPLOITATION DES RESULTATS**



Dans ce chapitre, sont présentés les résultats des modèles décrits dans le chapitre précédent. Une étude spécifique du modèle de la microrégion est tout d'abord exposée. L'optimisation d'un diffuseur thermique diphasique est ensuite présentée. Cette optimisation, basée sur la limite capillaire et la résistance thermique, est effectuée à partir d'une géométrie de référence dont on a fait varier les paramètres.

### 3.1 Etude du modèle de la microrégion

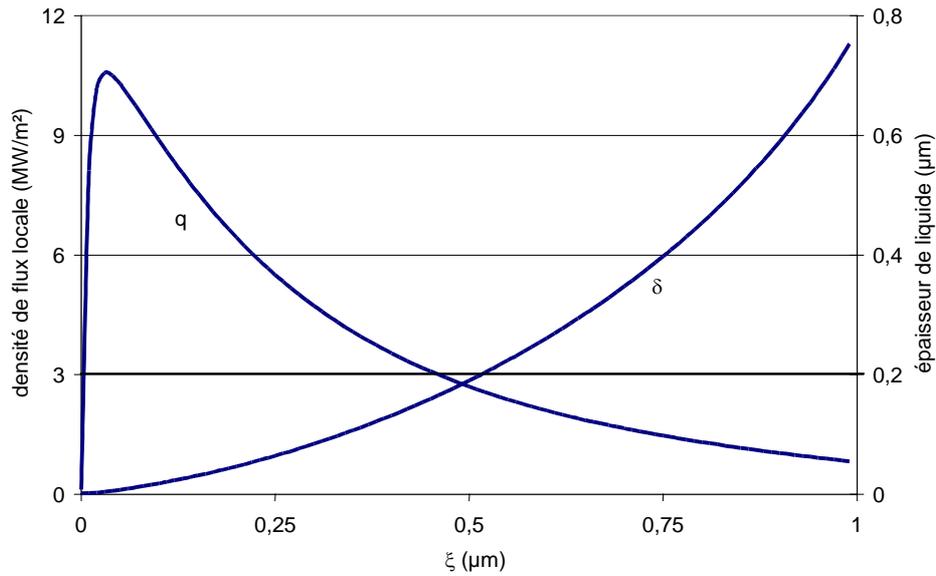
Le modèle de la microrégion permet de décrire les phénomènes hydrodynamique et thermique au voisinage du point d'accrochage du ménisque à la paroi. Les notations utilisées dans ce paragraphe sont notées sur la figure 1.34. Les calculs sont effectués dans une section transversale du diffuseur.

Le fluide utilisé est l'eau et la paroi solide est en silicium. Les valeurs des paramètres pour le cas de référence sont les suivantes :

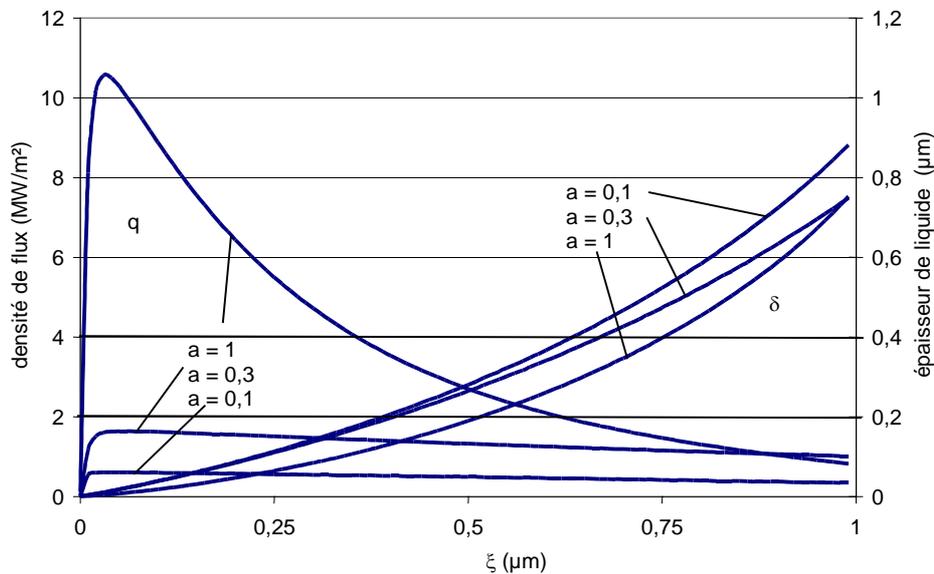
- température de saturation  $T_{sat} = 90^\circ\text{C}$
- constante de dispersion  $A' = 7,9 \cdot 10^{-21}$  J (eau/Si, *Bai et Fujita, 2002*)
- épaisseur du film adsorbé  $\delta_0 = 1,2 \cdot 10^{-9}$  m (*Park et al., 2003*)
- angle de contact  $\beta = 25^\circ$ .

Pour un coefficient d'accommodation égal à 1, on observe un pic de flux, comme représenté sur la figure 3.1. Malgré la faible surface dissipatrice de la microrégion, la figure 3.1 montre le rôle important qu'elle peut avoir dans la détermination de la limite capillaire. On constate que dans ce cas, la majeure partie du flux est dissipée sur une longueur inférieure à  $0,25 \mu\text{m}$  et l'épaisseur correspondante du liquide est elle-même inférieure à  $1 \mu\text{m}$ .

La figure 3.2 montre l'influence d'une variation du coefficient d'accommodation  $a$  sur les résultats du modèle. Alors que l'épaisseur du liquide n'est que peu affectée par une variation de  $a$  d'un facteur 10, la densité de flux dissipée dans la microrégion est fortement diminuée et la microrégion n'a plus le rôle prépondérant qu'elle a pour des valeurs de  $a$  proches de l'unité. Dans ces conditions, il n'est pas nécessaire d'utiliser un modèle spécifique de la microrégion pour déterminer les épaisseurs du liquide, en particulier pour la valeur  $a = 0,3$  retenue pour la suite de l'étude. Un modèle thermique plus simple, basé sur le calcul des épaisseurs du liquide à partir du rayon de courbure, qui prend en compte la résistance interfaciale, est suffisant.



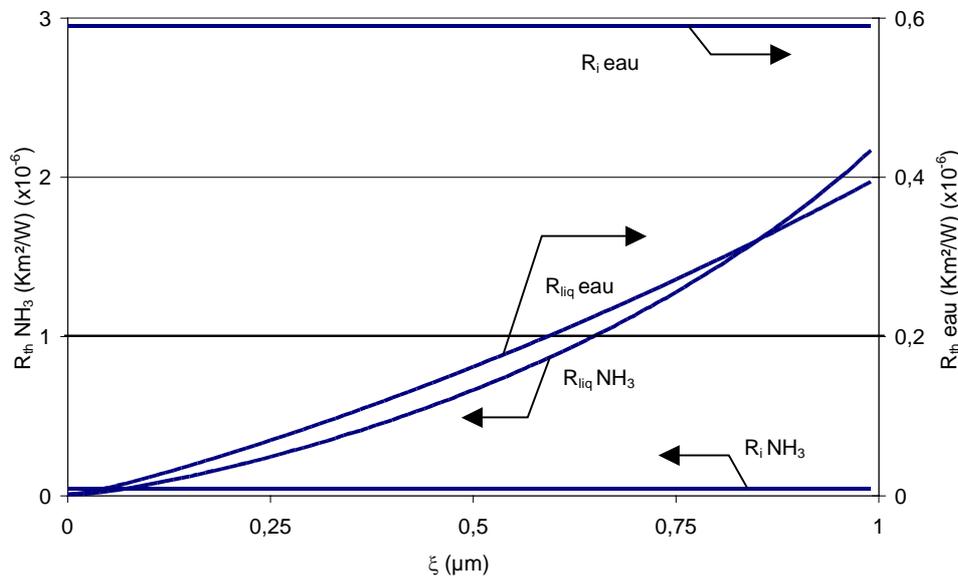
**Figure 3.1 :** Variation de la densité de flux et de l'épaisseur du liquide suivant  $\xi$  ( $a = 1$ )



**Figure 3.2 :** Variation de la densité de flux et de l'épaisseur de liquide (eau) en fonction du coefficient d'accommodation ( $a = 0,1, 0,3$  et  $1$ ).

Pour l'ammoniac, il n'en est pas de même comme le montre la figure 3.3. Une comparaison des résistances thermiques surfaciques locales, pour l'interface et le film liquide, est présentée pour l'eau et l'ammoniac. La valeur de  $a$  pour cette étude est prise égale à 0,1. Cette comparaison est intéressante car elle permet d'étudier un cas où la prise en compte du modèle de microrégion est soit indispensable, soit superflue pour le modèle global. Une même température de saturation ( $90^{\circ}\text{C}$ ) est choisie pour l'eau (0,7 bar) et l'ammoniac (48 bar). Les résistances interfaciales surfaciques locales  $R_i$  sont constantes quel que soit  $\xi$ . Les résistances surfaciques locales du film liquide  $R_{liq}$  correspondent à un volume élémentaire de liquide d'une épaisseur  $d\xi$  à l'abscisse  $\xi$ . Pour l'eau, la résistance interfaciale est prépondérante par

rapport à la résistance du film liquide. En revanche, dans le cas de l'ammoniac, c'est le phénomène inverse. Par conséquent, dans ce cas, il est essentiel de prendre en compte un modèle décrivant précisément les phénomènes physiques dans la microrégion.



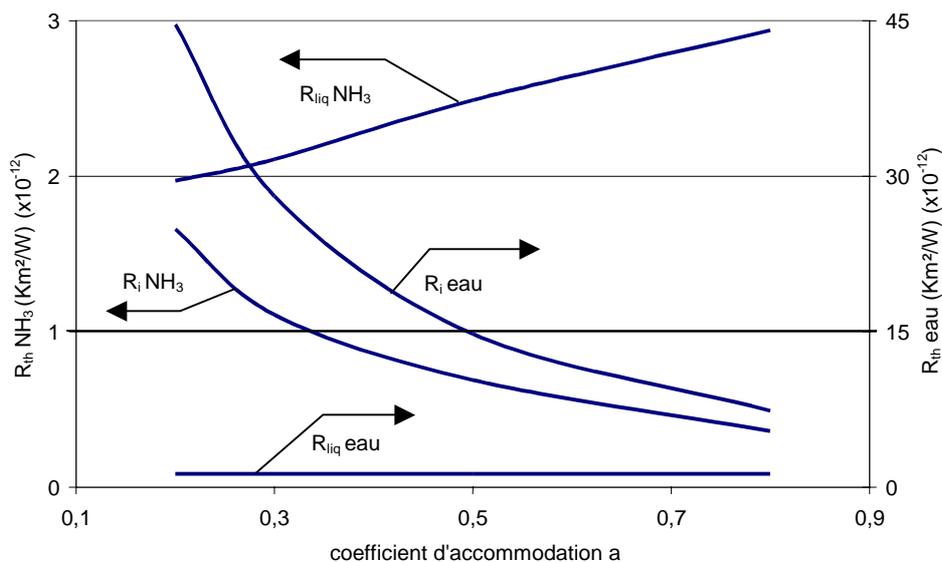
**Figure 3.3 :** Comparaison des résistances thermiques surfaciques locales dans une section transversale ( $a = 0,1$ )

La figure 3.4 représente les résistances thermiques correspondant à toute la section de liquide, du point d'accrochage jusqu'à la fin de la microrégion ( $1 \mu\text{m}$ ) en fonction de  $a$ . Cette résistance correspond à la résistance équivalente de toutes les résistances locales, de chaque volume élémentaire de liquide, mises en parallèle. Ce sont néanmoins toujours des résistances surfaciques qui sont représentées. Pour l'eau, la résistance d'interface reste prépondérante par rapport à la résistance du liquide mais, lorsque  $a$  augmente, ces deux résistances deviennent comparables. Pour l'ammoniac, on observe le phénomène inverse. Ces résultats confirment les conclusions déduites des résistances thermiques locales.

### 3.2 Etude des performances du diffuseur

La géométrie étudiée dans ce paragraphe correspond au diffuseur thermique présenté sur les figures 2.1 et 2.2, dont les dimensions sont les suivantes :

- Hauteur des rainures :  $H_r = 300 \mu\text{m}$
- Largeur des rainures :  $l_r = 90 \mu\text{m}$
- Distance entre les rainures :  $d_r = 70 \mu\text{m}$
- Hauteur du canal vapeur :  $E = 500 \mu\text{m}$



**Figure 3.4 :** Comparaison des résistances thermiques surfaciques dans une section transversale en fonction du coefficient d'accommodation  $a$

- Longueur des rainures = longueur du diffuseur :  $L = 50$  mm
- Largeur du diffuseur :  $l = 10$  mm
- Longueur de l'évaporateur :  $L_e = 10$  mm

Les autres paramètres nécessaires à la modélisation sont les suivants :

- Température de saturation :  $T_{sat} = 70^\circ C$
- Coefficient d'accommodation :  $a = 0,3$
- Inclinaison du diffuseur :  $\theta = 0^\circ$
- Inclinaison des rainures :  $\alpha = 5^\circ$
- Nombre de pas longitudinal :  $N_l = 1000$
- Nombre de pas transversal :  $N_t = 3000$
- Coefficient de frottement pour la vapeur :  $k_v = 27$
- Coefficient de frottement pour le liquide :  $k_l = 16$
- Critère pour la méthode de tir :  $\sigma r_e - r_c \sigma < 10^{-6}$  m.

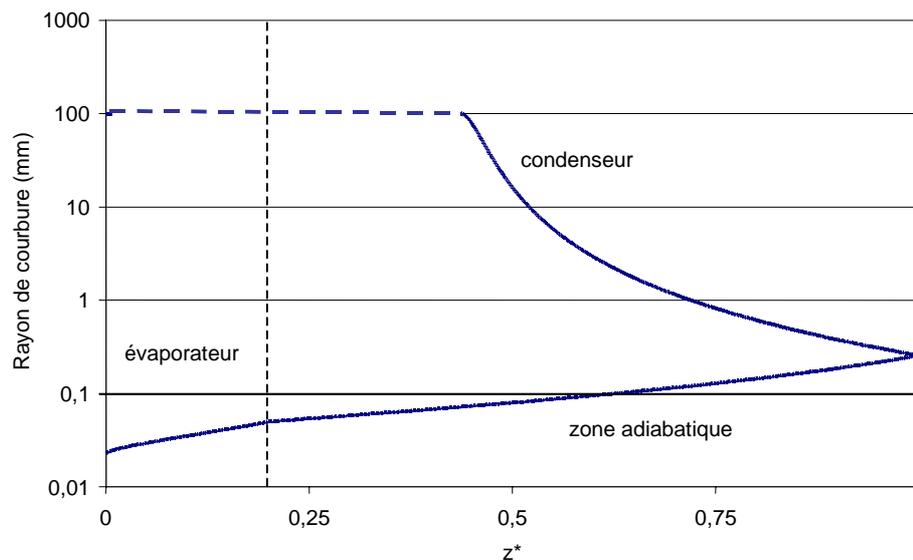
Avec ces données d'entrée, on utilise le modèle hydrodynamique pour déterminer la puissance maximale théoriquement transférable et la charge optimale du fluide. La valeur de  $a$

est choisie égale à 0,3. Cette valeur est déduite de l'étude bibliographique présentée dans le paragraphe 1.4.2.1.

### 3.2.1 Evolution des variables le long d'une rainure (suivant z)

#### 3.2.1.1 Variation des rayons de courbure

La figure 3.5 présente l'évolution du rayon de courbure du ménisque du condenseur vers l'évaporateur en fonction de la coordonnée réduite  $z^* = 2z/L$ .

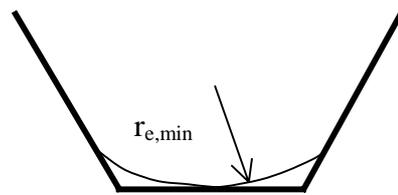


**Figure 3.5** : Rayons de courbure le long du demi-diffuseur

La fin de l'évaporateur se situe en  $z^* = 0,2$ . Le rayon de courbure au condenseur diminue du centre vers l'extrémité du diffuseur induisant ainsi la circulation du fluide dans cette direction. Un palier est observé au centre du diffuseur depuis  $z^* = 0$  jusqu'à  $z^* = 0,5$ , égal à  $r_{c,max} = 10$  cm, valeur choisie comme condition aux limites au condenseur. En effet, au condenseur, il peut y avoir engorgement des rainures, le ménisque devient alors convexe et la courbure négative. Pour éviter une divergence des calculs, le rayon de courbure maximal est fixé arbitrairement à 10 cm. La section du liquide est constante dans cette zone. Le rayon de courbure relatif à la zone adiabatique et à l'évaporateur diminue, de l'extrémité du diffuseur vers l'évaporateur. En outre, les rayons de courbure à l'évaporateur et au condenseur ont la même valeur en  $z^* = 1$ , puisque les rainures supérieures et inférieures du diffuseur s'y rejoignent, critère imposé par la méthode de tir.

La valeur du rayon de courbure à l'évaporateur en  $z^*=0$  est égale à  $23 \mu\text{m}$ . Cette valeur élevée provient du fait que le modèle calcule ce rayon minimal en considérant le ménisque tangent à la paroi inférieure de la rainure (figure 3.6). Une des évolutions prochaines du

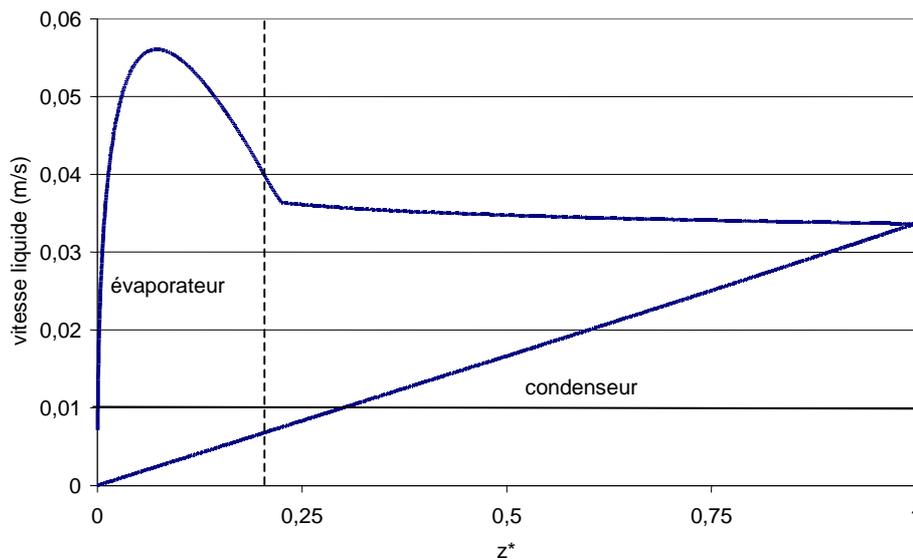
modèle sera de prendre en compte la séparation du ménisque à l'évaporateur. Cette évolution aura une faible influence pour le modèle hydrodynamique. En effet, bien que le rayon de courbure minimal et donc la pression capillaire soient plus faibles, les sections de passage du liquide seront très faibles à l'évaporateur. Ces deux effets auront tendance à s'annuler et donc auront peu d'effet sur la détermination de la limite capillaire. Par contre, du fait d'une plus faible quantité de liquide dans les rainures, la résistance thermique de l'évaporateur et donc du diffuseur est plus faible.



**Figure 3.6 :** Position du ménisque dans la rainure au début de l'évaporateur ( $z^*=0$ )

### 3.2.1.2 Variation des vitesses

La figure 3.7 met en évidence l'évolution des vitesses du liquide le long du diffuseur. Au condenseur, la vitesse croît linéairement car la condensation est uniforme. En  $z^* = 1$ , le liquide atteint la zone adiabatique où sa vitesse croît faiblement jusqu'au début de l'évaporateur ( $z^* = 0,2$ ). L'évolution "en cloche" de la vitesse à l'évaporateur est due à la diminution importante de la section de passage du liquide dans cette zone couplée à la perte de masse due à l'évaporation. Ces deux phénomènes engendrant des effets contraires, la vitesse du liquide passe par un maximum, de l'ordre de 5,5 cm/s.



**Figure 3.7 :** Vitesse absolue du liquide le long du diffuseur

Sur la figure 3.8, on représente la variation de la vitesse de la vapeur le long du diffuseur. Lors de la formation de la vapeur, la vitesse croît à l'évaporateur, puis décroît dans la zone adiabatique à cause de la condensation qui est uniforme sur toute la face inférieure du diffuseur ( $0 < z^* < 1$ ). La vitesse maximale atteinte par la vapeur est de 30 m/s.

