



**HAL**  
open science

## Réalisation et optimisation de refroidisseurs à microcanaux en technologie silicium

Corinne Perret

► **To cite this version:**

Corinne Perret. Réalisation et optimisation de refroidisseurs à microcanaux en technologie silicium. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2001. Français. NNT: . tel-00549755

**HAL Id: tel-00549755**

**<https://theses.hal.science/tel-00549755>**

Submitted on 22 Dec 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUTION NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

/ / / / / / / / / / /

**THESE**

pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'INPG**  
*Spécialité : Génie Electrique*

Préparée au **Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble**  
Dans le cadre de l'Ecole Doctorale « **Electronique, Electrotechnique, Automatique,  
Télécommunication, Signal** »

Présentée et soutenue publiquement

par

**Corinne PERRET**

le 23 mai 2001

**Titre :**

**Réalisation et optimisation de refroidisseurs  
à microcanaux en technologie silicium**

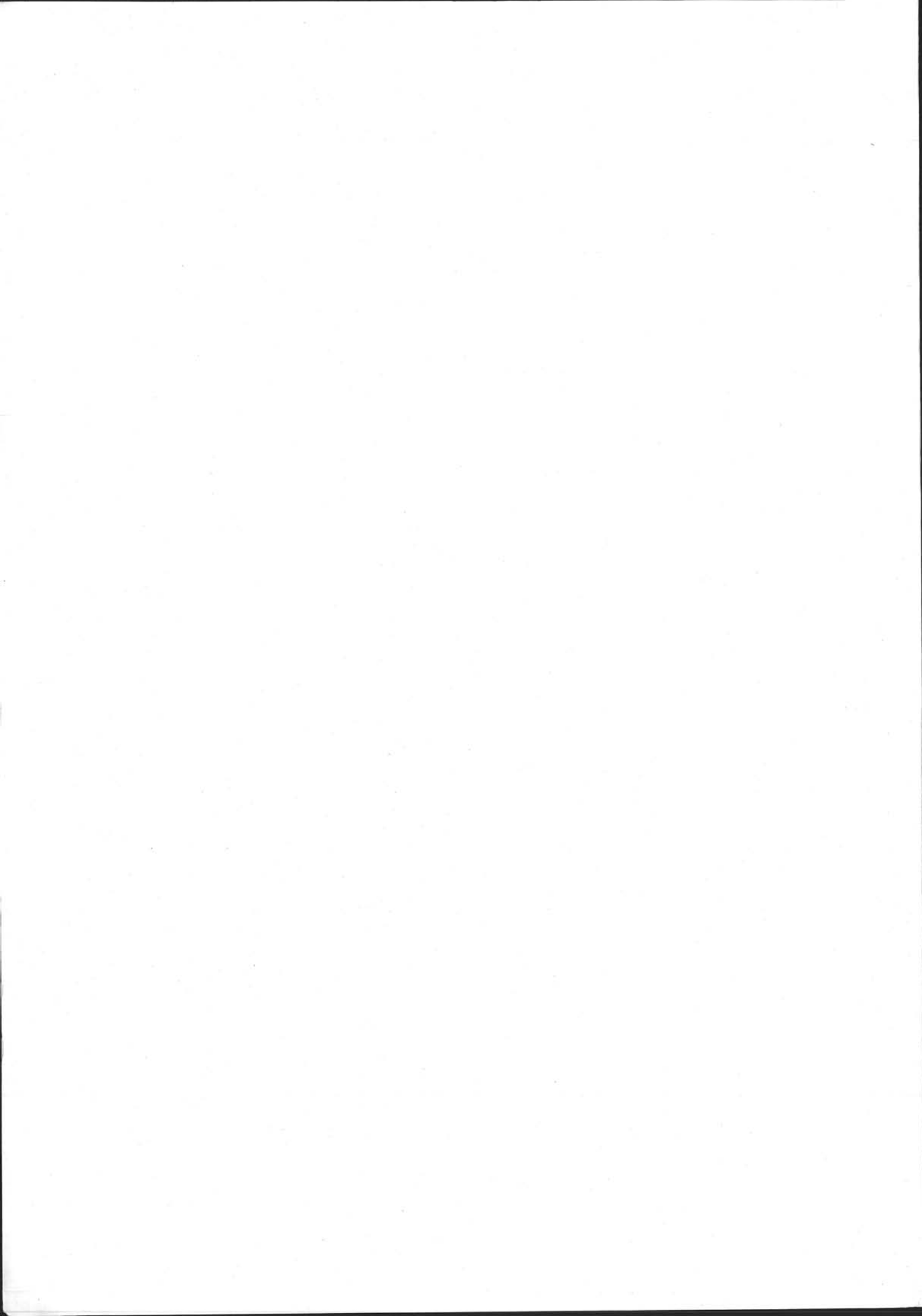
---

Directeur de thèse : Christian SCHAEFFER  
Co-directrice de thèse : Jumana BOUSSEY

---

**JURY**

M. D. ROYE	, Président
M. J.L. SANCHEZ	, Rapporteur
M. P. MERLE	, Rapporteur
M. C. SCHAEFFER	, Directeur de thèse
M <sup>me</sup> J. BOUSSEY	, Co-directrice de thèse



## Remerciements

Puisqu'une thèse et son thésard ne se font jamais seuls, je tiens à remercier le LEG, par l'intermédiaire de ses deux directeurs successifs, M. Sabonnadière et M. Rognon, pour toutes ses compétences diverses et variées qui m'ont tant apportées. Je remercie tout particulièrement l'équipe Electronique de Puissance de m'avoir accueillie.

Je remercie M. Merle et M. Sanchez de m'avoir fait l'honneur d'accepter d'évaluer mon travail. Je leur suis très reconnaissante pour l'intérêt qu'ils y ont porté.

Merci à M. Roye et M. Fandino d'avoir accepté de participer à mon jury. J'ai été enchantée de leur présence.

Je voudrais dire un grand merci à Christian et à Jumana de m'avoir encadrée pendant ces trois années. Ils m'ont chacun beaucoup apportée, de manière différente et pas pareille. Ils ont été mes moteurs de recherche, je leur en suis très reconnaissante.

Qu'une pluie de remerciements tombe sur l'équipe technique du LEG : techniciens, ingénieurs, administratifs et administrateurs réseau, sans qui rien n'est possible. Q'un microclimat se fasse plus particulièrement au dessus des têtes de Bruno et de Stéphane qui ont des mains d'or et un cœur tout pareil.

Merci à la bande de thésards sans qui la thèse n'aurait pas valu la peine d'être vécue : Jean Chri, Jeannot, Jean, Broisouille, Lolo, Moese, Charlotte, Alex, Max, Jean Mi, Pat, Fab, PatPod, Poj, Steph, Christophe. Je les remercie pour tout ce que nous avons partagé.

Merci également à la bande du LPCS : Jum, Nat, Anne So, Olivier, Laurence, Edwige, Martine, Fred et Jeremy. Ils ont été importants pour moi, et ce n'est pas fini! Merci à Irène et Bruno.

Merci à mes collègues tous neufs du LTM. Ils m'ont supportée, encouragée et motivée pour la phase de rédaction... Je les remercie pour leur gentillesse et leur patience. Je remercie Cécile et Olivier pour leur aide et pour la nouvelle aventure scientifique et humaine qu'ils me permettent de vivre.

Je décerne un remerciement d'honneur à Bruno, Jum, Nat, Jean Cri, Anne So, Cécile pour leur quotient émotionnel si appréciable.

Enfin et bien sur, le plus grand merci est pour ma famille, qui s'est agrandie pendant ma thèse : merci à chacun pour sa présence et pour ce qu'il est.

# Sommaire

<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre I : L'électronique de Puissance et la thermique</b>	
I.1. Introduction : nécessité d'un refroidissement efficace.....	3
I.2. Les composants de puissance actuels.....	6
I.2.1. La puce de silicium : la partie active des composants.....	6
I.2.1.1. Constitution générale d'un composant de puissance.....	6
I.2.1.2. Modélisation des pertes en conduction.....	7
I.2.1.3. Modélisation des pertes en commutation.....	8
I.2.1.4. Conclusion.....	11
I.2.2. Répartition des pertes dans la puce de silicium.....	12
I.2.3. Présentation d'un composant d'électronique de puissance .....	13
I.2.4 : Refroidissement actuellement utilisé pour les composants d'électronique de puissance.....	16
I.2.5. Conclusion.....	19
I.3. Vers une approche « tout silicium ».....	19
I.3.1 avantages et inconvénients d'un refroidisseur en silicium .....	19
I.3.2. Contexte de travail .....	21
I.4. Lois d'échange thermique et fluïdique pour la convection forcée simple phase .....	22
I.4.1. Notions de résistance thermique .....	22
I.4.1.1. Résistance thermique de diffusion, $R_{diff}$ .....	23
I.4.1.1.a. Résistance de diffusion à une dimension .....	23
I.4.1.1.b. Résistance de diffusion à deux dimensions .....	24
I.4.1.2. Résistance thermique de convection, $R_{conv}$ .....	25
I.4.1.3. Résistance thermique capacitive, $R_{cap}$ .....	25
I.4.1.4. Résistance thermique carrée, $R_c$ .....	26
I.4.1.5. Résistance thermique carrée totale, $R_{ctot}$ .....	26
I.4.2. Lois d'échange convectifs d'un point de vue thermique et hydraulique : les quatre nombres de la fluïdique.....	27
I.4.2.a. Nombre de Reynolds.....	27
I.4.2.b. Nombre de Prandtl.....	28