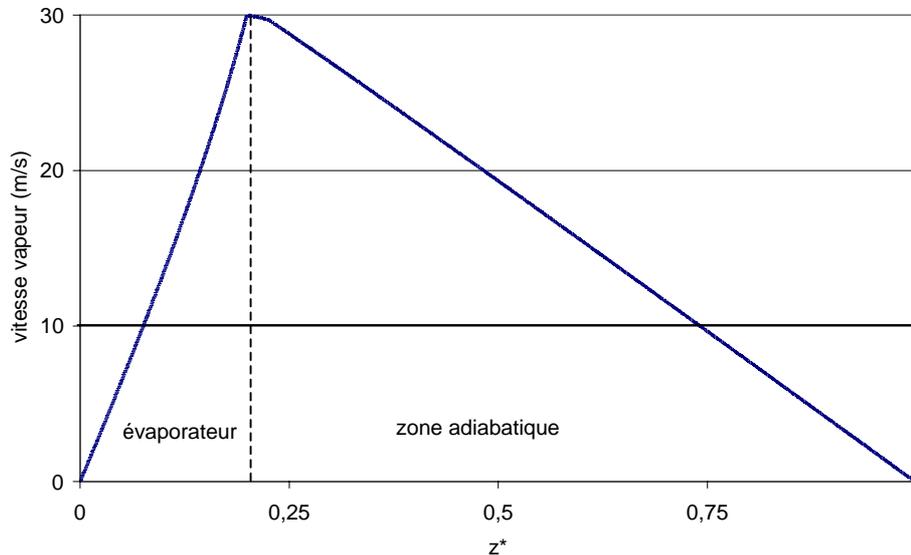


Figure 3.8 : Vitesse de la vapeur le long du diffuseur

### 3.2.1.3 Variation des pressions

Une diminution de la pression statique de la vapeur est observée de l'évaporateur vers l'extrémité du diffuseur sur la figure 3.9 puisque la vapeur s'écoule de l'évaporateur jusqu'au condenseur qui occupe toute la surface inférieure.

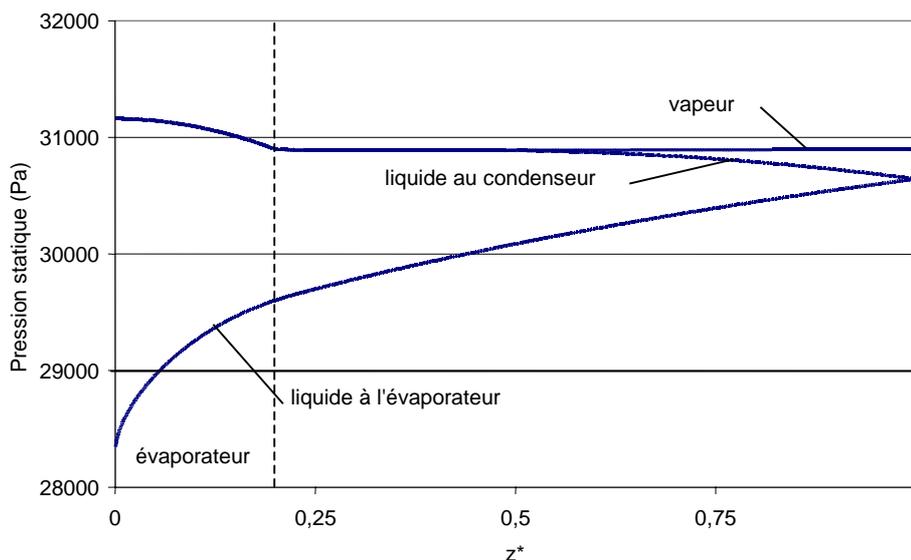
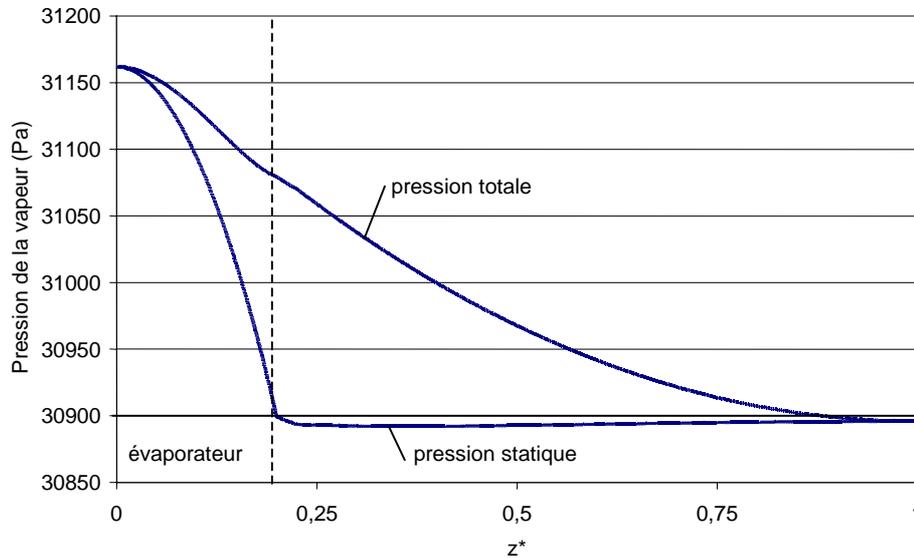


Figure 3.9 : Pression statique du liquide et de la vapeur le long du diffuseur

La variation de la pression statique de la vapeur sous l'évaporateur est due à la forte variation de la pression dynamique dans cette zone, liée au profil des vitesses (figure 3.8). La

somme de la pression dynamique et de la pression statique représente la pression totale (figure 3.10). Celle-ci décroît de manière uniforme le long du diffuseur en raison des pertes de charge. Pour la vapeur, les pertes de charge, de l'ordre de 250 Pa, sont faibles.



**Figure 3.10** : Pression totale et statique de la vapeur le long du diffuseur

En ce qui concerne le liquide au condenseur, le même phénomène est observé car la pression du liquide est liée à celle de la vapeur par l'équation de Laplace-Young. Comme le rayon de courbure du ménisque liquide au condenseur a une valeur très grande, les deux pressions sont quasiment égales et la pression capillaire est très faible.

### 3.2.1.4 Evolution de la longueur mouillée

La longueur mouillée  $l_m$  correspond à la longueur de la paroi, mouillée par le liquide dans une section de la rainure, sur la partie inclinée (figure 3.11). Cette longueur, faible au début de l'évaporateur, augmente tant que le ménisque n'a pas atteint les coins supérieurs de la rainure (figure 3.12). La valeur maximale de la longueur mouillée, égale à  $H_r / \cos\alpha$  correspond à la longueur de la paroi latérale de la rainure de l'ordre de 300  $\mu\text{m}$ .

### 3.2.2 Evolution des variables dans une section transversale (suivant $\xi$ )

Le modèle calcule la résistance thermique à partir des épaisseurs du liquide dans une section transversale comme il a été expliqué dans le paragraphe 2.2. Les notations correspondantes sont notées sur la figure 3.11. Les courbes présentées dans ce paragraphe sont fonction de la variable  $\xi^*$ , qui est une variable adimensionnelle  $\xi^* = \xi / \xi_{max}$ . La normale au ménisque passant par le coin inférieur de la rainure coupe le ménisque à l'abscisse  $\xi_{max}$  (figure 3.11). Au-delà de cette valeur, le liquide est assimilé à un bloc qui n'est plus discrétisé.

Les variables de sortie du modèle hydrodynamique (limite capillaire  $Q_{max}$  et rayons de courbure le long du diffuseur) sont des variables d'entrée du modèle thermique. Les simulations présentées dans la suite de ce chapitre sont effectuées pour la limite capillaire et avec une masse de fluide égale à la masse optimale, sauf spécification particulière.

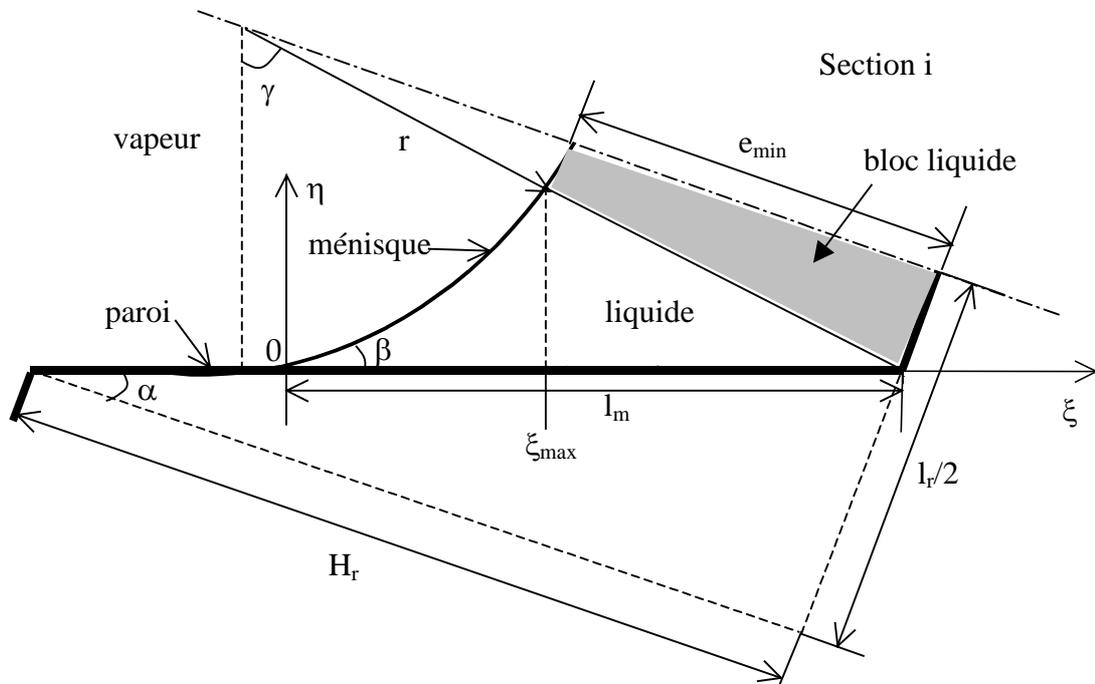


Figure 3.11 : Schéma d'une demi-rainure du diffuseur

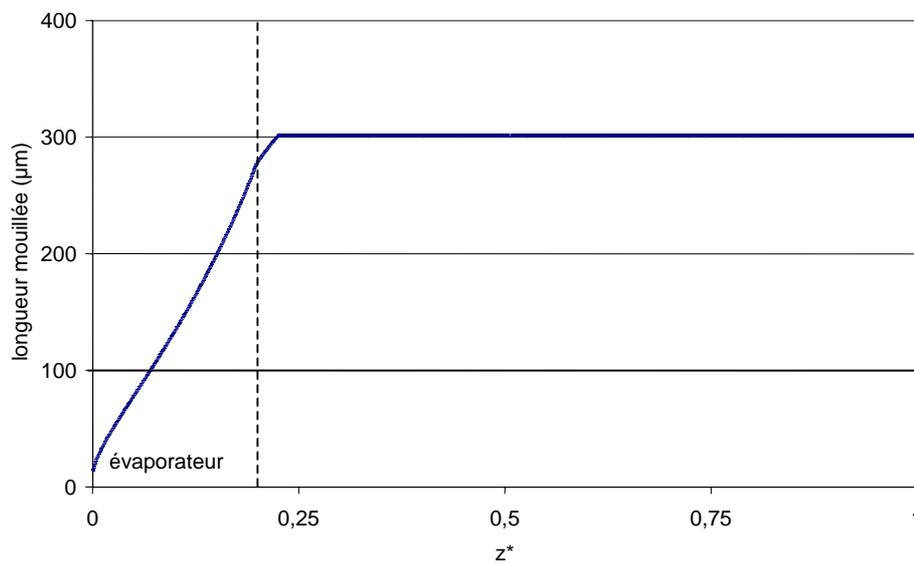
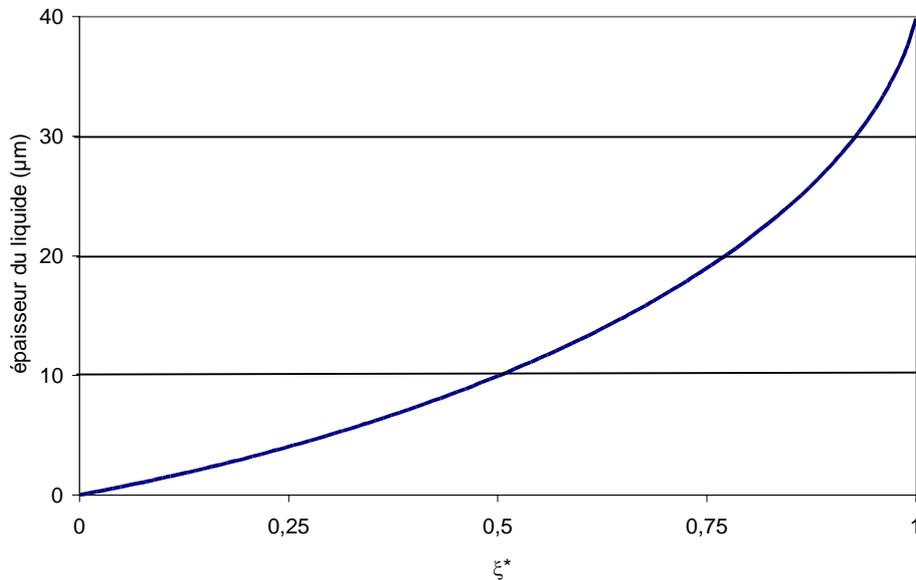


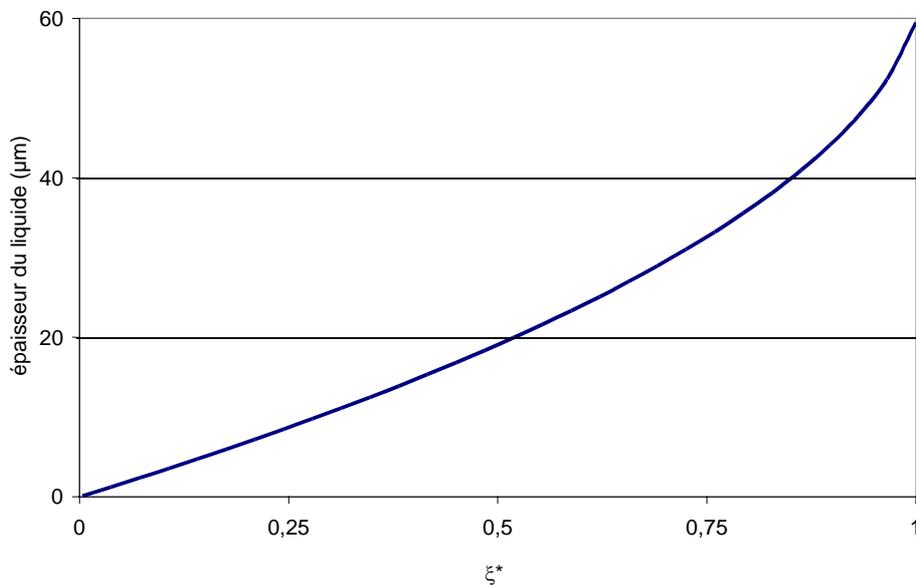
Figure 3.12 : Variation de la longueur mouillée le long de la paroi supérieure du diffuseur

### 3.2.2.1 Evolution de l'épaisseur du liquide

Les figures 3.13 et 3.14 montrent l'évolution de l'épaisseur du liquide dans une section transversale, en fin d'évaporateur ( $z^* = 0,2$ ) et en fin de condenseur ( $z^* = 1$ ) en fonction de  $\xi^*$ .



**Figure 3.13** : Evolution de l'épaisseur du liquide dans une section transversale à la fin de l'évaporateur ( $z^* = 0,2$ )



**Figure 3.14** : Evolution de l'épaisseur du liquide dans une section transversale à la fin du condenseur ( $z^* = 1$ )

Sur la figure 3.12, la longueur mouillée correspondant à la fin de l'évaporateur ( $z^*=0,2$ ) est égale à 280  $\mu\text{m}$ .  $\xi_{max}$ , correspondant à  $\xi^* = 1$ , vaut alors 28  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur du liquide correspondante est égale à 40  $\mu\text{m}$ . Dans cette section, le ménisque n'a pas encore atteint le

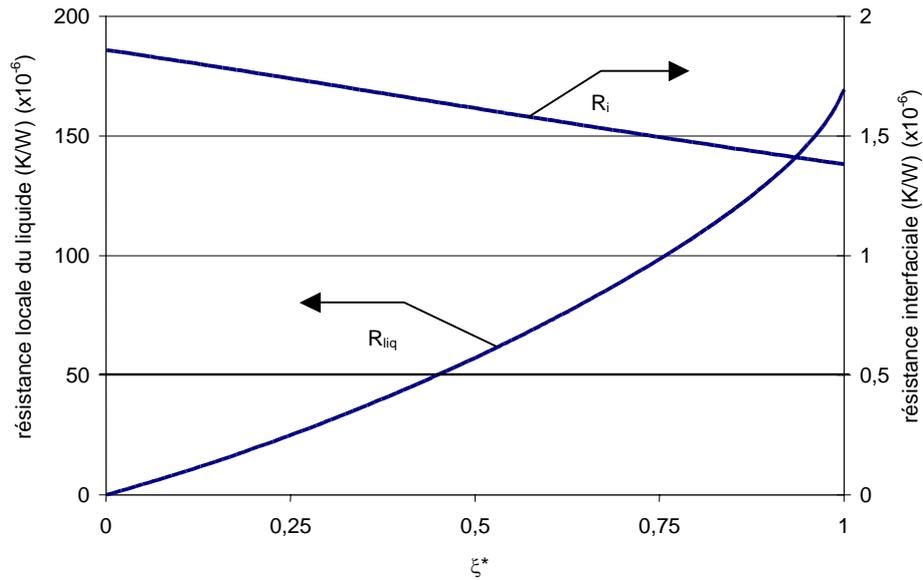
haut de la rainure et l'angle d'accrochage est toujours égal à l'angle de contact. Par contre, au condenseur, la rainure est remplie de liquide. La longueur mouillée atteint alors sa valeur maximale d'environ 300  $\mu\text{m}$ . L'angle d'accrochage est très important (quasiment  $90^\circ$ ).  $\xi_{max}$ , qui sert au calcul de la résistance thermique est alors faible, il vaut 9  $\mu\text{m}$  et le film liquide est presque totalement assimilé à un bloc de liquide. Ces valeurs sont dues au fait que le rayon de courbure est limité à 10 cm. Avec une courbure nulle, la résistance thermique est celle du bloc liquide seulement.

### 3.2.2.2 Evolution de la résistance thermique

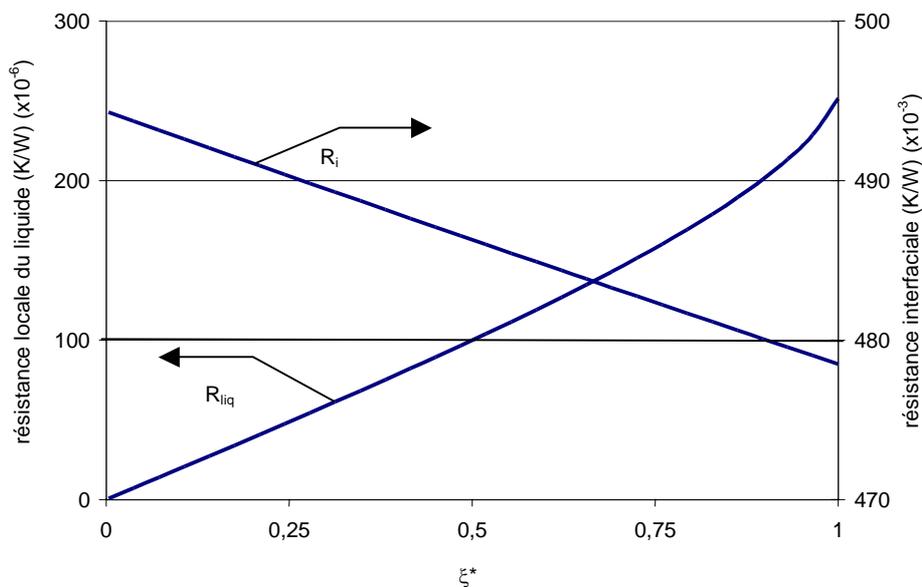
Les figures 3.15 et 3.16 montrent l'évolution des résistances thermiques locales pour l'interface et pour le liquide dans une section en fin d'évaporateur ( $z^*=0,2$ ) et en fin de condenseur ( $z^*=1$ ) en fonction de  $\xi^*$ . La résistance d'interface surfacique est constante (figure 3.3), mais sur cette figure, sont représentées les résistances thermiques. Il faut donc inclure la largeur  $d\xi_l$  (figure 2.6) dans le calcul des résistances thermiques. Or, comme cette largeur varie le long du ménisque et dépend de l'angle  $\gamma$  (angle entre une normale à l'axe  $\xi$  et la normale au ménisque liquide correspondant au  $\xi$  considéré) (figure 3.11), les résistances d'interface ne sont plus constantes. La résistance d'interface est négligeable par rapport à la résistance thermique du liquide. Ceci est dû au fait que, contrairement à ce qui se passe dans la microrégion, les épaisseurs de liquide sont ici très élevées (figures 3.13 et 3.14). La résistance du liquide suit le même profil que l'épaisseur du liquide, puisque la résistance d'interface a une moindre importance.

## 3.3 Etude paramétrique

Toutes les variations sont données pour le cas de référence décrit au paragraphe 3.2 en gardant fixes toutes les grandeurs sauf la variable étudiée. Le modèle hydrodynamique détermine la limite capillaire  $Q_{max}$  et la masse optimale  $m$ . Le modèle thermique utilise ces données pour calculer la résistance thermique du diffuseur et l'écart de températures entre les parois du condenseur et de l'évaporateur. La résistance thermique totale, utilisée dans la suite de ce chapitre, est la somme des résistances à l'évaporateur et au condenseur, dont le calcul est décrit dans le paragraphe 2.2.



**Figure 3.15** : Evolution de la résistance thermique dans une section transversale de l'évaporateur ( $z^* = 0,2$ )



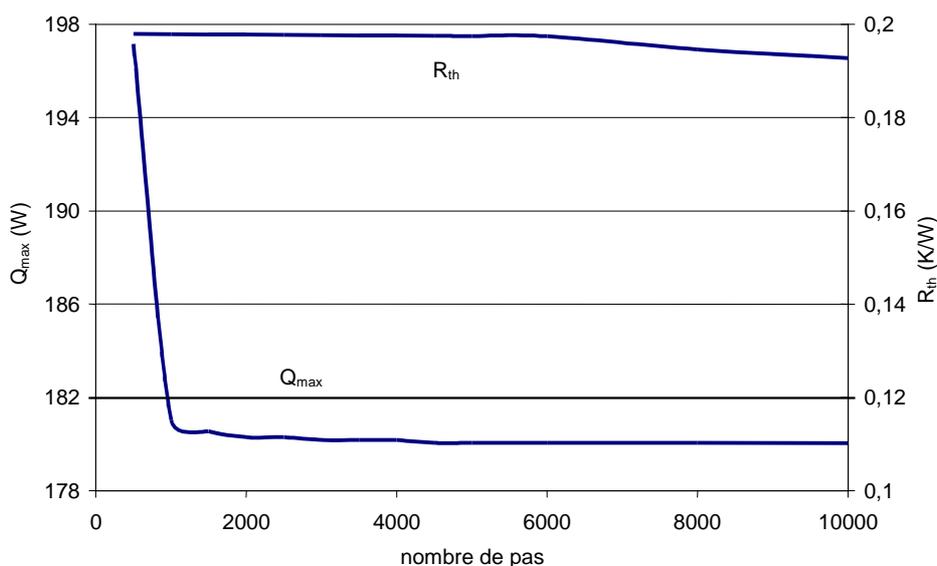
**Figure 3.16** : Evolution de la résistance thermique dans une section transversale du condenseur ( $z^* = 1$ )

### 3.3.1 Influence des paramètres du code de calcul

L'étude suivante porte sur les paramètres du code de calcul qu'il convient d'optimiser. En effet, ceux-ci ne doivent avoir aucune influence sur les résultats. Néanmoins, un choix judicieux de leur valeur respective apparaît primordial pour assurer la validité des résultats numériques obtenus.

### 3.3.1.1 Influence du pas de discrétisation longitudinal

La discrétisation optimale de la méthode de Runge-Kutta est obtenue en représentant l'évolution de la puissance maximale et de la résistance thermique du diffuseur en fonction du nombre de pas. La figure 3.17 montre que la convergence est obtenue pour un nombre de pas égal à 3000. La variation de la limite capillaire montre que la convergence est obtenue pour un nombre de pas supérieur ou égal à 3000. Cependant, la variation de la résistance thermique du diffuseur montre que, pour un nombre de pas supérieur à 6000, l'approximation de certaines variables engendre des erreurs qui se propagent durant le calcul. En effet, lorsque les variables sont déclarées en virgule flottante, le programme est amené à effectuer des troncatures lors de certains calculs, notamment exponentiel ou logarithmique. Or, la résistance thermique est calculée à l'aide d'un logarithme. La variation de la résistance thermique montre que la convergence est obtenue pour un nombre de pas inférieur ou égal à 3000. On choisit un nombre de pas égal à 3000.

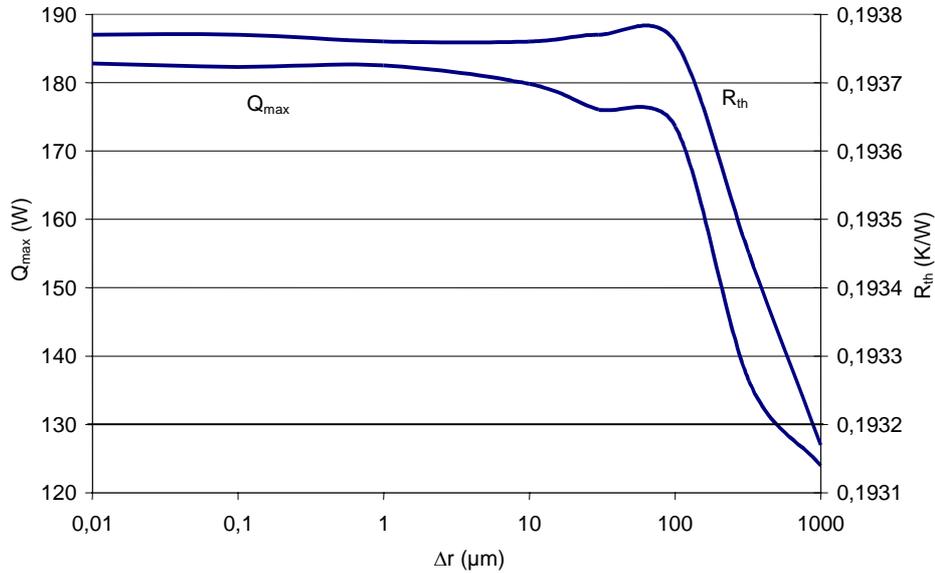


**Figure 3.17** : Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction du nombre de pas de discrétisation longitudinal

### 3.3.1.2 Influence de la condition de sortie de la méthode de tir

La condition aux limites de la méthode de tir impose que les rayons de courbure des ménisques du liquide, côté évaporateur  $r_e$  et côté condenseur  $r_c$  soient égaux à l'extrémité du diffuseur ( $z^* = 1$ ). Pratiquement, il suffira que la différence de ces grandeurs soit négligeable, c'est-à-dire inférieure à une valeur jugée suffisamment faible. En faisant varier cette différence, on constate sur la figure 3.18 que les résultats sont indépendants de cette condition pour  $\Delta r = \sigma r_e - r_c \sigma < 1 \mu\text{m}$ . Il apparaît judicieux de choisir cette valeur de  $1 \mu\text{m}$ , cette valeur

étant la plus grande valeur qui n'affecte pas les résultats (afin de ne pas trop augmenter les temps de calcul).



**Figure 3.18** : Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de la condition de sortie de la méthode de tir

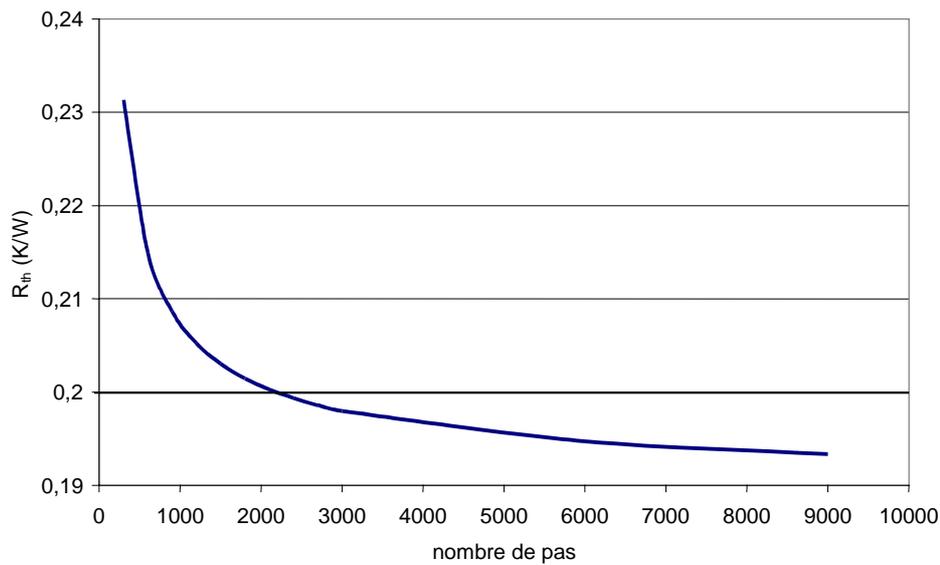
### 3.3.1.3 Influence du pas de discrétisation transversal

La figure 3.19 montre l'évolution de la résistance thermique du diffuseur en fonction du nombre de pas de discrétisation selon la variable  $\xi$  dans une section transversale. Un nombre de pas supérieur à 3000 engendre des temps de calcul importants. Pour un nombre de pas égal à 3000, l'erreur commise sur la résistance thermique est de l'ordre de 3 % par rapport à la résistance thermique obtenue pour un nombre de pas égal à 9000. On choisit un nombre de pas égal à 3000.

En conclusion, l'ensemble des simulations est effectué en adoptant un nombre de pas en  $z$  et en  $\xi$  de 3000 et une différence limite  $\sigma_e - r_c \sigma$  égale à 1  $\mu\text{m}$ , de façon à garantir des résultats précis sans augmenter les temps de calculs.

### 3.3.2 Influence des paramètres géométriques

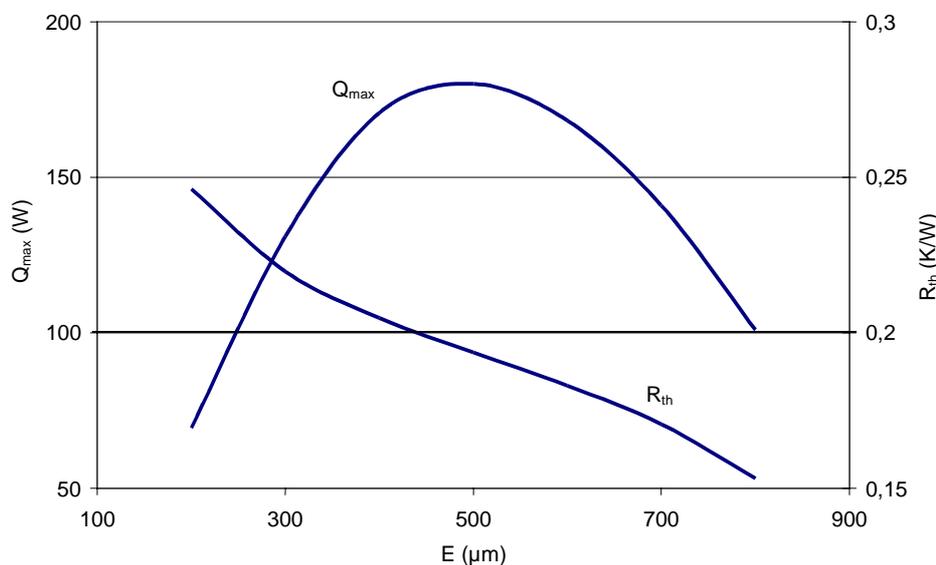
Les performances du diffuseur sont dépendantes de ses caractéristiques géométriques. Une étude paramétrique est nécessaire pour mettre en évidence l'influence de ces paramètres sur le fonctionnement du diffuseur. L'étude est effectuée pour une largeur et une hauteur totale du diffuseur constantes.



**Figure 3.19 :** Evolution de la résistance thermique en fonction du nombre de pas de discrétisation transversal

### 3.3.2.1 Influence de la hauteur du canal vapeur et de la hauteur des rainures

Cette étude est effectuée à hauteur totale du diffuseur constante ; la relation, qui lie l'espace interne et la hauteur des rainures, est la suivante :  $2H_r + E = 1,1 \text{ mm}$ . La figure 3.20 montre que l'on obtient un optimum pour le flux thermique ( $Q_{max} = 180 \text{ W}$ ) pour  $E = 500 \mu\text{m}$  et  $H_r = 300 \mu\text{m}$ .



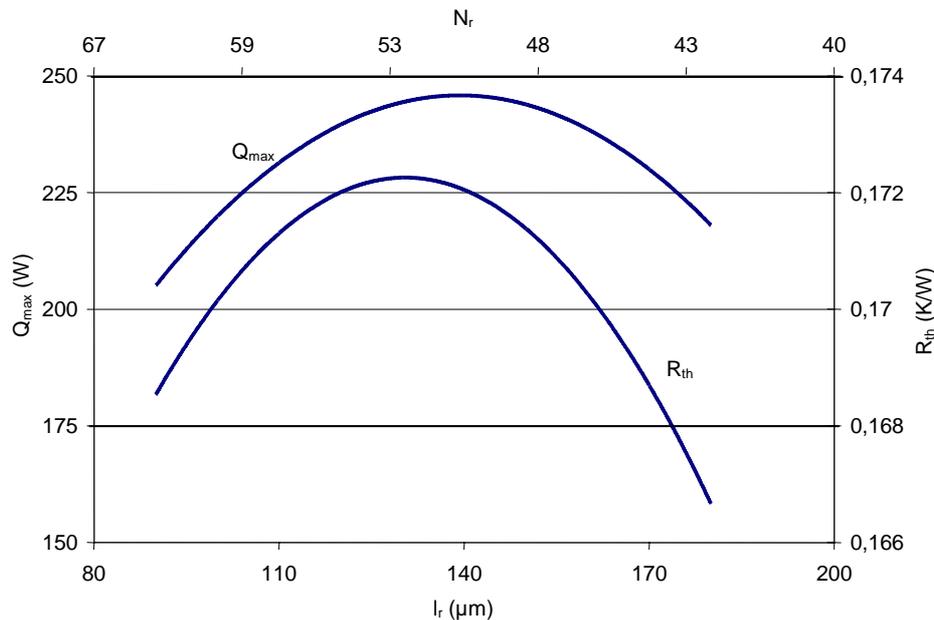
**Figure 3.20 :** Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de la hauteur du canal vapeur et de la hauteur des rainures

En effet, l'augmentation de la hauteur du canal vapeur réduit la vitesse de la vapeur. Par conséquent, les pertes de charge dans la vapeur diminuent ainsi que le frottement interfacial,

ce qui augmente la limite capillaire. A l'inverse, la diminution de la hauteur des rainures (valeur de  $E$  élevée) réduit la section de passage du liquide, donc le débit de liquide dans le diffuseur. Cette diminution du débit a pour effet direct une diminution du flux maximal transférable. Ces deux évolutions contraires donnent une courbe de variation de la limite capillaire qui comporte un maximum. Ce maximum est égal à 180 W et correspond à une masse optimale de 106,3 mg. La résistance thermique décroît lorsque  $E$  augmente et  $H_r$  diminue. L'épaisseur du liquide que le flux doit traverser est plus faible ainsi que la résistance thermique. Du point de vue de la résistance thermique, il est donc plus intéressant d'avoir des rainures peu profondes.

### 3.3.2.2 Influence du nombre de rainures et de la largeur des rainures

La distance entre deux rainures,  $d_r$ , est généralement fixée par des contraintes technologiques. Il est alors intéressant de chercher un optimum entre le nombre de rainures  $N_r$  et leur largeur  $l_r$ . Les figures 3.21, 3.22 et 3.23 montrent l'évolution de la limite capillaire,  $Q_{max}$  et de la résistance thermique du diffuseur,  $R_{th}$  en fonction du nombre de rainures et de la largeur des rainures pour trois valeurs de  $d_r$  différentes.



**Figure 3.21 :** Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction du nombre de rainures et de la largeur des rainures pour  $d_r=50 \mu\text{m}$

Dans cette étude, on fixe la distance entre deux rainures et on cherche un optimum qui vérifie la relation suivante :  $(d_r + l_r)N_r = 10 \text{ mm}$ . Toutes les courbes présentées sur ces trois figures présentent un maximum dû aux effets contraires engendrés par deux phénomènes. Pour le calcul de la limite capillaire, lorsque  $l_r$  diminue, la section de passage du liquide

diminue également, les pertes de charge augmentent, ce qui diminue le flux transférable. Par ailleurs, lorsque  $l_r$  diminue, le nombre de rainures croît, ce qui augmente d'autant la limite capillaire. De plus, la diminution de la largeur de la rainure entraîne une diminution du rayon de courbure minimal et de la pression capillaire à l'évaporateur. La limite capillaire a alors tendance à augmenter. Dans les trois cas, on obtient une limite capillaire maximale comprise entre 225 et 245 W, pour une largeur de rainure  $l_r$  comprise entre 140 et 150  $\mu\text{m}$ .

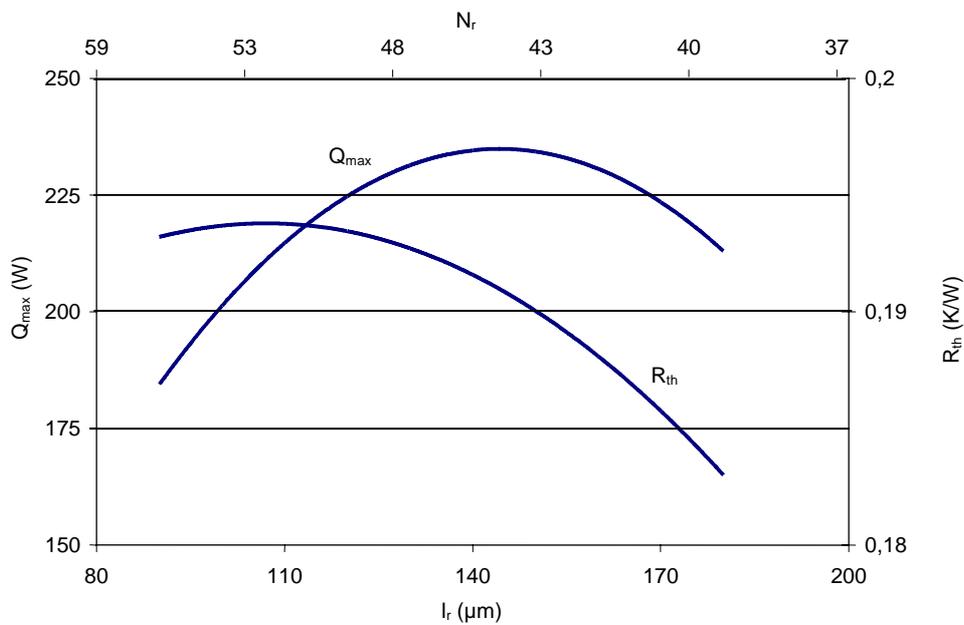


Figure 3.22 : Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction du nombre de rainures et de la largeur des rainures pour  $d_r=70 \mu\text{m}$

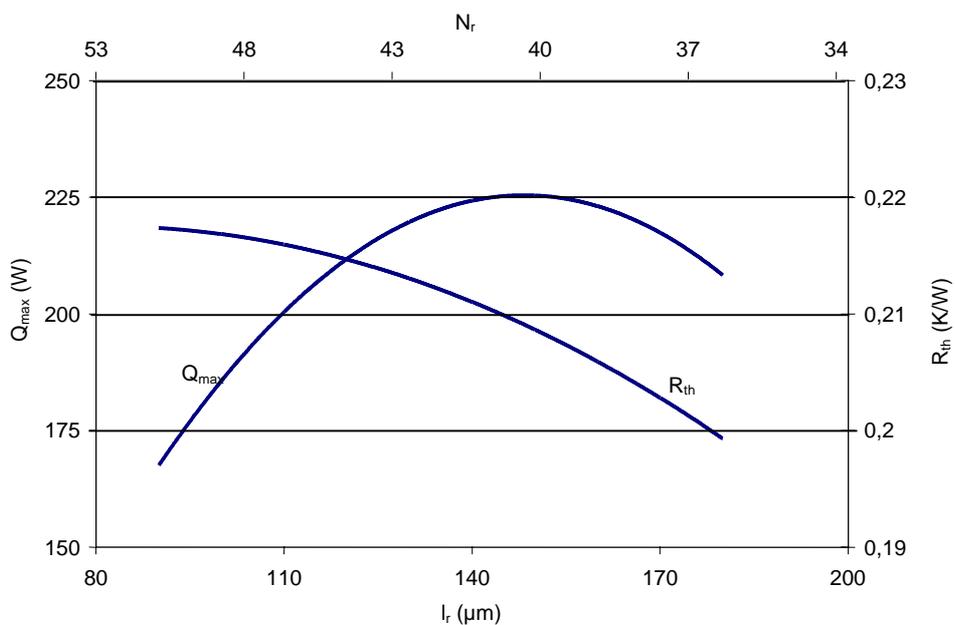


Figure 3.23 : Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction du nombre de rainures et de la largeur des rainures pour  $d_r=90 \mu\text{m}$

En ce qui concerne la résistance thermique, lorsque  $l_r$  diminue, la quantité de fluide dans chaque rainure diminue également. De plus, le nombre de rainures augmente et le nombre de zones d'accrochage du ménisque à la paroi également. Or, dans ces zones, les épaisseurs de liquide sont faibles, la résistance thermique tend donc à diminuer. Par contre, la diminution de la largeur des rainures entraîne une diminution de la surface d'échange liquide/vapeur, ce qui tend à augmenter la résistance thermique.