I.4.2.c. Coefficient de frottement et pertes de pression.....	28
I.4.2.d. Nombre de Nusselt.....	29
I.5. Conclusion .....	32

## Chapitre II : Réalisation technologique

II.1. Présentation générale : dimensionnement.....	35
II.2. Diagramme de cheminement simplifié.....	38
II.3. Gravure profonde de silicium.....	43
II.3.1. Le silicium monocristalin.....	43
II.3.2. Gravure chimique humide anisotrope .....	45
II.3.2.1. Généralités.....	45
II.3.2.2. Gravure par bain d'hydroxyde de potassium (KOH) .....	47
II.3.2.2.a. Choix des paramètres.....	47
II.3.2.2.b. Résultats expérimentaux .....	51
II.3.2.2.c. Conclusion.....	52
II.3.2.3. Gravure plasma .....	53
II.3.2.3.1. Définition d'un plasma : gaz et réacteur.....	53
II.3.2.3.1.a. Gaz .....	53
II.3.2.3.1.b. Réacteur plasma.....	55
II.3.2.3.2. Mécanismes de gravure plasma mis en jeu.....	58
II.3.2.3.2.1. Cas général.....	58
II.3.2.3.2.2. Cas de la gravure profonde par plasma.....	61
II.3.2.3.3. Conditions expérimentales et résultats de gravure.....	65
II.3.3. Conclusion.....	69
II.4. Soudure direct silicium sur silicium (wafer bonding) .....	69
II.4.1. Introduction.....	69
II.4.2. Mécanisme physico-chimique du la soudure directe de silicium .....	70
II.4.3. Réalisation au CIME.....	75
II.4.3.1. Nettoyage et préparation chimique des surfaces.....	76
II.4.3.2. Bâti de soudure.....	76
II.4.3.3. Recuit post-collage.....	77
II.4.3.4. Résultats.....	77
II.5 Conclusion.....	79

## Chapitre III : Caractérisation expérimentales des refroidisseurs en silicium et simulations numériques

III.1. Résultats expérimentaux.....	83
III.1.1. Présentation du banc de mesure .....	83
III.1.2. Source chauffante et mesures de température de jonction .....	85
III.1.3. Présentation des résultats de mesures.....	88
III.1.3.1. Microrefroidisseurs en silicium.....	88
III.1.3.2. Microrefroidisseurs en cuivre.....	90
III.2. Simulations numériques.....	92
III.2.1. Objet de l'étude .....	92
III.2.2. Les outils de simulation .....	93
III.2.2.1. Flux 3D .....	93
III.2.2.2. Flotherm.....	95
III.2.3. Comparaison simulation – mesure : validation de la valeur du coefficient d'échange thermique h utilisé .....	96
III.2.3.1. Cas de microrefroidisseurs en cuivre à canaux rectangulaires .....	96
III.2.3.2. Cas de microrefroidisseurs en silicium à canaux rectangulaires .....	98
III.2.4. Autres résultats donnés par les deux logiciels.....	100
III.3. Conclusion.....	103

## Chapitre IV : Modèles analytiques et optimisation

IV.1. Modélisation analytique.....	106
IV.1.1. Modèle analytique à une dimension .....	107
IV.1.1.1. Résistance de diffusion .....	108
IV.1.1.2. Résistance de convection .....	108
IV.1.1.2.a. Canaux de section rectangulaire .....	108
IV.1.1.2.b. Canaux à section hexagonale.....	109
IV.1.1.3. Validation du modèle à une dimension.....	110
IV.1.1.3.1. Canaux de section rectangulaire.....	110
IV.1.1.3.2. Canaux de section hexagonale.....	115
IV.1.2. Modèle analytique à trois dimensions .....	116
IV.1.3. Conclusion.....	120



IV.2. Optimisation.....	121
IV.2.1. Outil d'optimisation.....	121
IV.2.1.1. Dimensionnement en tant que problème d'optimisation sous contraintes.....	121
IV.2.1.2. Reformulation du problème : du modèle brut à une formulation directement solvable.....	122
IV.2.1.3. Algorithmes d'optimisation.....	123
IV.2.1.4. Méthodologie et outil PASCOSMA.....	123
IV.2.2. Optimisation d'un refroidisseur à écoulement de flux de chaleur unidirectionnel.....	124
IV.2.2.1. Définition du cahier des charges.....	125
IV.2.2.2. Résultats d'optimisation dans le cas d'un écoulement laminaire.....	127
IV.2.2.3. Résultats d'optimisation dans le cas d'un écoulement turbulent.....	130
IV.2.2.4. Conclusion.....	132
IV.2.3. Optimisation d'un refroidisseur à écoulement de flux de chaleur tridirectionnel.....	133
IV.2.3.1. Définition du cahier des charges.....	134
IV.2.3.2. Résultats d'optimisation dans le cas d'un écoulement laminaire.....	135
IV.3. Conclusion.....	137
<b>Conclusions et perspectives.....</b>	<b>139</b>
<b>Annexe 1.....</b>	<b>142</b>
<b>Annexe 2.....</b>	<b>144</b>
<b>Annexe 3.....</b>	<b>149</b>
<b>Annexe 4.....</b>	<b>151</b>