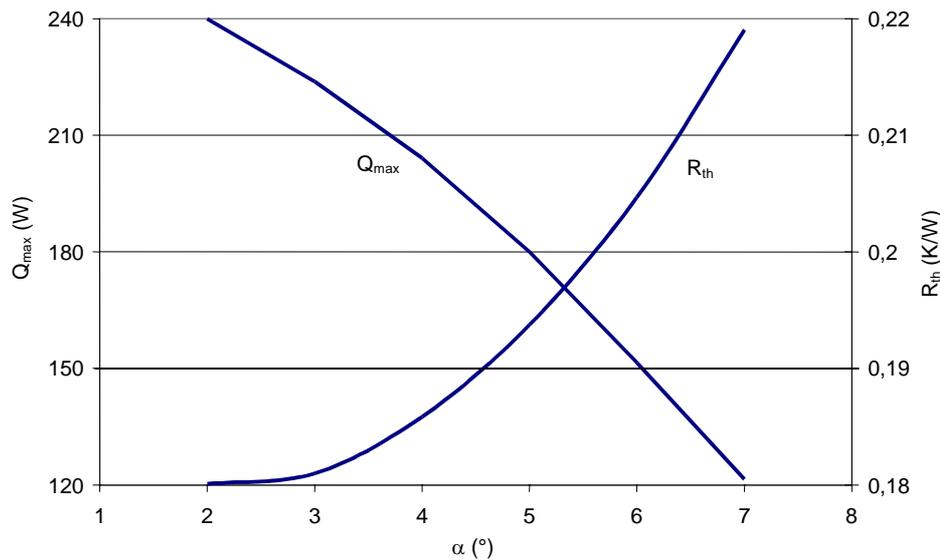
Trouver un optimum pour la limite capillaire et pour la résistance thermique n'est pas toujours possible. Dans le cas d'une distance entre rainures égale à  $50 \mu\text{m}$ , l'optimum pour la limite capillaire correspond quasiment au maximum pour la résistance thermique. En pratique, le choix de la géométrie dépend de l'utilisation du diffuseur thermique diphasique. Si la limite capillaire est supérieure au flux imposé, on peut choisir la géométrie qui conduit à une faible résistance thermique, donc un faible écart de températures. Cependant, on peut noter que, pour une même variation de la largeur des rainures, la variation relative de la limite capillaire est 3 à 5 fois plus importante que celle de la résistance thermique. Si la résistance thermique est acceptable pour l'application, on choisit la géométrie qui conduit à l'optimum pour la limite capillaire.

### **3.3.2.3 Influence de l'angle d'inclinaison des rainures**

L'évolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de l'angle d'inclinaison des parois des rainures est représentée sur la figure 3.24. La variation de l'angle d'inclinaison des rainures est effectuée pour  $l_r$  et  $d_r$  constants. Le fond de la rainure a alors une largeur variable. La figure 3.24 montre que, pour des rainures proches d'une section rectangulaire ( $\alpha \neq 0$ ), la limite capillaire et la résistance thermique ont des valeurs optimales.

Lorsque l'angle d'inclinaison des rainures diminue, la section de passage du liquide augmente, ce qui augmente le débit du liquide et le flux thermique. De plus, la surface d'échange liquide/paroi augmente, ce qui tend à diminuer la résistance thermique. Ainsi, pour ce paramètre, l'optimum pour la limite capillaire correspond à celui pour la résistance thermique. Pour d'autres paramètres, comme la largeur des rainures, ce n'est pas toujours le cas. L'utilisateur est alors obligé de privilégier, soit la limite capillaire, soit la résistance thermique.

Cette étude paramétrique montre les possibilités d'optimisation géométrique du diffuseur. Il apparaît que certaines valeurs des paramètres permettent d'obtenir un flux ou une résistance thermique optimaux.



**Figure 3.24** : Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de l'angle d'inclinaison  $\alpha$  des rainures

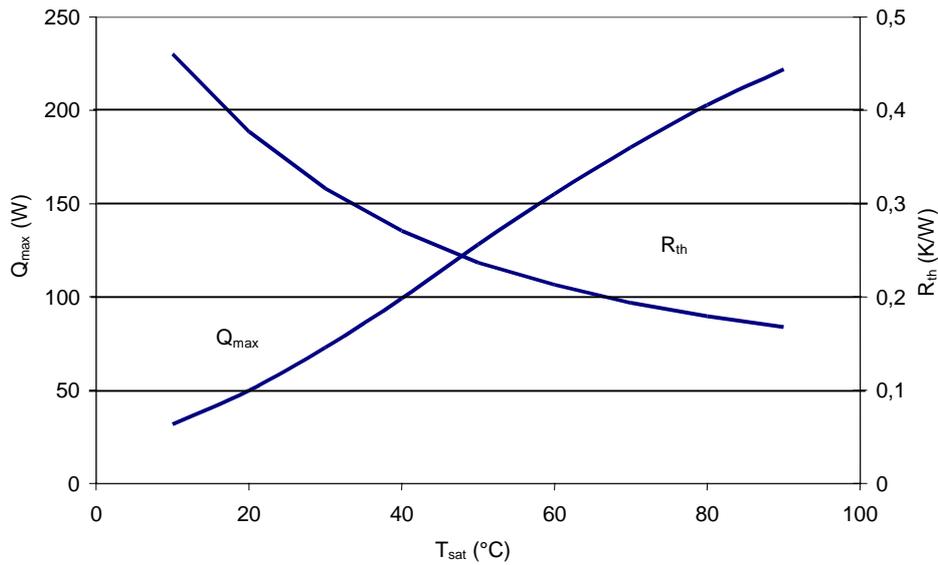
### 3.3.3 Influence des paramètres physiques

#### 3.3.3.1 Influence de la température de saturation

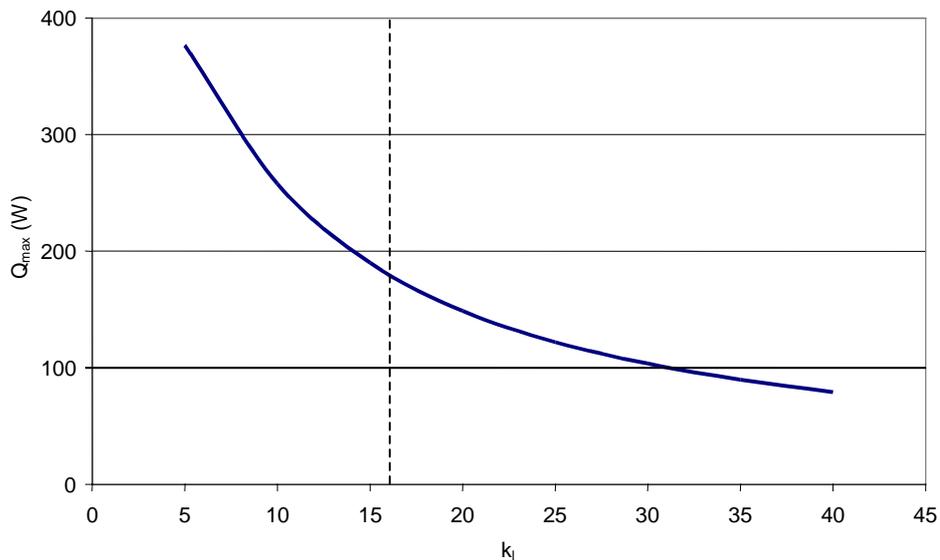
La température de saturation dépend des conditions aux limites imposées : d'une part, flux à l'évaporateur, d'autre part, débit et température de la source froide au condenseur. Pour un flux imposé, on peut faire varier la température de saturation par les conditions imposées à la source froide. Lorsque la température de saturation croît, la limite capillaire augmente et la résistance thermique diminue (figure 3.25). Ce phénomène est dû principalement à des viscosités plus faibles et des conductivités thermiques plus élevées à haute température, ce qui diminue les chutes de pression et les résistances thermiques dans le liquide.

#### 3.3.3.2 Influence des coefficients de frottement pariétaux

La limite capillaire, représentée sur la figure 3.26 en fonction du coefficient de frottement relatif au liquide, diminue avec une augmentation des contraintes pariétales. La chute de pression engendrée par l'augmentation du coefficient de frottement entraîne une diminution du débit du liquide. Pour une variation de  $k_l$  entre 5 et 40, le flux maximal transférable est divisé par un facteur 4. Ce coefficient apparaît donc comme un paramètre important. Il est nécessaire de l'évaluer de façon rigoureuse pour obtenir une estimation du flux dissipé la plus juste possible. La valeur choisie dans ce modèle est égale à 16.

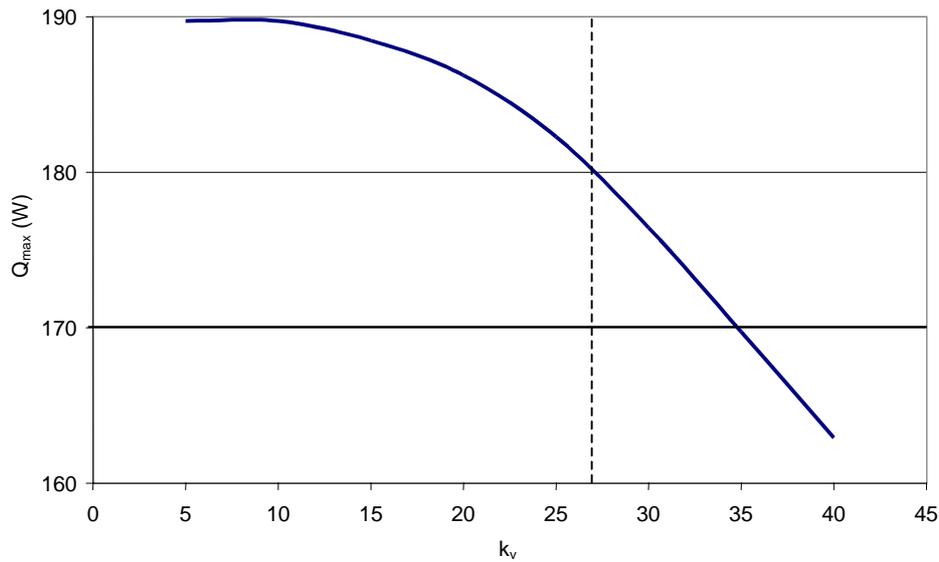


**Figure 3.25 :** Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de la température de saturation



**Figure 3.26 :** Evolution de la limite capillaire en fonction du coefficient de frottement du liquide

Des conclusions similaires peuvent être faites en ce qui concerne l'évolution de la limite capillaire en fonction du coefficient de frottement de la vapeur  $k_v$ , (figure 3.27). Toutefois la variation de la limite capillaire est moins importante puisque la chute de pression en phase vapeur est faible. Pour une même variation du coefficient de frottement, il en résulte une variation de 15 % pour  $k_v$  contre 80 % pour  $k_l$ . Pour la valeur utilisée dans ce modèle, égale à 27, la limite capillaire est proche de sa valeur optimale (5 % d'écart).

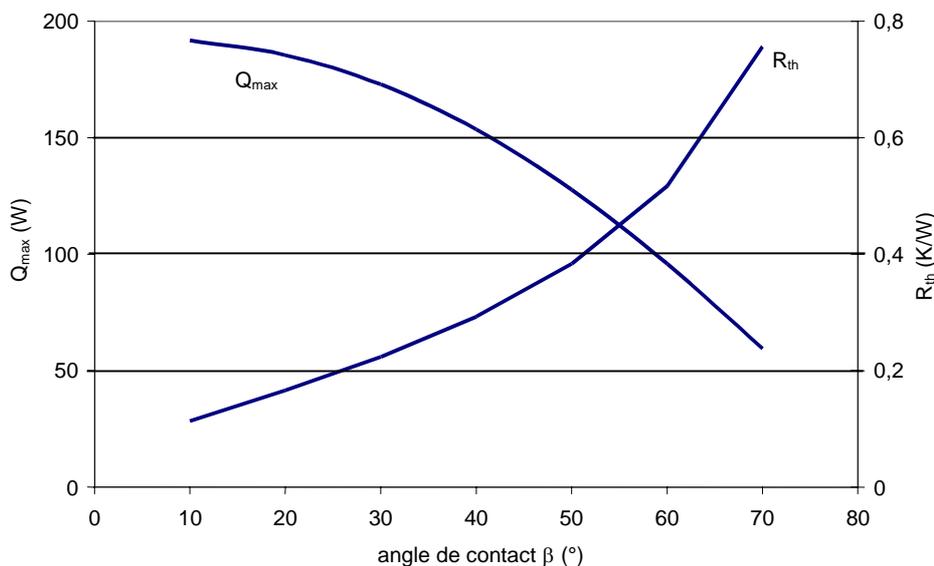


**Figure 3.27 :** Evolution de la limite capillaire en fonction du coefficient de frottement de la vapeur

La résistance thermique est peu affectée par la même variation des contraintes pariétales ( $k_l$  ou  $k_v$ ), entre 5 et 40. Cette variation entraîne une variation de l'ordre de 3 % sur la valeur de la résistance thermique.

### 3.3.3.3 Influence de l'angle de contact

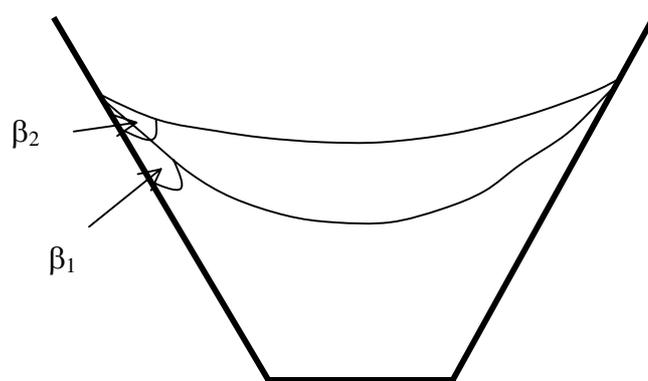
La figure 3.28 montre l'évolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de l'angle de contact.



**Figure 3.28 :** Evolution de la limite capillaire et de la résistance thermique en fonction de l'angle de contact  $\beta$

L'étude met en évidence que, pour un angle de contact faible, donc pour un liquide mouillant, les performances du diffuseur thermique diphasique sont optimales. La limite capillaire est trois fois plus faible et la résistance thermique sept fois plus forte pour un angle de contact variant de 10° à 70°. Parmi tous les paramètres étudiés, c'est celui qui a le plus d'influence. Il est donc primordial de connaître avec précision sa valeur pour évaluer correctement les performances du diffuseur. Malgré de nombreuses études sur le sujet, il reste encore mal connu. Sa valeur dépend de l'état de surface de la paroi et du type de fluide utilisé. Pour cette étude, l'angle de 25° choisi permet d'obtenir des résultats proches des performances optimales obtenues pour un angle de 10° (5 % pour la limite capillaire, 40 % pour la résistance thermique).

Un angle de contact plus faible implique des épaisseurs de liquide plus faibles le long de la paroi inclinée de la rainure. La résistance thermique dans le liquide est donc également plus faible. Une diminution de l'angle de contact, de  $\beta_1$  à  $\beta_2$ , implique, à point d'accrochage fixe, un rayon de courbure plus faible (figure 3.29), notamment du rayon de courbure minimal à l'évaporateur. La différence de pression capillaire entre le condenseur et l'évaporateur est alors plus importante, ainsi que le flux maximal transférable.

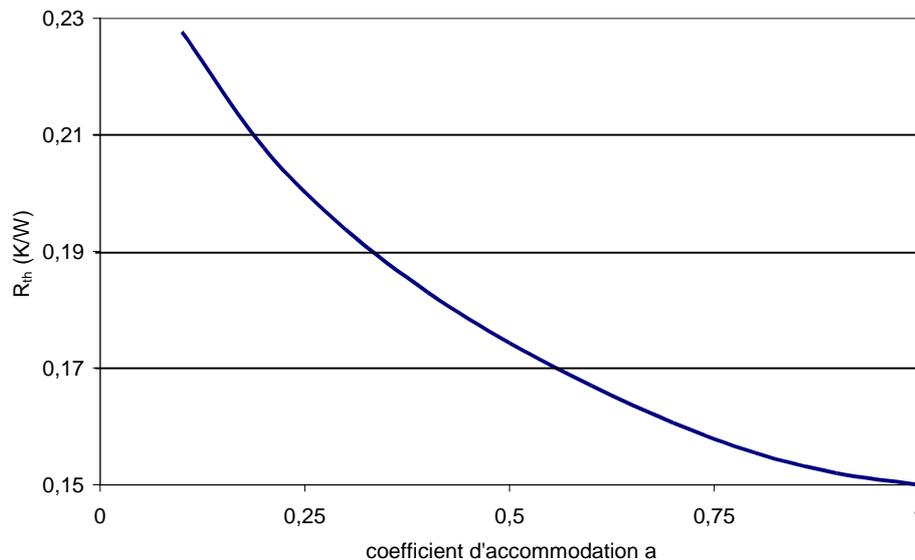


**Figure 3.29** :Variation de l'angle de contact à rayon de courbure constant

#### 3.3.3.4 Influence du coefficient d'accommodation

Le coefficient d'accommodation est un paramètre mal connu. Si plusieurs auteurs le considèrent comme égal à 1, d'autres l'estiment plus proche de 0. Une étude bibliographique présentée dans le premier chapitre a permis de fixer ce coefficient pour cette étude numérique à une valeur de 0,3. La figure 3.30 montre l'évolution de la résistance thermique en fonction du coefficient d'accommodation  $a$ . Pour une variation de  $a$  entre 0,1 et 1, on observe une diminution de la résistance thermique de 33 %. Le coefficient d'accommodation intervient dans le calcul de la résistance d'interface. Or, plus le coefficient d'accommodation est élevé,

plus la résistance d'interface est faible, d'où une diminution de la résistance thermique totale lorsque  $a$  se rapproche de l'unité. La faible variation s'explique par le fait que la résistance d'interface, même pour des valeurs de  $a$  proche de 0, est quasiment négligeable par rapport à la résistance dans le film liquide (voir paragraphe 3.2.2.2). Le coefficient d'accommodation dépend essentiellement du type de fluide utilisé. Afin d'augmenter sa valeur, il faudrait changer de fluide.



**Figure 3.30 :** Evolution de la résistance thermique du diffuseur en fonction du coefficient d'accommodation  $a$

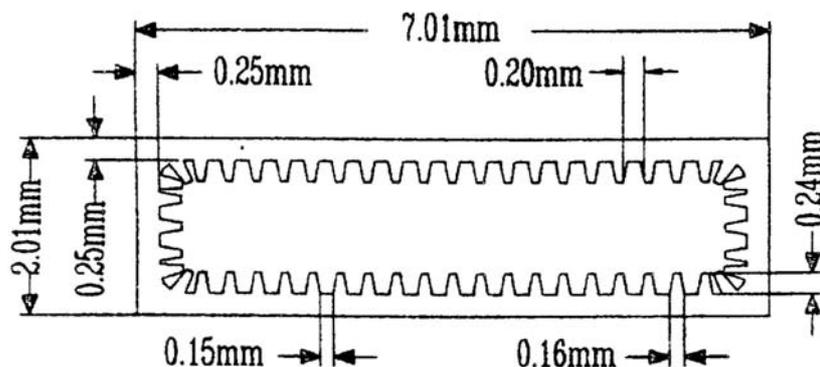
En conclusion, pour un diffuseur thermique diphasique comportant 52 rainures de largeur  $120 \mu\text{m}$ , de hauteur  $300 \mu\text{m}$  et ayant un angle d'inclinaison de  $2^\circ$ , la limite capillaire est de  $251 \text{ W}$ , pour une masse optimale de  $161 \text{ mg}$ . La résistance thermique vaut alors  $0,164 \text{ K/W}$ , soit un écart de température entre l'évaporateur et le condenseur de  $26,2 \text{ K}$ . Il est possible, en prenant une largeur des rainures égale à  $90 \mu\text{m}$ , comme pour le cas de référence, d'abaisser la valeur de la résistance thermique à  $0,149 \text{ K/W}$ , soit un  $\Delta T = 24 \text{ K}$ . La limite capillaire est alors de  $239 \text{ W}$  et la masse optimale de  $138 \text{ mg}$ .

### 3.4 Validation du modèle

Afin de valider les résultats du modèle développé, ces résultats sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par *Hopkins et al.* en 1999.

Le diffuseur thermique diphasique testé par *Hopkins et al.*, visible sur la figure 3.31 a un fonctionnement du type microcaloduc avec l'évaporateur ( $15,6 \text{ mm}$ ) d'un côté et le condenseur ( $34,4 \text{ mm}$ ) de l'autre, séparés par une partie adiabatique ( $70 \text{ mm}$ ). Le couple

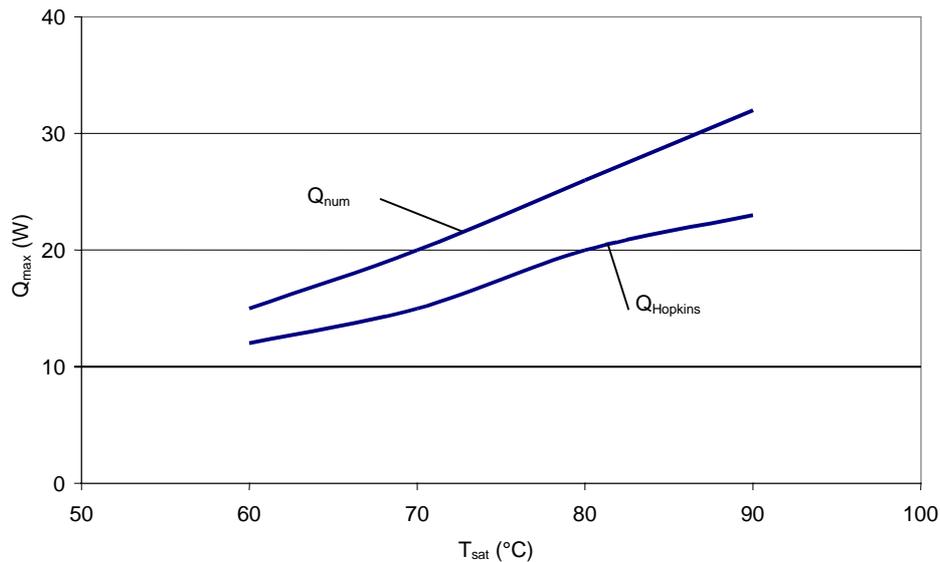
fluide/matériau utilisé est eau/cuivre. Il comporte 52 rainures à section transversale trapézoïdale de hauteur 0,24 mm. L'angle d'inclinaison des rainures est de  $4^\circ$ . Les rainures, espacées de 0,11 mm, ont une largeur de 0,20 mm et une longueur de 120 mm. La hauteur du canal vapeur est de 1 mm. La masse d'eau introduite dans le diffuseur est de 200 mg.



**Figure 3.31** : Coupe transversale du diffuseur utilisé par *Hopkins et al.*, 1999

La figure 3.32 montre l'évolution de la limite capillaire en fonction de la température de saturation. La limite capillaire calculée est supérieure à celle déterminée expérimentalement. Néanmoins, les résultats sont en assez bonne concordance puisqu'un écart maximal de 30 % est observé. La surestimation de la limite capillaire peut avoir plusieurs origines. Dans le modèle, la masse optimale du liquide correspondant à la limite capillaire est égale à 240 mg. Elle est supérieure à la charge utilisée par *Hopkins et al.* Or, expérimentalement, la puissance maximale au-delà de laquelle apparaît une forte élévation de la température de paroi à l'évaporateur, est plus faible si le diffuseur n'est pas suffisamment chargé. Une autre origine peut être liée aux incertitudes expérimentales non données dans cette publication. Mais aussi, certains paramètres du modèle mal maîtrisés peuvent entraîner une variation notable de la limite capillaire. Par exemple, une variation du coefficient de frottement du liquide  $k_l$  de 16 à 25 ou de l'angle de contact  $\beta$  de  $25^\circ$  à  $50^\circ$ , entraîne une baisse de 30 % de la limite capillaire.

La résistance thermique mesurée expérimentalement par *Hopkins* vaut 0,5 K/W pour une température de saturation de  $90^\circ\text{C}$ . Dans les mêmes conditions de fonctionnement, la résistance thermique déterminée numériquement est égale à 0,67 K/W. La surestimation par le modèle est en partie due à une masse plus importante dans le modèle que dans l'expérience. Comme pour la limite capillaire, d'autres hypothèses peuvent entraîner les différences observées.



**Figure 3.32 :** Comparaison de la limite capillaire numérique et expérimentale en fonction de la température de saturation  $T_{sat}$

### 3.5 Conclusion

Les modèles numériques développés permettent de simuler les comportements hydrodynamique et thermique d'un diffuseur thermique diphasique chargé en eau, composé de rainures à section trapézoïdale. Le but de cette modélisation est de prédire le flux maximal transférable correspondant à la limite capillaire, la masse optimale du fluide, les températures et les gradients de températures maximaux du diffuseur.

Le modèle thermique détermine les résistances thermiques à partir des épaisseurs du film liquide et de la résistance d'interface. Il calcule les épaisseurs du film à partir du rayon de courbure déterminé par le modèle hydrodynamique. Les résultats présentés dans ce chapitre ont montré que le couplage de ces deux codes de calcul avec le modèle décrivant la microrégion n'est pas nécessaire dans le cas de l'eau.

L'étude de sensibilité à différents paramètres numériques, géométriques ou physiques a permis d'optimiser la géométrie d'un diffuseur thermique diphasique. Cependant, il est délicat d'optimiser la géométrie sans connaître a priori l'utilisation future du diffuseur, c'est-à-dire s'il faut privilégier une limite capillaire maximale ou une résistance thermique minimale.

## **CHAPITRE 4**

### **REFROIDISSEMENT DE COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES**



L'objectif de cette étude est de concevoir le système de refroidissement d'un composant électronique compact afin d'obtenir les performances thermiques requises par le système. Cette étude a été effectuée dans le cadre du projet européen MCUBE, en partenariat avec diverses entreprises : Thales avionique (France, Valence), Alcatel space (France, Toulouse), Nokia (Finlande), Electrovac (Autriche), CIL (Angleterre) et IKE, laboratoire de l'université allemande de Stuttgart. Pour des raisons de confidentialité, certaines géométries ainsi que certaines méthodes de résolution ne seront pas expliquées dans ce chapitre. En outre, certaines valeurs de dimensions ou autres paramètres ont été volontairement occultées.

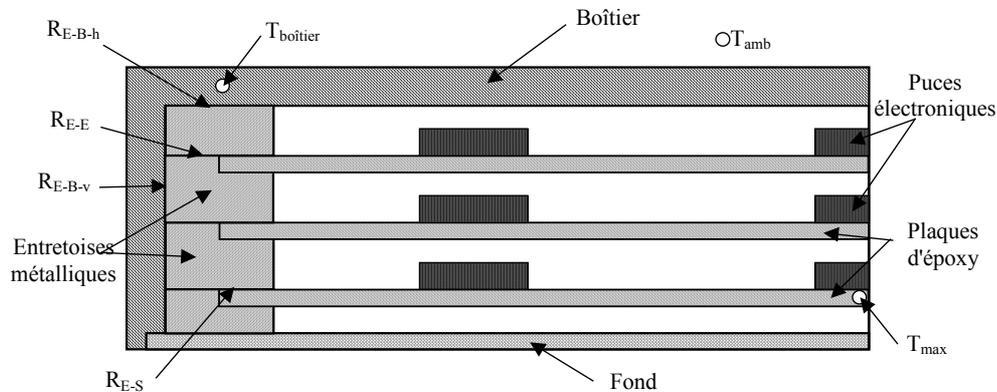
Dans la première partie de ce chapitre, les caractéristiques d'un composant compact ainsi que les différentes structures de refroidissement envisagées dans cette étude sont décrites. Les différents modèles réalisés ont été développés avec le logiciel FLUENT. La conception de ces modèles est décrite dans la deuxième partie. Les résultats des simulations effectuées, qui ont conduit au choix définitif d'une géométrie, sont présentés ensuite. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la description de la collaboration avec IKE. Cette étude, qui porte sur la validation expérimentale des modèles décrits dans ce chapitre, a fait l'objet d'une publication lors de la 12<sup>th</sup> International Heat Pipe Conference (Khandekar et al., 2002).

#### **4.1 Géométrie étudiée**

Le composant compact étudié, de dimensions externes  $5 \times 4 \times 1 \text{ cm}^3$ , est constitué de trois plaques, sur lesquelles sont positionnés des composants, empilées à l'intérieur d'un boîtier en aluminium. Du fait de la symétrie, le schéma donné sur la figure 4.1 correspond à un demi-composant. Chaque plaque dissipe 10 W. Deux des faces latérales du composant (avant et arrière) assurent les connexions électroniques entre les couches tandis que les deux autres faces sont utilisées pour le refroidissement thermique. L'écart entre deux plaques successives est maintenu par des entretoises métalliques, qui favorisent la dissipation thermique. Ces entretoises peuvent être solidaires de drains thermiques placés sous chaque plaque d'époxy. Ces drains permettent une diffusion efficace de la chaleur depuis les composants jusqu'au milieu extérieur, via le boîtier. L'étude se décompose en deux parties. L'étude de la géométrie interne a pour but de diminuer le gradient de température à l'intérieur du composant afin d'éviter les points chauds. L'étude de la géométrie externe a pour but de réduire les différences de température entre le boîtier et le milieu ambiant.

### 4.1.1 Géométrie interne

Plusieurs géométries ont été modélisées mais à titre d'exemple une seule est présentée dans ce rapport.



**Figure 4.1** : Géométrie d'un demi-composant compact

Le boîtier, en aluminium avec un fond en époxy a une hauteur totale de 1 cm. L'intérieur est composé de trois couches identiques, comportant une plaque support sur laquelle sont disposées plusieurs puces électroniques. Le substrat est un matériau orthotropique, fait de plusieurs couches d'époxy et de cuivre. Les couches de cuivre étant très minces, la conductivité thermique du substrat dans la direction transversale est proche de celle de l'époxy égale à 0,4 W/m.K. Dans la direction longitudinale, la conductivité thermique équivalente, donnée par la relation de Punch et Davies (1997), est de 70 W/m.K. Un drain thermique, solidaire ou non de l'entretoise selon le matériau utilisé pour le drain, peut être placé sous la plaque support afin d'assurer une meilleure diffusion du flux thermique. Les plaques supports sont maintenues par des entretoises métalliques, qui ont une double utilité. Elles assurent tout d'abord le maintien de la structure mais contribuent également au transfert thermique. Les résistances thermiques de contact sont des éléments importants de cette étude. Les résistances de contact considérées dans le modèle sont les suivantes :

- $R_{E-B-h}$ , entre l'entretoise et le boîtier (horizontale),
- $R_{E-B-v}$ , entre l'entretoise et le boîtier (verticale),
- $R_{E-E}$ , entre deux entretoises adjacentes,
- $R_{E-S}$ , entre l'entretoise et le substrat,
- $R_{E-D}$ , entre l'entretoise et le drain thermique lorsqu'il existe (non visible sur la figure).

La température maximale est située sous le composant central de la plaque inférieure. C'est le point le plus chaud quelle que soit la configuration interne adoptée. Sa position est en effet

la plus éloignée du système de dissipation de la chaleur. La température  $T_{\text{boîtier}}$  située dans la partie supérieure du boîtier permet de définir deux différences de température utilisées ultérieurement :

- différence de température interne ( $\Delta T_{\text{int}}$ ) correspondant à  $T_{\text{max}} - T_{\text{boîtier}}$ ,
- différence de température externe ( $\Delta T_{\text{ext}}$ ) correspondant à  $T_{\text{boîtier}} - T_{\text{amb}}$ .

Ces deux différences de température permettent de comparer correctement toutes les configurations entre elles. Elles permettent de plus de découpler totalement les études des géométries internes et externes.

Les différentes configurations internes présentées dans la suite de ce chapitre concernent la nature du drain, la valeur de certaines résistances de contact ou les différentes conditions aux limites imposées pour le flux.

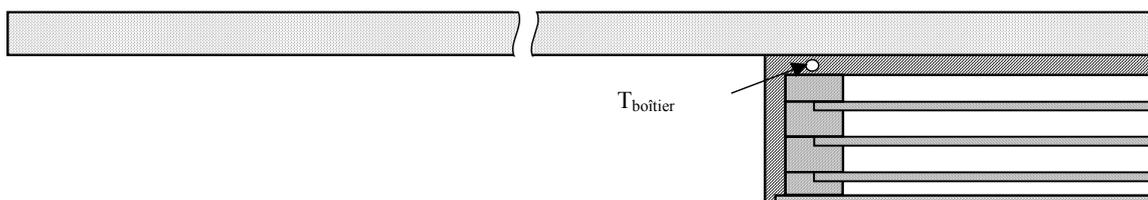
#### **4.1.2 Géométrie externe**

En ce qui concerne la géométrie externe, si la convection libre a rapidement été éliminée, plusieurs moyens de refroidissement ont été envisagés. Comme différentes applications sont possibles, cela représente autant de contraintes géométriques, mécaniques ou autres et donc de moyens de refroidissement nécessairement différents.

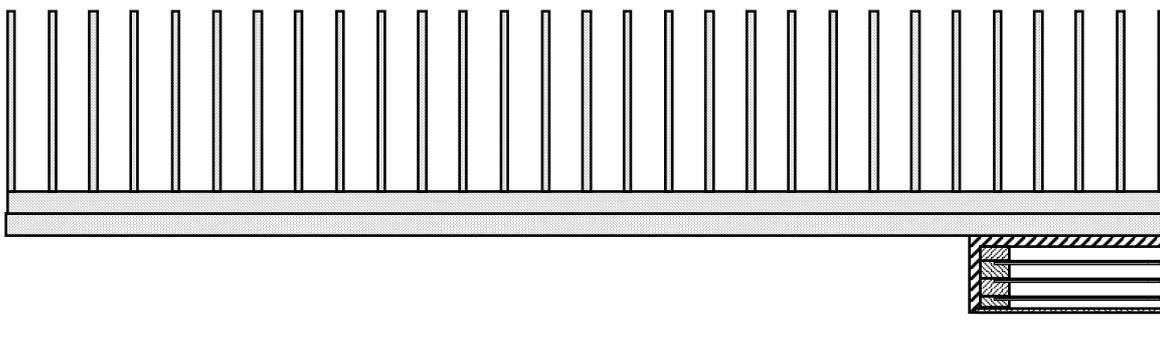
Un composant compact est destiné à être intégré dans un circuit électronique. Selon les utilisations, il est parfois possible d'ajouter une plaque de métal, de dimensions  $320 \times 180 \times 3 \text{ mm}^3$ , couvrant la totalité du composant compact (figure 4.2). Cette plaque peut servir de diffuseur thermique, augmentant la surface d'échange avec l'extérieur et par conséquent la dissipation thermique. Il a été envisagé de lui adjoindre des ailettes afin d'augmenter la surface d'échange. Après une optimisation par bilan de flux et en tenant compte des différentes contraintes, il apparaît que la meilleure configuration soit 59 ailettes de 52 mm de hauteur, espacées de 4,5 mm et d'une épaisseur de 1 mm (figure 4.3). Il a également été envisagé de remplacer la plaque de métal par un diffuseur thermique diphasique de même dimensions.

Ainsi, les différentes géométries étudiées sont les suivantes :

- Plaque d'aluminium,
- Plaque d'aluminium avec ailettes,
- Diffuseur thermique diphasique avec ailettes de mêmes dimensions que la plaque d'aluminium.

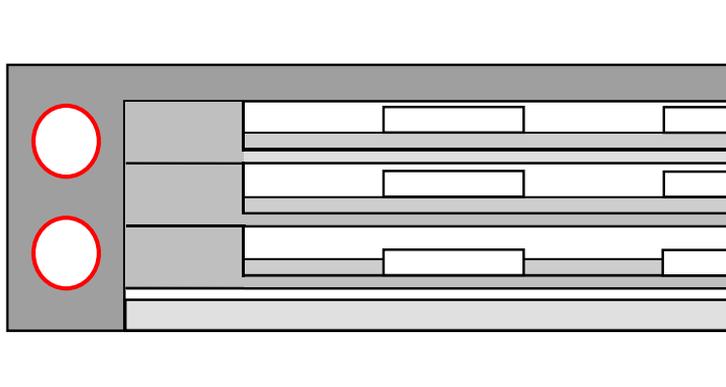


**Figure 4.2 :** Demi-composant compact avec sa plaque supérieure



**Figure 4.3 :** Demi-composant compact avec sa plaque supérieure et ses ailettes

Un autre moyen de refroidissement a été étudié. Il s'agit du refroidissement liquide. Dans ce cas, la plaque supérieure n'existe plus et le boîtier, élargi de quelques millimètres, est percé dans sa partie verticale afin de faire circuler un fluide à l'intérieur des tubes (figure 4.4).



**Figure 4.4:** Géométrie du demi-composant compact avec refroidissement liquide

## 4.2 Modélisation

### 4.2.1 Modélisation 2D sous FLUENT

Pour effectuer une simulation sous Fluent, la conception du modèle se déroule en plusieurs étapes. Il faut tout d'abord créer la géométrie sous Gambit, qui est un logiciel Fluent pour la

conception de maillages. La création d'une géométrie se déroule elle-même en plusieurs étapes.

Les points sont tout d'abord créés en leur attribuant les coordonnées désirées. Ces points sont ensuite reliés entre eux pour créer des segments qui deviendront les conditions aux limites de chaque face. Les faces sont des éléments regroupant plusieurs segments formant une boucle fermée. A chaque face est attribuée ensuite un type de matériau, fluide ou solide. De la même manière, à chaque segment est attribué un type de condition aux limites : « symétrie », qui deviendra plus tard une condition adiabatique, « mur » qui regroupe plusieurs types de conditions aux limites. Ce sont en l'occurrence les deux seuls types de conditions aux limites qui sont utilisés dans un modèle conductif.

Une fois créée, la géométrie doit ensuite être maillée. Pour cela, on commence par mailler les segments. Ce maillage 1D va servir de trame au maillage 2D de toutes les faces qui composent la géométrie.

La conception du maillage est une phase très importante. Il faut un nombre suffisant de mailles pour que les résultats soient indépendants du maillage mais un minimum pour avoir des temps de calcul faibles. Il faut également mailler plus finement les zones ayant des forts gradients pour garder une homogénéité dans la différence de température entre deux mailles adjacentes. Les premières simulations ont pour objectif de déterminer le maillage optimal. Bien que cette détermination soit plus simple pour un modèle purement conductif en régime permanent, elle reste un problème délicat et essentiel qu'il ne faut pas négliger. Un nombre trop faible de mailles peut engendrer des résultats imprécis, voire erronés, tandis qu'un nombre trop important entraîne des temps de calculs inutilement trop longs. Sur la géométrie présentée dans la suite de ce chapitre, un nombre de 600 à 800 mailles s'est avéré être suffisant.

La géométrie maillée est ensuite exportée sous Fluent. Il faut alors créer le modèle proprement dit à partir de la géométrie. Pour cela, on attribue à chaque face un matériau possédant les caractéristiques thermiques désirées. Il faut noter qu'en régime permanent, pour un modèle purement conductif, seule la conductivité thermique est utilisée pour la résolution de l'équation de l'énergie. Il faut ensuite fixer les conditions aux limites des faces, ce qui correspond aux segments définis préalablement. Les segments de types « symétrie » deviennent des conditions adiabatiques. Les segments de types « mur » peuvent définir plusieurs conditions aux limites. Entre deux faces définies comme solides, on peut placer une

résistance de contact, tandis qu'en bordure de géométrie, on peut imposer un flux, une température ou un coefficient d'échange.

Une fois le modèle créé, la simulation peut être lancée depuis Fluent. La convergence est atteinte lorsque les résidus de l'équation de l'énergie atteignent une valeur seuil en dessous de laquelle le champ de températures ne sera plus modifié.

#### **4.2.2 Modélisation 3D sous ICEPAK**

En raison des symétries du système, seul un quart du composant est modélisé. Le problème est résolu par une méthode de volumes finis, en utilisant le logiciel Icepak. Icepak est un logiciel de la société FLUENT.

La conception d'un modèle sous Icepak se déroule en plusieurs étapes. Il s'agit en premier lieu de créer une géométrie. L'utilisateur va alors travailler objet par objet. Un objet correspond à tout élément introduit dans la géométrie et peut donc être aussi bien un volume qu'une résistance de contact ou encore une condition aux limites en bordure d'un autre objet. La géométrie elle-même est considérée comme un objet. Ainsi, pour concevoir un modèle, l'utilisateur va construire sa géométrie brique par brique, objet par objet. Pour chaque objet, on spécifie sa nature, son emplacement par rapport à l'origine, ses dimensions et ses caractéristiques propres. Pour un volume (solide ou fluide), il faut fixer le type de matériau utilisé ainsi que ses caractéristiques thermiques, pour une résistance de contact, sa valeur et pour une source, sa puissance.

Une fois la géométrie terminée, elle doit être maillée. Icepak possède un mailleur automatique. C'est la différence principale avec le logiciel Fluent, utilisé auparavant pour les simulations 2D. Il suffit de régler quelques paramètres comme le type de maillage désiré ou la taille minimale d'une maille. Par ce procédé, les paramètres géométriques deviennent facilement modifiables, au même titre que n'importe quelle autre caractéristique thermique. Une étude de sensibilité sur un paramètre géométrique est plus aisée qu'avec le logiciel Fluent dont la procédure de conception du maillage est beaucoup plus lourde.

En ce qui concerne la simulation, la méthode n'a pas changé. On observe les résidus de l'équation de l'énergie jusqu'à ce qu'ils atteignent la même valeur seuil qu'auparavant au-dessous de laquelle le champ de température ne sera plus modifié.

## 4.3 Simulation

### 4.3.1 Cas de référence et conditions de fonctionnement

Le fond du boîtier en époxy (figure 4.1) assure une condition adiabatique sur toute la partie inférieure. La symétrie engendre la même condition sur la partie latérale (à droite) du demi-composant. La température ambiante est fixée à 55°C. La partie supérieure du boîtier est en contact avec le refroidissement externe (figure 4.2). La vitesse de l'air pour le refroidissement par convection forcée est de 3 m/s. La part du flux dissipé par la partie latérale du boîtier est négligeable pour toutes les configurations présentées dans ce rapport. Le coefficient d'échange auquel est soumis la structure de refroidissement externe est calculé par des corrélations classiques (Ozisik, 1985) et est égal à 33 W/m<sup>2</sup>.K. Un paramètre important dans cette étude est la valeur des différentes résistances de contact. Afin de réduire celles-ci, il existe plusieurs méthodes. L'une d'entre elles consiste à effectuer un serrage afin de réduire l'espace interstitiel entre les plaques et de combler celui-ci par une graisse thermique. La différence entre une forte et une faible résistance de contact est alors conséquent. Ces résistances sont respectivement de 40 et 2 cm<sup>2</sup>.K/W.

Chaque couche dissipe 10 W qui peuvent être répartis de plusieurs manières :

- uniformément, en considérant une bonne répartition des puces électroniques de faible puissance sur la plaque,
- 3x2 W+4 W uniforme, en considérant 3 puces de puissance moyenne,
- 3x3 W+1 W uniforme, en considérant 3 puces de forte puissance.

Les puces considérées ont alors pour dimensions 6 x 6 mm<sup>2</sup>.

La géométrie de base est celle présentée sur la figure 4.1. Une puissance de 10 W est uniformément répartie sur chacune des trois plaques. Le système est refroidi par convection naturelle. Les températures caractéristiques calculées avec le modèle pour cette géométrie dans les conditions de référence sont données dans le tableau 4.1. Une température maximale  $T_{\max} = 474^{\circ}\text{C}$  est atteinte au centre du substrat d'époxy de la couche inférieure. La température minimum, atteinte dans la partie supérieure du boîtier, est  $T_{\text{boîtier}} = 327^{\circ}\text{C}$ . Le niveau de température important s'explique par le faible refroidissement externe. En effet, la seule convection libre sur la partie supérieure du boîtier nécessite une forte différence de température pour dissiper la puissance délivrée par le composant. L'importance du gradient de température interne s'explique également par le manque de structure de dissipation thermique

interne mais aussi par des résistances thermiques de contact élevées en raison d'un serrage faible. Ainsi, divers systèmes de refroidissement seront étudiés tant pour améliorer la répartition du flux thermique à l'intérieur de la géométrie (étude interne) que pour augmenter la dissipation de la chaleur vers l'extérieur (étude externe). Ces améliorations seront caractérisées par les deux différences de température définies préalablement :  $\Delta T_{\text{int}} = T_{\text{max}} - T_{\text{boîtier}}$  ;  $\Delta T_{\text{ext}} = T_{\text{boîtier}} - T_{\text{amb}}$

$T_{\text{max}}$	474°C	$\Delta T_{\text{int}}$	147 K
$T_{\text{boîtier}}$	327°C	$\Delta T_{\text{ext}}$	272 K

**Tableau 4.1:** Résultats pour la géométrie de base avec dissipation thermique par convection naturelle

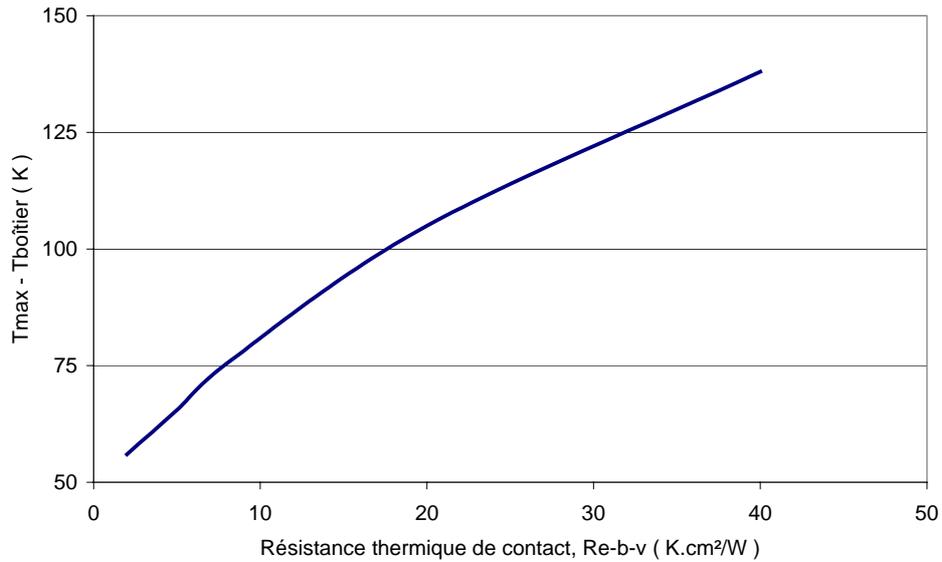
### **4.3.2 Résultats avec un modèle 2D**

La plupart des simulations effectuées en 2D avec FLUENT l'ont également été en 3D avec ICEPAK. Afin d'éviter des répétitions inutiles, les résultats des simulations communes aux deux types de modélisation sont présentés ultérieurement.

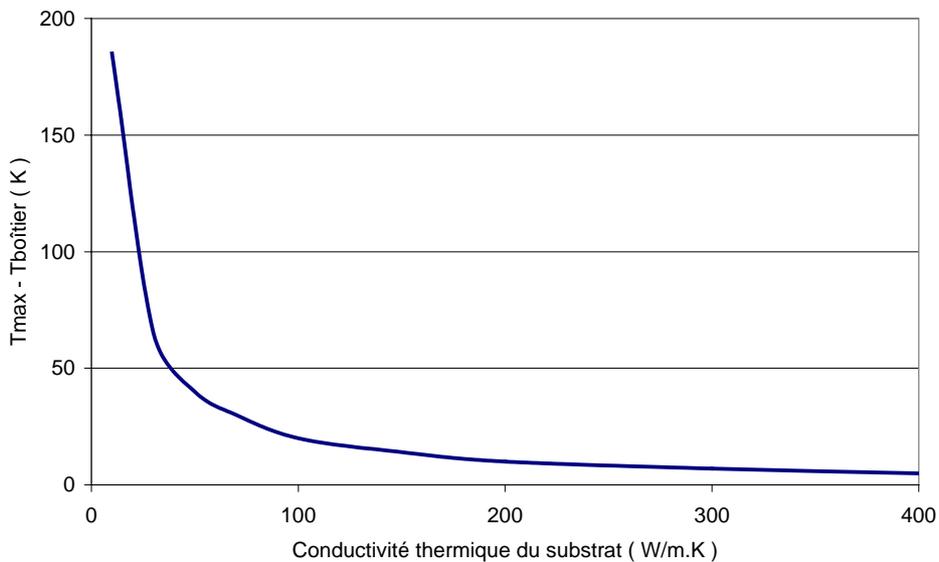
#### **4.3.2.1 Etude de sensibilité**

Afin de déterminer les modifications à apporter à la géométrie de base du composant compact, une étude de sensibilité à plusieurs paramètres a été effectuée sur la configuration de base. L'étude a montré qu'un des paramètres les plus importants est les différentes résistances de contact. L'influence de  $R_{E-B-v}$  (entre les entretoises et le boîtier) est montrée sur la figure 4.5. La valeur de ces résistances peut varier entre 2 et 40 cm<sup>2</sup>.K/W selon la nature du contact. Pour ces valeurs extrêmes, la différence de température interne est multipliée par un facteur 2. Plusieurs solutions techniques ont été envisagées afin de diminuer ces résistances thermiques de contact. Certaines de ces solutions sont présentées dans la suite de ce chapitre.

Un second paramètre important est la nature du substrat sur lequel sont placées les puces électroniques. La sensibilité des résultats à la conductivité thermique du substrat est présentée sur la figure 4.6. Ces résultats montrent qu'il n'est pas raisonnable d'envisager une configuration utilisant un substrat d'époxy seul (conductivité équivalente de l'époxy de l'ordre de 10 W/m.K). La puissance totale imposée uniformément sur la plaque (10 W) engendre alors une différence de température de 180 K. La solution envisagée pour pallier ce problème est d'insérer des drains métalliques afin de réduire les gradients thermiques dans le substrat.



**Figure 4.5:** Différence de température interne en fonction des résistances de contact



**Figure 4.6:** Différence de température interne en fonction de la conductivité du substrat

#### 4.3.2.2 Drain thermique

Les résultats précédents ont montré la nécessité d'intégrer des drains thermiques dans la géométrie. Ces drains, qui sont placés directement sous les plaques d'époxy, ont les mêmes dimensions que celles-ci. Ils peuvent, dans le cas de drains métalliques, être solidaires des entretoises et ainsi supprimer les résistances de contact entre les drains et les entretoises ( $R_{E-D}$ ).



**Figure 4.7:** Intégration des drains thermiques dans la géométrie du demi-composant compact

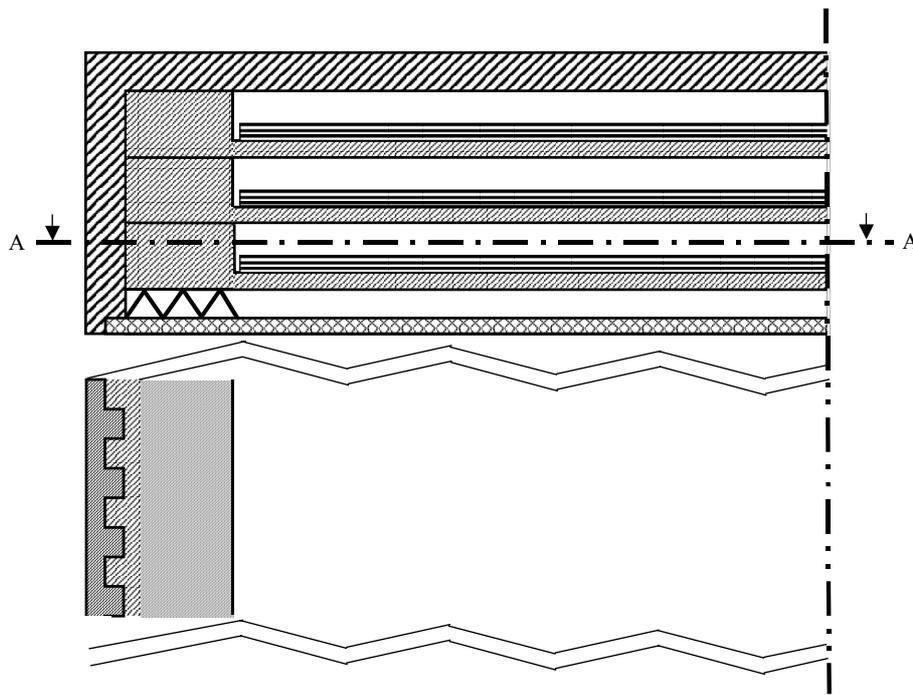
#### 4.3.2.3 Boîtier rainuré

La figure 4.8 montre la géométrie envisagée afin de réduire la résistance thermique de contact entre les entretoises et le boîtier. Elle consiste à creuser des rainures dans la partie latérale du boîtier. Les mêmes rainures sont en vis-à-vis sur les entretoises et viennent s'insérer contre le boîtier.

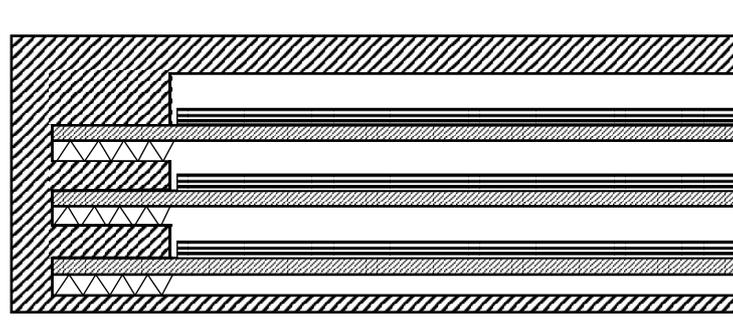
Cette solution permet de multiplier par un facteur 2 la surface de contact entre les entretoises et le boîtier. Il est cependant à noter que deux options de serrage sont possibles dans cette étude. Un serrage vertical, qui assure un bon contact entre deux entretoises successives, et un serrage horizontal, qui assure un bon contact entre les entretoises et la partie latérale du boîtier. Le rainurage envisagé ne laisse pas la possibilité d'avoir un serrage horizontal. Dans une configuration avec un serrage vertical, le modèle montre que le flux thermique majoritairement passe le long des entretoises sans passer par la partie latérale du boîtier. De ce fait, les rainures envisagées n'ont pas l'utilité escomptée.

#### 4.3.2.4 Boîtier extrudé

Une autre solution envisagée pour diminuer les résistances thermiques de contact est présentée sur la figure 4.9. Cette solution consiste à concevoir un boîtier par extrusion. Les entretoises et le boîtier forment alors un seul bloc métallique réduisant les résistances de contact entre eux à une valeur nulle. Cependant, cette solution ne permet pas d'avoir un bon contact entre le drain thermique et l'entretoise. De plus, les entretoises offrent au flux thermique une section de passage plus faible que les autres solutions envisagées, ce qui engendre des gradients de température plus importants.



**Figure 4.8:** Demi-composant compact avec le boîtier rainuré ; Coupe suivant l'axe A-A

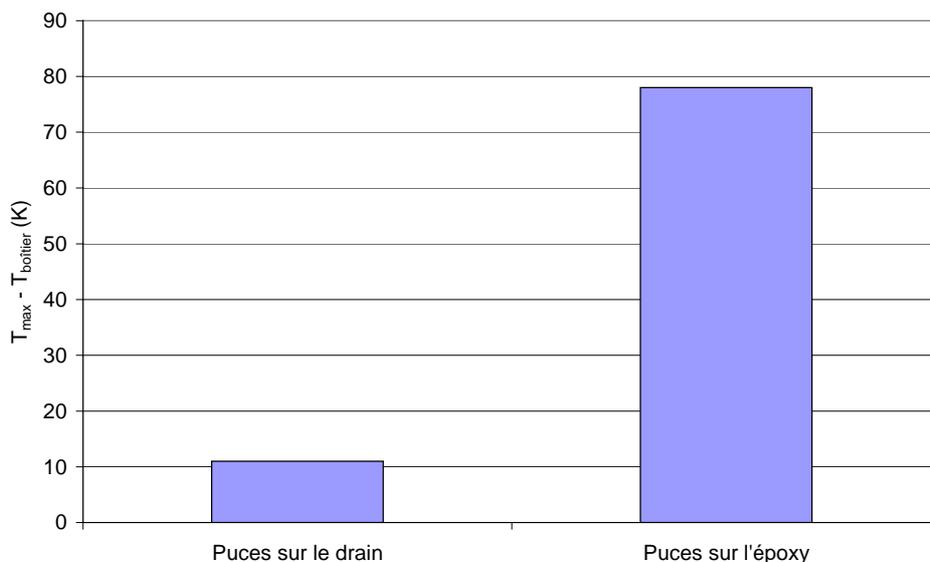


**Figure 4.9:** Géométrie du demi-composant compact avec un boîtier extrudé

### 4.3.3 Résultats avec un modèle 3D

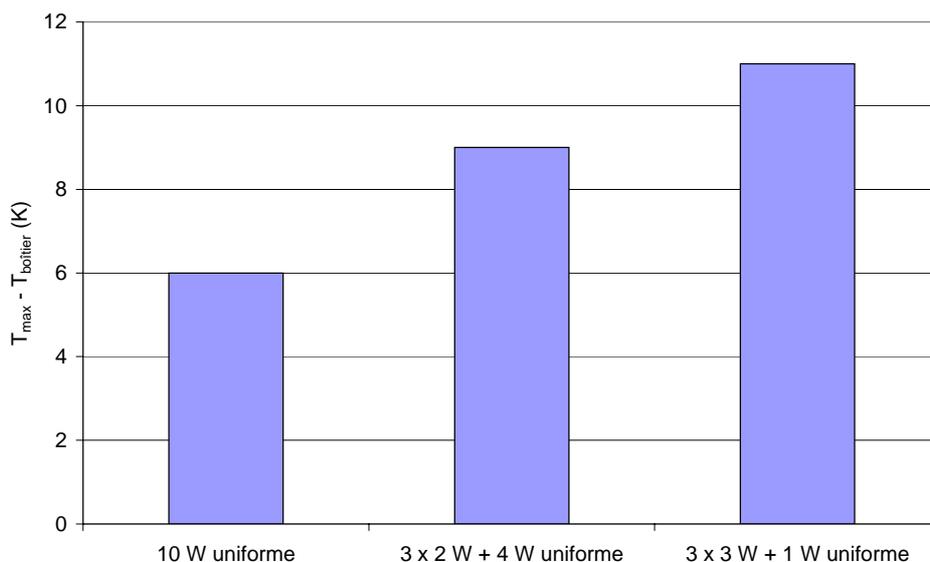
#### 4.3.3.1 Etude de la géométrie interne

La plaque d'époxy, bien que de faible épaisseur (0,6 mm), est peu conductrice thermiquement dans le sens transversal. Afin d'optimiser les transferts de chaleur et de réduire les résistances thermiques, cette plaque d'époxy peut être découpée sous les puces électroniques qui seront alors directement collées sur le drain thermique. Cette opération, bien que délicate et demandant une bonne précision d'usinage, ne complique aucunement le branchement des puces au circuit intégré. Le gain, représenté sur la figure 4.10, est de près de 70 K. Pour les configurations traitées par la suite, les puces sont directement placées sur le drain thermique puisque le gain est important.



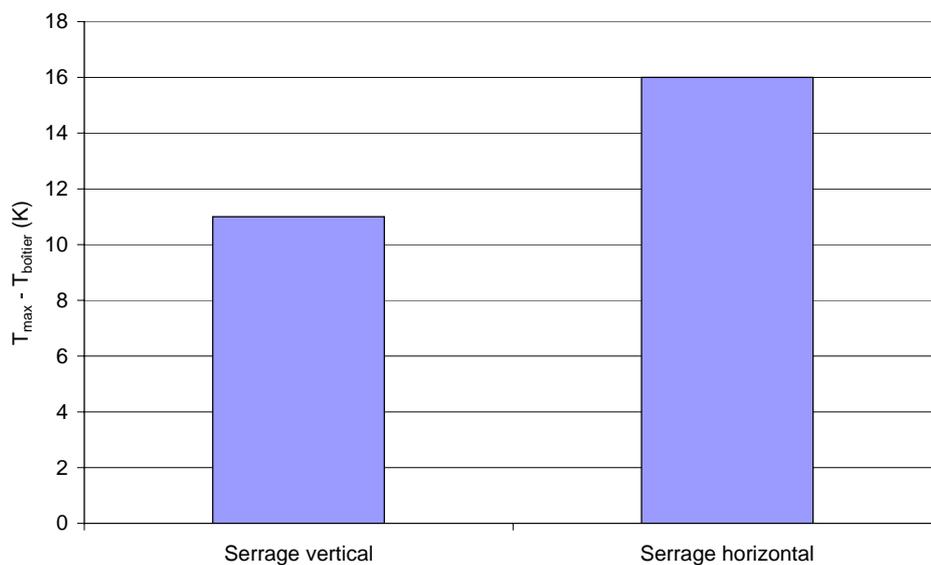
**Figure 4.10:** Différence interne de température en fonction de la localisation des puces

La figure 4.11 montre la différence de température interne en fonction de la répartition du flux imposé. Les trois cas présentés sur ce graphique correspondent respectivement à des densités de flux locales maximales de 0,625, 5,81 et 8,40 W/cm<sup>2</sup>. Il existe une différence de 5 K entre les deux configurations extrêmes. Ce résultat montre l'importance que peut avoir l'intégration d'un diffuseur thermique diphasique. En effet, les densités de flux importantes imposées par le type de puces utilisées engendrent des points chauds néfastes au fonctionnement des composants électroniques. L'utilisation d'un diffuseur diphasique peut apporter une meilleure uniformisation de la chaleur et supprimer ces points chauds.



**Figure 4.11:** Différence interne de température en fonction de la répartition du flux imposé

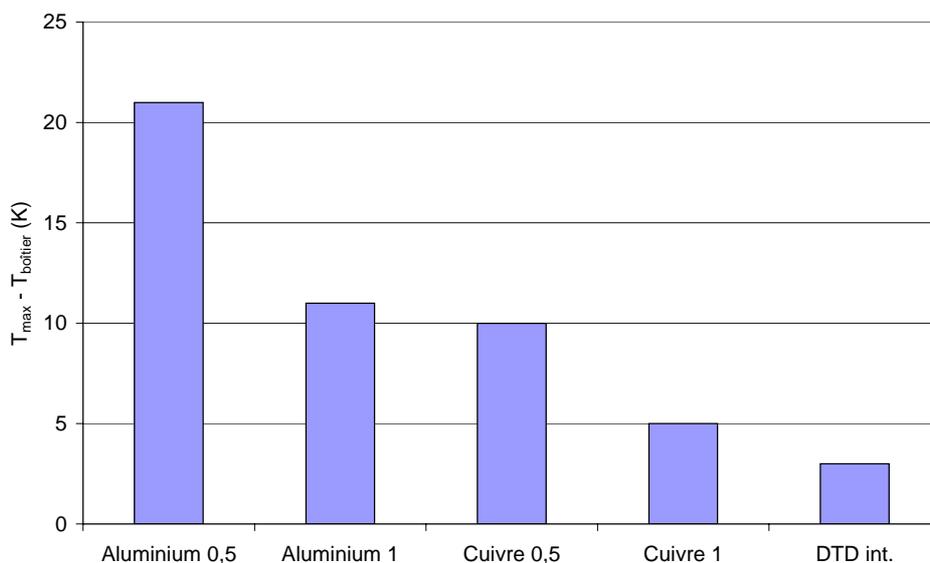
La figure 4.12 montre les résultats concernant les différents types de serrage. Dans une configuration avec un serrage vertical, les résistances de contact  $R_{E-B-h}$ ,  $R_{E-E}$ ,  $R_{E-S}$  et  $R_{E-D}$  sont faibles tandis que  $R_{E-B-v}$  est plus élevée. A l'inverse, dans une configuration avec un serrage horizontal, seule  $R_{E-B-v}$  est faible (figure 4.1). Dans le premier cas, le flux passe préférentiellement dans les entretoises pour remonter jusqu'à la partie supérieure du boîtier. Dans la seconde configuration proposée, le flux passe directement dans la partie latérale du boîtier avant de remonter. C'est la faible épaisseur du boîtier et donc la faible section de passage dans sa partie latérale, qui conduit à une augmentation de la différence de température. Cette différence engendre un écart de 5 K entre les deux configurations.



**Figure 4.12:** Différence interne de température en fonction du type de serrage

L'objectif principal de cette étude est la détermination du type de drain à utiliser pour le refroidissement interne. La figure 4.13 présente les résultats des simulations les plus intéressantes. Ainsi, les résultats pour deux épaisseurs de drain (0,5 et 1 mm), deux matériaux (aluminium et cuivre) et un diffuseur thermique diphasique sont présentés. Le cuivre étant approximativement deux fois plus conducteur que l'aluminium, il permet de diviser la résistance thermique et par conséquent la différence de température interne par deux. De même, une épaisseur de drain de moitié a la même influence. L'utilisation de drains en cuivre peut éventuellement poser des problèmes d'ordre thermomécanique (dilatation) ou chimique (oxydation). Quant à l'épaisseur du drain, elle dépend des contraintes géométriques fixées par chaque utilisateur. L'intégration d'une technologie de pointe tel qu'un diffuseur thermique diphasique est justifié par les résultats obtenus lors de cette étude. En effet, en comparant avec les résultats obtenus pour un drain en aluminium d'une épaisseur de 1 mm, le diffuseur

thermique diphasique apporte une diminution de 7 K du  $\Delta T_{\text{int}}$ . Dans cette étude, le diffuseur thermique diphasique a été modélisé comme un matériau homogène ayant une conductivité de 800 W/m.K. Cette conductivité équivalente a été calculée à partir d'un modèle annexe. Ce modèle simple, développé sous Excel, est un modèle résistif basé sur le calcul des différentes résistances thermiques que rencontre le flux de chaleur. Il prend en compte la structure capillaire interne.



**Figure 4.13:** Différence interne de température en fonction du type drain

#### 4.3.3.2 Etude externe de la géométrie

L'étude externe est totalement découplée de l'étude interne. En effet, le choix du moyen de refroidissement externe est indépendant de la configuration interne du composant compact. La différence de température représentée sur la figure 4.14 est la différence de température totale  $T_{\text{boitier}} - T_{\text{amb}}$ . Elle dépend des solutions techniques choisies pour la géométrie interne.

La différence de température totale importante pour une configuration avec une plaque d'aluminium seule s'explique par une trop faible surface d'échange. Lorsqu'on y ajoute des ailettes, on a une augmentation notable de la surface d'échange. La grande taille de cette plaque, combinée à sa faible épaisseur et au flux à dissiper important, entraîne une dégradation de son efficacité en bout de plaque avec une diminution de sa température (figure 4.15). Dès lors, les ailettes situées aux extrémités, ne dissipent que peu de flux. Le remplacement de la plaque d'aluminium par un diffuseur thermique diphasique, pallie ce problème. En effet, le principe de fonctionnement du diffuseur diphasique assure une uniformisation de la température sur toute la longueur de la plaque. Ainsi les ailettes aux

extrémités de la plaque, inefficaces dans le cas précédent, deviennent efficaces dans cette configuration et la température de la plaque est uniforme (figure 4.15).

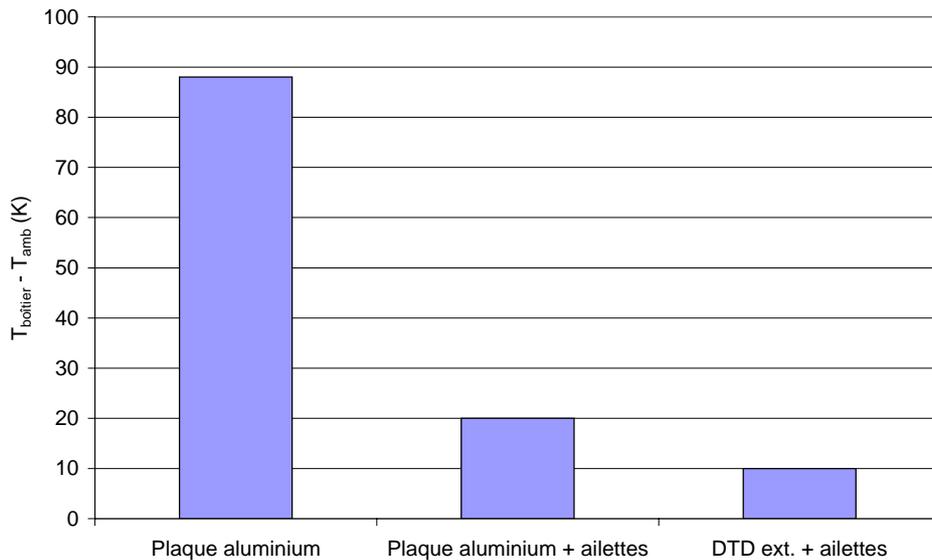


Figure 4.14: Différence de température totale en fonction du type de refroidissement

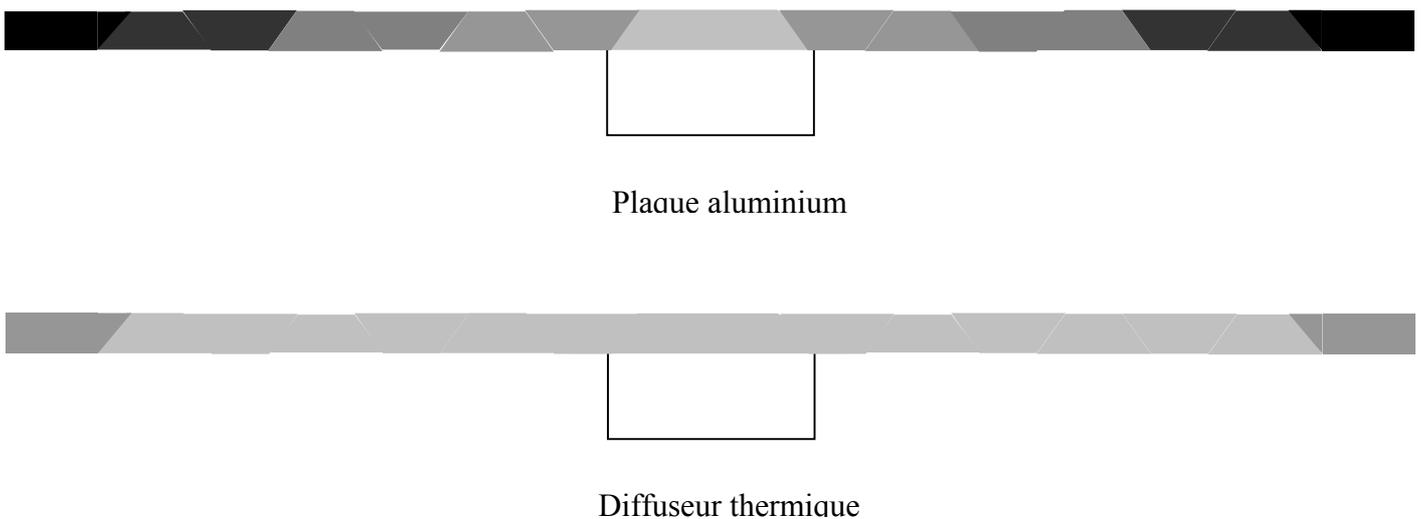
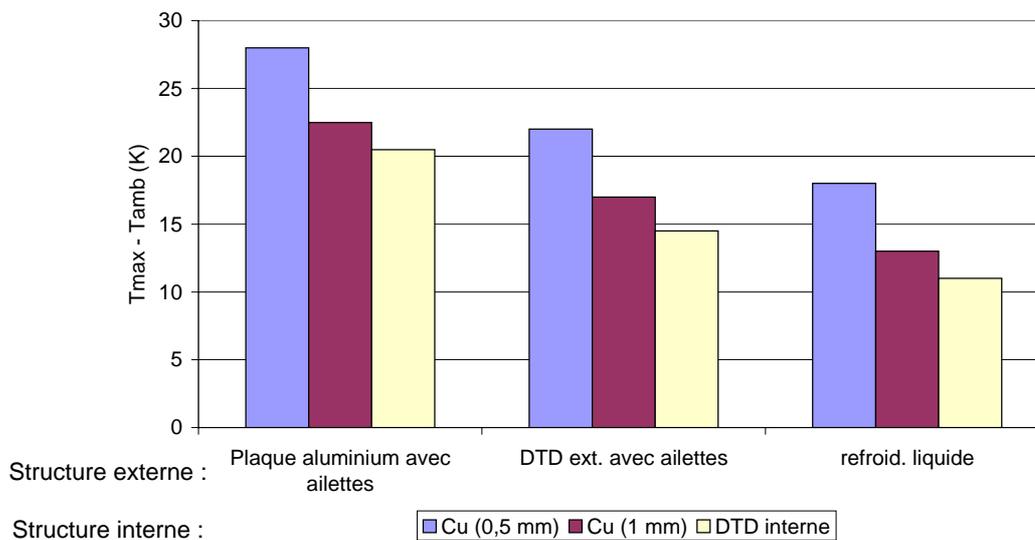


Figure 4.15 : Champ de température dans la plaque de refroidissement en fonction de sa nature

La modélisation du diffuseur thermique diphasique utilisé comme plaque de refroidissement est complètement différente de celle du diffuseur thermique interne au composant compact. Pour le diffuseur externe, la conductivité équivalente a été fixée à 14000 W/m.K. Les résistances thermiques dues au transfert à travers les parois du diffuseur sont prises en compte ainsi que les résistances de contact entre le boîtier et le diffuseur d'une part, entre le diffuseur et les ailettes d'autre part.

La figure 4.16 montre une synthèse des études 3D. Elle montre la différence de température totale entre  $T_{\max}$  et  $T_{\text{amb}}$  en fonction du moyen de refroidissement et du type de drain utilisé. La comparaison entre les résultats des différents types de drain donne les mêmes conclusions que précédemment. Pour la structure interne, un gain de 5 K est obtenu pour une augmentation de l'épaisseur du drain en cuivre de 0,5 à 1 mm, et de 2 K de mieux pour le diffuseur thermique diphasique par rapport au drain de 1 mm de cuivre du fait des résistances de contact supplémentaires entre les drains et les entretoises.



**Figure 4.16:** Comparaison finale entre plusieurs géométries performantes

De même, la comparaison entre les deux structures à ailettes montre une différence de 6 K à l'avantage du diffuseur thermique diphasique qui permet à toutes les ailettes de la plaque de dissiper à peu près autant de flux les unes que les autres.

Le refroidissement par liquide donne des résultats légèrement meilleurs que le diffuseur thermique diphasique (4 K), mais il est nécessaire d'intégrer une pompe pour générer une circulation d'eau, la fiabilité de l'ensemble s'en retrouve très diminuée. De ce fait, il est délicat de conclure sur l'utilisation future de cette technologie.

#### 4.4 Validation

Plusieurs entreprises et universités ont collaboré au projet dont fait partie cette étude. La collaboration avec IKE de Stuttgart a notamment permis de publier un article lors de la 12<sup>ème</sup>

conférence internationale sur les caloducs en 2002 (Khandekar et al., 2002). Cette étude vise à comparer les résultats expérimentaux obtenus par IKE aux résultats numériques obtenus par l'INSA afin de valider les différents modèles utilisés.

#### 4.4.1 Géométrie et modélisation

La géométrie expérimentale étudiée par IKE (figure 4.17), de dimensions externes  $65 \times 55 \times 10 \text{ mm}^3$ , est un empilement de trois plaques d'aluminium. Chaque plaque est chauffée en son centre et refroidie latéralement par une circulation d'eau. Les plaques sont isolées thermiquement entre elles par deux couches de mousse isolante (armaflex). Le chauffage des plaques est assuré par des composants électroniques fournissant chacun une puissance de 10 W. Les composants des plaques supérieure et inférieure ont des dimensions de  $10 \times 23 \times 1 \text{ mm}^3$ . L'élément chauffant de la plaque centrale est composé d'une résistance chauffante placée entre deux bandes collantes, attaché à un bloc de cuivre recouvert d'un bloc de téflon. Ses dimensions sont de  $12 \times 25 \times 2,4 \text{ mm}^3$ . Le modèle thermique 3D a été développé en utilisant le logiciel ICEPAK. La plaque supérieure est soumise à un coefficient d'échange de  $5 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$  pour une température ambiante de  $20^\circ\text{C}$ . L'isolation existant sur les autres surfaces extérieures de la géométrie assure une condition adiabatique. Une température de  $43^\circ\text{C}$  est imposée aux parois en contact avec l'eau. Cette valeur est déduite des échanges convectifs paroi/eau fonctions du débit massique d'eau et de sa température en entrée de circuit. De bons contacts étant assurés entre les différents éléments qui composent cette géométrie, toutes les résistances thermiques de contact sont négligées. Les valeurs des conductivités thermiques utilisées dans le modèle sont indiquées dans le tableau 4.2. Trois mesures de températures sont effectuées. Elles sont situées au centre de chacune des plaques comme indiqué sur la figure 4.17.

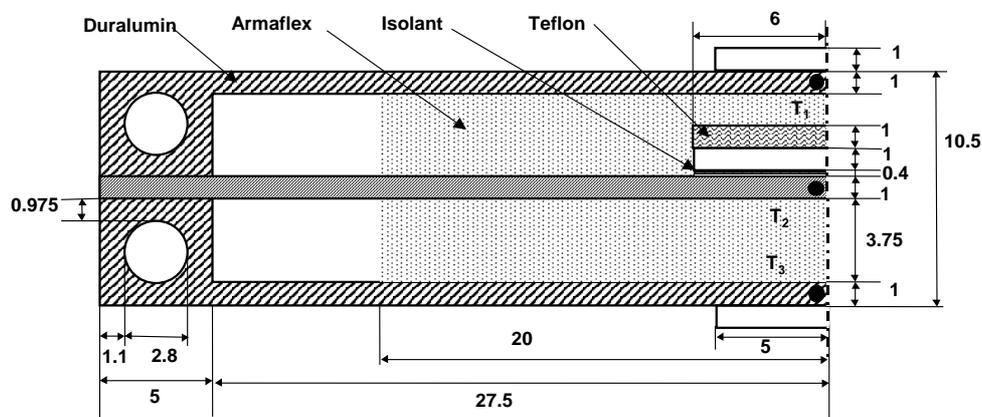


Figure 4.17: Géométrie étudiée par IKE (Khandekar et al., 2002)

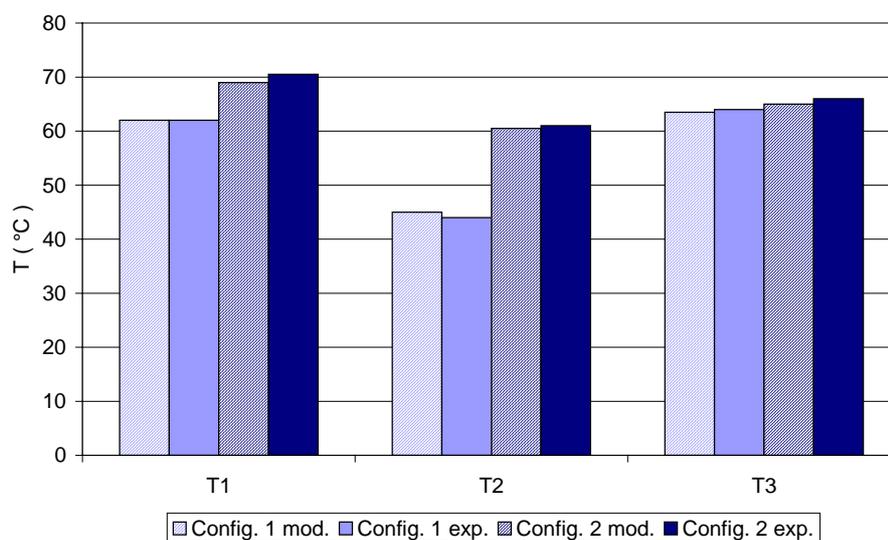
matériau	conductivité thermique (W/m.K)
duralumin	170
armaflex	0,1
isolant	0,1
teflon	0,35
air	0,024

**Tableau 4.2:** Conductivité thermique des différents matériaux utilisés

#### 4.4.2 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est présentée sur la figure 4.18. Deux configurations de chauffage sont considérées :

- configuration 1 : le composant de la plaque centrale ne fonctionne pas,
- configuration 2 : chaque composant fournit 10 W.



**Figure 4.18:** Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

Avec le modèle numérique, les températures sont légèrement sous-évaluées par rapport aux résultats expérimentaux. Une étude de sensibilité a été effectuée sur les paramètres suivants : valeur des résistances thermiques de contact, conductivité thermique des matériaux, coefficient d'échange. Les résultats de cette analyse ont montré que les différences existantes ne peuvent pas être causées par les paramètres mentionnés ci-dessus. Les composants électroniques ne délivrent pas un flux de chaleur uniforme. Pour avoir une bonne adéquation

entre valeurs mesurées et calculées, il est nécessaire de considérer une répartition du flux sur une surface diminuée. Ainsi, un écart de température inférieur à 2 K entre les résultats expérimentaux et numériques est atteint pour chaque plaque et dans toutes les configurations.

## **4.5 Conclusion**

La modélisation d'un grand nombre de géométries différentes a permis d'élaborer un système de refroidissement répondant au cahier des charges. Les différentes études de sensibilité réalisées sur diverses géométries au cours de cette étude ont permis de connaître l'impact sur les performances que pourrait avoir les modifications étudiées. Les contraintes imposées par le cahier des charges étaient aussi bien d'ordre thermique que mécanique ou électronique.

Néanmoins, outre l'objectif de conception d'un composant compact, un objectif annexe était de déterminer le gain que pourrait apporter l'implantation de diffuseurs thermiques diphasiques. Les résultats de cette étude ont montré que l'intégration de drains thermiques sous les composants ainsi que l'utilisation d'un système de refroidissement externe était nécessaire. Le gain apporté par des diffuseurs thermiques diphasiques par rapport à des drains métalliques de technologie plus classique est de quelques degrés. L'implantation de DTD à l'intérieur ou à l'extérieur d'un composant apporte des contraintes d'ordre autre que thermiques (tenue mécanique, fiabilité, économique...). L'implantation ou non de DTD, dépend alors de l'utilisation finale du composant (électronique embarquée, facilité d'accès pour le changement de pièce, coût...). Si l'on excepte le refroidissement par liquide pour son manque de fiabilité, la meilleure solution, est l'implantation de DTD sous chaque couche à l'intérieur du composant et l'utilisation d'un DTD muni d'ailettes à l'extérieur. Cette combinaison impose un écart de température de 15 K entre le point le plus chaud du composant et le milieu ambiant, pour une puissance délivrée de  $3 \times 10$  W.

**CONCLUSION**  
**ET**  
**PERSPECTIVES**



Le travail présenté dans ce mémoire concerne la modélisation hydrodynamique et thermique d'un micro-diffuseur thermique diphasique. Les résultats de cette étude ont été utilisés pour le refroidissement de composants électroniques compacts à trois dimensions.

Depuis quelques années, l'électronique connaît une évolution incessante dans la miniaturisation des composants. Les refroidissements classiques utilisés jusqu'à présent ne sont plus suffisamment efficaces pour dissiper le flux imposé par les composants tout en assurant un niveau de température suffisamment faible afin d'en pérenniser la durée de vie.

L'objectif de cette thèse est de modéliser un micro-diffuseur thermique diphasique. L'étude de son comportement face aux variations de différents paramètres a permis de comprendre son fonctionnement et d'en déduire une géométrie optimale et adaptée à son utilisation.

Une étude bibliographique a permis d'appréhender les difficultés rencontrées dans la compréhension du fonctionnement d'un diffuseur thermique diphasique et dans sa modélisation. Elle a également permis d'établir une vue d'ensemble des travaux effectués sur le sujet. La majorité des travaux sur les diffuseurs thermiques sont limités à des aspects de réalisation technologique, qui montrent néanmoins l'intérêt porté à ces systèmes dans le domaine du refroidissement électronique. Jusqu'à présent, peu de résultats expérimentaux ou numériques ont été publiés dans la littérature.

Trois modèles ont été développés pour cette étude. Le premier modèle, qui décrit le comportement hydrodynamique du diffuseur thermique diphasique, est basé sur les équations de bilans et l'équation de Laplace-Young. Il détermine le flux maximal transférable par le diffuseur thermique diphasique ou limite capillaire ainsi que sa charge optimale. Ce modèle décrit les vitesses et les pressions du fluide ainsi que l'évolution du rayon de courbure du ménisque tout le long du diffuseur. La résistance thermique est nécessaire à cette étude, l'optimisation du diffuseur ne pouvant pas être obtenue à l'aide de la seule limite capillaire. Cette résistance est déterminée par le modèle thermique global. Ce modèle détermine la résistance thermique du liquide. La résistance thermique de la paroi est négligée. La température de fonctionnement du diffuseur est un paramètre d'entrée du modèle, car la source froide n'est pas modélisée. Le troisième modèle décrit le comportement thermique dans la zone d'accrochage du ménisque à la paroi appelée microrégion. Ce modèle est basé sur le calcul de la courbure déduit des pressions capillaire et de disjonction.

La géométrie étudiée est composée d'un canal vapeur unique et d'une rangée de rainures de section trapézoïdale. Le fluide utilisé est l'eau. Les résistances thermiques déterminées par le modèle de la microrégion amènent à la conclusion qu'il n'est pas nécessaire de l'inclure au couplage déjà effectué entre les modèles hydrodynamique et thermique. Ce couplage a permis d'optimiser la géométrie du diffuseur thermique diphasique et de mettre en évidence la forte influence de certains paramètres physiques.

Une application des diffuseurs thermiques diphasiques est le refroidissement de composants électroniques. L'étude réalisée au cours de cette thèse a permis de concevoir des systèmes de refroidissement efficaces qui permettent d'obtenir des températures maximales en-dessous des limites imposées par un cahier des charges. Les résultats ont montré que le gain apporté par l'utilisation de diffuseur thermique diphasique dans le refroidissement de ces composants n'était pas négligeable. Cependant leur implantation ne doit pas être systématique car elle dépend d'autres diverses.

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont permis d'une part d'optimiser la géométrie d'un diffuseur thermique diphasique. La limite capillaire atteinte pour cette géométrie est de 180 W. Les performances obtenues sont caractérisées par la résistance thermique du diffuseur thermique diphasique entre l'évaporateur et le condenseur :  $R_{th} = 0,2 \text{ K/W}$ . Par ailleurs, ils ont également permis de déterminer l'apport qu'aurait l'utilisation de diffuseur thermique diphasique dans les systèmes de refroidissement de composant 3D sur leurs performances thermiques.

Néanmoins, le modèle a montré certaines limites qu'il convient de souligner. Il faut retenir la mauvaise connaissance de paramètres importants comme le coefficient d'accommodation ou la forme du ménisque dans la rainure. Il est difficile de déterminer avec précision ces paramètres, mais plusieurs études ayant cet objectif sont en cours de réalisation au CETHIL. Le deuxième type de limite est d'ordre numérique. Le rayon de courbure minimal à l'évaporateur est calculé de manière à ce que le ménisque soit tangent au bas de la rainure. Il apparaît intéressant de développer le code de calcul de manière à prendre en compte le fait que le ménisque puisse se séparer en deux parties dans chacun des coins de la rainure. Cette amélioration aura peu d'influence sur la détermination de la limite capillaire mais, la résistance thermique diminuera fortement. Cependant, ces changements sont délicats à mettre en place. D'autres paramètres importants sont mal connus comme le rayon de courbure minimal à l'évaporateur ou l'épaisseur de film liquide adsorbé sur la paroi de la rainure. Une modification importante, également intéressante pour le modèle, serait le passage de la

modélisation 1D de l'écoulement dans les rainures longitudinales à la modélisation d'un écoulement bidimensionnel dans des rainures perpendiculaires. Cet écoulement bidimensionnel laisserait la possibilité d'imposer un flux sur un élément de surface réduit n'occupant pas toute la largeur du diffuseur. Cette modélisation permettrait d'avoir une utilisation future de cette technologie plus large.

Le but ultime du refroidissement des composants électroniques est de limiter la température maximale atteinte par les jonctions P-N à l'intérieur des transistors. Or, sur la résistance thermique globale, depuis ces jonctions P-N, jusqu'au milieu ambiant, une grande partie est à l'intérieur même de la puce électronique. L'utilisation d'une technologie silicium permet d'envisager une intégration de ces transistors directement à l'intérieur de la paroi du micro-diffuseur thermique diphasique.

**REFERENCES**  
**BIBLIOGRAPHIQUES**



- ADKINS D.R., SHEN D.S., PALMER D.W., TUCK M.R.** Silicon heat pipes for cooling electronics. *1st Annual Spacecraft Thermal Control Symposium*, Albuquerque, NM, November 16-18, 1994, SAND 94-2064C, 10 p.
- AVENAS Y., MALLET B., GILLOT C., BRICARD A., SCHAEFFER C., POUPON G., FOURNIER E.** Thermal spreaders for high heat flux power devices. *7<sup>th</sup> Thermionic Workshop*, Paris, 24-27 September, 2001, p 59-63.
- BABIN B.R., PETERSON G.P., WU D.** Analysis and testing of a micro heat pipe during steady-state operation. *ASME / AICHe National Heat Transfer Conference, Philadelphia*, Aug. 5-8, 1989, p 1-10.
- BABIN B.R., PETERSON G.P., WU D.** Steady-state modeling and testing of a micro heat pipe. *J. Heat Transfer*, Aug. 1990, vol 112, p 595-601.
- BAI Q., FUJITA Y.** Bubble dynamics and heat transfer during bubble growth in nucleate boiling. *12<sup>th</sup> Int. Heat transfer Conf., Grenoble*, 2002, Vol. 3, p. 557-562.
- BENSON D.A., MITCHELL R.T., TUCK M.R., ADKINS D.R., PALMER D.W.** Micro-machined heat pipes in silicon MCM Substrates. *IEEE*, 1996, p 127-129.
- BÜSSE C.A.** Pressure drop in the vapour phase of long heat pipes. *Thermionic Conversion Specialists Conference, Palo Alto, California*, October 1967.
- BÜSSE C.A.** Theory of ultimate heat transfer limit of cylindrical heat pipes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1973, vol 13, p 169-186.
- CAMARDA C.J., PETERSON G.P., RUMMLER D.R.** Micro heat pipes panels and method for producing same. *U.S. Patent n° 5 527 588*, 1996.
- CAO Y., BEAM J.E., DONOVAN B.** Air-cooling system for metal oxide semiconductor controlled thyristors employing miniature heat pipes. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 1996, vol 10, n° 3, p 484-489.
- CAO Y., FAGHRI A., MAHEFKY E.T.** Micro/minature heat pipes and operating limitations. *Nat. Heat Transfer Conf., Atlanta, HTD-ASME*, 1993, vol 236, p 55-62.
- CAO Y., GAO M., BEAM J.E., DONOVAN B.** Experiments and analyses of flat miniature heat pipes. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 1997, vol 11, n° 2, p 158-164.
- CAREY V.P.** *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*. Bristol, PA : *Taylor & Francis*, 1992.
- COTTER T.P.** Heat Pipe Startup Dynamics. *Proc. SAE Thermionic Conversion Specialists Conference, Palo Alto, California*, October 1967.
- COTTER T.P.** Principles and prospects for micro heat pipes. *5th Int. Heat Pipe Conf., Tsukuba, Japan*, 1984, May 14-18, vol 4, p 328-334.
- DERJAGUIN B.V.** Definition of the concept of, and magnitude of the disjoining pressure and its role in the statics and kinetics of thin layers of liquids. *Kolloidny Zhurnal*, 1955, vol 17, p 191-197.
- DERJAGUIN B.V., ZORIN Z.M.** Optical study of the adsorption and surface condensation of vapours in the vicinity of saturation on a smooth surface. *2<sup>nd</sup> Int. Cong. Surface activity, London*, 1957, p. 145-152.

- DOBRAN F.**, Suppression of the sonic heat transfer limit in high-temperature heat-pipes, *J. of heat transfer*, 1989, Vol. 111, p. 605-610.
- DUNCAN A.B., PETERSON G.P.** Charge optimization for a triangular-shaped etched micro heat pipe. *J. Thermophysics*, 1994, vol 9, n° 2, p 365-368.
- DUNN P.D., REAY D.A.** *Heat pipes*. 2<sup>nd</sup> Edition. New York : Pergamon Press. 1978, 334 p.
- EL-GENK M.S., SABER H.H.** Flooding limit in closed, two-phase flow thermosyphons. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1997, vol 40, n° 9, p 2147-2164.
- FAGHRI A., CHEN M.M., MORGAN M.** Heat transfer characteristics in two-phase closed conventional and concentric annular thermosyphons. *J. of heat transfer*, 1989, Vol. 111, p. 611-619.
- FLETCHER L.S., PETERSON G.P.** Micro heat pipe catheter. *U.S. Patent n° 5 190 539, Texas A&M University System*, 1993.
- FLETCHER L.S., PETERSON G.P.** Treatment method using a micro heat pipe catheter. *U.S. Patent n° 5 591 162, Texas A&M University System*, 1997.
- GERNER F.M., LONGTIN J.P., HENDERSON H.T., HSIEH W.M., RAMADAS P., CHANG W.S.** Flow and heat transfer limitations in micro heat pipes. *Topics in Heat Transfer, HTD-ASME*, 1992, vol 206-3, p 99-104.
- GILLOT C., BRICARD A., SCHAEFFER C.** Single and two-phase heat exchangers for power electronic components. *Int. J. of Thermal Science*, 2000, Vol. 39, p. 826-832
- GROMOLL B.** Micro cooling systems for high density packaging, *Rev. Gén. Therm.*, 1998, vol 37, p 781-787.
- HA J.M., PETERSON G.P.** The heat transport capacity of micro heat pipes. *Journal of Heat Transfer*, November 1998, vol 120, p 1064-1071.
- HOLM F.W., GOPLEN S.P.** Heat transfer in the meniscus thin film transition region. *J. Heat Transfer*, Aug. 1979, vol 101, p 543-547.
- HOPKINS R., FAGHRI A., KHRUSTALEV D.** Flat miniature heat pipes with micro capillary grooves. *Journal of Heat Transfer*, February 1999, vol 121, p 102-109.
- JAMIESON D.T.**, Condensation coefficient of water, *Nature*, 1964, vol 202, p 583.
- JOMARD T., ECKES U., LALLEMAND M.** Two-phase cooling evolution of high power semiconductors. *4<sup>th</sup> European Conference on Power Electronics and Applications*, Florence, Septembre 1991.
- KANG S.W., TSAI S.H., CHEN M.C.** Fabrication of micro radial grooved heat pipes. *12<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf.*, Moscou, 2002.
- KHANDEKAR S., WELTE T., GROLL M., ROLLAND X., SARTRE V., LALLEMAND M.** - Thermal Management of 3D Microelectronic Modules Experimental and Simulation Studies. *12<sup>th</sup> International Heat Pipe Conference*, Moscow (May 19-24, 2002)

- KHRUSTALEV D., FAGHRI A.** Heat transfer during evaporation on capillary-grooved structures of heat pipes. *J. Heat Transfer*, Aug. 1995, vol 117, p 740-747.
- LAUNAY S., SARTRE V., LALLEMAND M.** Thermal study of a water-filled micro heat pipe including heat transfer in evaporating and condensing microfilms. *12<sup>th</sup> Int. Heat transfer Conf., Grenoble*, 2002, vol 4, p 471-476.
- LAUNAY S.** Performances thermiques de microcaloducs usinés dans du silicium : Modélisation et étude expérimentale. *Thèse de doctorat, INSA de Lyon*, 2002.
- LONGTIN J.P., BADRAN B., GERNER F.M.** A one-dimensional model of a micro heat pipe during steady-state operation. *J. Heat Transfer*, Aug. 1994, vol 116, p 709-715.
- MA H.B., PETERSON G.P., LU X.J.** The influence of vapor-liquid interactions on the liquid pressure drop in triangular microgrooves. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994, vol 37, n° 15, p 2211-2219.
- MA H.B., PETERSON G.P.** Temperature variation and heat transfer in triangular grooves with an evaporating film. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Jan.-Mar. 1997, vol 11, n° 1, p 90-97.
- MA H.B., PETERSON G.P.** The minimum meniscus radius and capillary heat transport limit in micro heat pipes. *Journal of Heat Transfer*, Feb. 1998, vol 120, p 227-233.
- MAREK R., STRAUB J.** Analysis of evaporation coefficient and the condensation coefficient of water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, p. 39-53.
- MERRIGAN M.A., WURDEN G.A.** Tokamak physics experiment : diagnostic windows study. *Los Alamos National Laboratory LA-13053-MS*, 1995.
- NABAVIAN K, BROMLEY L.A.** Condensation coefficient of water, *Chem. Eng. Sci.*, 1963, vol 18, p 651-660
- ÖZISIK M.N.** Heat Transfer A Basic Approach. New York : *McGRAW-HILL International Editions, Mechanical Engineering Series*, 1985
- PANDRAUD G., SARTRE V., LALLEMAND M.** Modelling of heat spreaders micromachined in silicon substrates for electronic cooling. *7<sup>th</sup> Thermionic Workshop*, Paris, 24-27 September, 2001, p 130-135.
- PARK K., NOH K.J., LEE K.S.** Transport phenomena in the thin-film region of a micro-channel. *Int. J. of heat and mass transfer*, 2003, Vol. 46, p. 2381-2388.
- PETERSON G.P., FLETCHER L.S.** Temperature control mechanism for a micro heat pipe catheter. *U.S. Patent n° 5 417 686, Texas A&M University System*, 1995.
- PETERSON G.P., MA H.B.** Theoretical analysis of the maximum heat transport in triangular grooves : a study of idealized micro heat pipes. *J. Heat Transfer*, Aug. 1996a, vol 118, p 731-739.
- PETERSON G.P., MA H.B.** Analysis of countercurrent liquid-vapor interactions and the effect on the liquid friction factor. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1996b, vol 12, p 13-24.
- PETERSON G.P., MA H.B.** Temperature response of heat transport in a micro heat pipe. *Journal of Heat Transfer*, Mai 1999, vol 121, p 438-445.

- PETERSON G.P., SWANSON L.W., GERNER F.M.** Micro Heat Pipes. *Tien, Majumdar, Gerner Eds. Microscale Energy Transport. Washington : Taylor & Francis, 1998, p 295-337.*
- PLESCH D., BIER W., SEIDEL D., SCHUBERT K.** Miniature heat pipes for heat removal of microelectronic circuits. *Micromechanical sensors, actuators and systems, ASME-DSC, 1991, vol 32, p 303-313.*
- PRUPPACHER H.R., KLETT J.D.** Microphysics of Clouds and Precipitation Dordrecht : *D. Reidel Pub, 08/01/1978, 730 p. ISBN: 9027705151*
- PUNCH J, DAVIES M.** Still air junction to ambient thermal resistance of different devices as functions of the effective thermal conductivity of printed circuit board. In Eds : Bardon JP, Bayne E, Saulnier JB. *Proc. Eurotherm Seminar 58, 24-26th Sept. 1997, Nantes, p. 262-.*
- QU W., ZHANG L., MA T., GE X.** Evaporation heat transfer of thin liquid film and meniscus in narrow and circumferential crevices of micro scale. *12<sup>th</sup> Int. heat transfer conf., Grenoble, 2002, Vol. 3, p. 425-430*
- REVELLIN R., VOLCK E. S.** Modélisation d'un dissipateur thermique pour le refroidissement des composants électroniques. *Projet de fin d'études, INSA de Lyon, 2002.*
- ROESLER S., GROLL M.** Measurement of the condensate film structure in closed two-phase thermosyphons. *6th IHPC, Grenoble, Mai 1987, p 441-444.*
- ROSENFELD J.H., NORTH M.T.** Heat transfer in sintered groove heat pipes. *11<sup>th</sup> IHPC, Musashinoshi, Tokyo, 1999, Vol. 2, p. 99-106.*
- SARTRE V., ZAGHDOUDI M.C., LALLEMAND M.** Effect of interfacial phenomena on evaporative heat transfer in micro heat pipes. *Int. J. Therm. Sci., 2000, vol 39, p 498-504.*
- SHEN D.S., MITCHELL R.T., DOBRANICH D., ADKINS D.R., TUCK M.R.** Micro heat spreader enhanced heat transfer in MCMs. *IEEE MCMC'95 Conf., Santa Cruz, 1995, p 189-194.*
- SON G., DHIR V.K., RAMANUJAPU N.** Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface. *J. of Heat Transfer, 1999, Vol. 121, p. 623-631.*
- SUH J.S., GREIF R., GRIGOROPOULOS C.P.** Friction in micro-channel flows of a liquid and vapor in trapezoidal and sinusoidal grooves. *Int. J. Heat Mass transfer, 2001, vol 44, p 3103-3109.*
- STEPHAN P.C., BÜSSE C.A.** Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls. *Int. J. Heat Mass Transfer, 1992, vol 35, n° 2, p 383-391.*
- SWANSON L.W., HERDT G.C.** Model of the evaporating meniscus in a capillary tube. *J. Heat Transfer, May 1992, vol 114, p 434-441.*
- SWANSON L.W., PETERSON G.P.** The interfacial thermodynamics of micro heat pipes. *J. Heat Transfer, Feb. 1995, vol 117, p 195-200.*
- TAKE K., FURUKAWA Y., USHIODA S.** Fundamental investigation of roll bond heat pipe as heat spreader for notebook computers. *IEEE Transactions on components and packaging technology, 2000, Vol. 23, n° 1, p. 80-85.*

- TAMIR A., HASSON D.** Evaporation and Condensation Coefficient of Water. *The Chemical Engineering Journal*, 1971, p. 200-211.
- TANTOLIN C.** Refroidissement de composants électroniques de puissance par immersion dans un fluide diélectrique : étude des échanges par ébullition / condensation / convection. *Thèse de doctorat, INSA de Lyon*, 2002.
- TOKEN K.** Trends in Aircraft Thermal Management. Proc. Pinned Wiring Board Heat Pipe Workshop, Hugues Aircraft Company, Electron Dynamics Division, Torrance, CA, 1977.
- VAFAI K., THIYAGARAJA R.** Analysis of flow and heat transfer at the interface region of a porous medium. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1987, Vol. 30, n°7, p. 1391-1405.
- VAFAI K., TIEN C.L.** Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1981, Vol. 24, p. 195-203.
- WANG C.Y., GROLL M., RÖSLER S., TU C.J.** Porous medium model for two-phase flow in minichannels with applications to micro heat pipes. *Heat Recovery Systems & CHP*, 1994, vol 14, n° 4, p 377-389.
- WATERS E.D.** Heat Pipes for the Trans-Alaskan Pipeline. *Proc. 2<sup>nd</sup> IHPC, Bologne, Italie*, 1976, p. 803-814.
- WAYNER P.C., KAO Y.K., LACROIX L.V.** The interline heat transfer coefficient of an evaporating wetting film. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1976, vol 19, n°2, p 487-492.
- WAYNER P.C.** A constant heat flux model of the evaporating interline region. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1978, vol 21, n° 3, p 362-364.
- WU D., PETERSON G.P.** Investigation of the transient characteristics of a micro heat pipe. *J. Thermophysics*, Apr.-Jun. 1991, vol 5, n° 2, p 129-134.
- ZAGHDOUDI M.C., SARTRE V., LALLEMAND M.** Theoretical investigation of micro heat pipes performance. *10th IHPC, Stuttgart, Germany*, 21-25 Sept. 1997, 6 p.
- ZHAO T.S, LIAO Q.** On capillary-driven flow phase-change heat transfer in a porous structure heated by a finned surface : measurements and modeling. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2000, Vol. 43, p. 1141-1155.
- ZHU N., VAFAI K.** Analytical modeling of the startup characteristics of asymmetrical flat-plate disk-shaped heat pipes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1998, Vol. 41, n° 17, p. 2619-2637.
- ZBORIL V., STULC P.** Intensification of cooling of the boards with integrated circuits by heat pipes. *20<sup>th</sup> ICHMT Int. Symp. On Heat Transfer in Electric and Microelectronic Equipment, Dubrovnik, Yougoslavie*, 1988, 12 p.
- ZUO Z.J., NORTH M.T.** Improved heat pipe performance using graded wick structures. *11th IHPC, Musashinoshi Tokyo, Sept. 12-16, 1999*, vol 2, p 80-84.