## Nomenclature

$T_j$	K	température de jonction
$T_a$	K	température ambiante
$T_m$	K	température moyenne du fluide
$T_s$	K	température de sortie du fluide
$T_e$	K	température d'entrée du fluide
$T(z)$	K	température de l'ailette en z
P	W	puissance dissipée par le composant
$\phi$	$W.m^{-2}$	densité de puissance dissipée par le composant
k	$W.m^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique
$k_{graisse}$		
$k_{Si}$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique du silicium
$k_{graisse}$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique de graisse
h	$W.m^{-2}.K^{-1}$	coefficient d'échange thermique
$h_{eq}$	$W.m^{-2}.K^{-1}$	coefficient d'échange thermique équivalent
$\varepsilon$		efficacité d'ailette
$R_{th}$	$K.W^{-1}$	résistance thermique
$R_{cth}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée
$R_{cconv}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée de convection
$R_{cdif}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée de diffusion
$R_{ccap}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée capacitive
$R_{cmes}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée mesurée
$R_{cmestot}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée mesurée totale
$R_{cgraisse}$	$K.m^2.W^{-1}$	résistance thermique carrée de graisse
$\rho$	$kg.m^{-3}$	masse volumique
$C_p$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	capacité calorifique
$k_l$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique du fluide
$\mu$	$kg.m^{-1}.s^{-1}$	viscosité
Q	$l.min^{-1}$	débit du fluide
$V_p$	$\mu m^2$	volume de la puce
$S_c$	$\mu m^2$	surface d'échange
$S_p$	$\mu m^2$	surface de la puce

$S_d$	$\mu\text{m}^2$	surface du diffuseur
$S_a$	$\mu\text{m}^2$	surface d'ailette
$L_x$	cm	longueur de canal
$L_y$	cm	largeur du réseau de canaux
$L_{dx}$	cm	longueur du diffuseur
$L_{dy}$	cm	largeur du diffuseur
$L_{px}$	cm	longueur de la puce
$L_{py}$	cm	largeur de la puce
$e$	$\mu\text{m}$	largeur d'ailette
$b$	$\mu\text{m}$	demi largeur d'ailette
$l_c$	$\mu\text{m}$	largeur de canal
$l_{cm}$	$\mu\text{m}$	largeur maximale d'un canal trapézoïdal
$D$	$\mu\text{m}$	profondeur (hauteur) de canal
$e_d$	$\mu\text{m}$	épaisseur de diffuseur
$e_{graisse}$	$\mu\text{m}$	épaisseur de graisse thermique
$n$		nombre de canal
$D_h$	$\mu\text{m}$	diamètre hydraulique
$\delta$		rapport profondeur / largeur de canal
$\gamma$		rapport largeur d'ailette / largeur de canal
$Re$		nombre de Reynolds
$Pr$		nombre de Prandtl
$Nu$		nombre de Nusselt
$v$	$\text{m.s}^{-1}$	vitesse du fluide
$\Delta P$	Bar	pertes de pression
$C_f$		coefficient de frottement
$P_m$	W	puissance motrice de pompe
$v_{Si}$	$\mu\text{m.min}^{-1}$	vitesse de gravure du silicium
$v_{SiO_2}$	$\mu\text{m.min}^{-1}$	vitesse de gravure de l'oxyde de silicium
$s$		Sélectivité de gravure
$\beta$		Angle d'inclinaison des parois d'un canal / au fond
$m$	$\text{kg.s}^{-1}$	débit massique

## Introduction générale

Les convertisseurs électroniques de puissance sont constitués d'un assemblage de modules de composants actifs et d'éléments passifs de plus en plus compact. Les énergies dissipées par les différents éléments sont fonction de la nature des composants et de la fréquence de travail. Ces dissipations thermiques doivent être soit réduites en utilisant des structures adaptées, soit évacuées pour que l'ensemble du convertisseur soit maintenu à une température de fonctionnement compatible avec ses limites. L'évolution actuelle des modules de puissance vers une plus grande compacité ne débouche en général pas sur la réduction des pertes, ce qui a pour conséquence une augmentation importante des densités de puissance à évacuer. Un refroidissement de plus en plus performant est donc nécessaire.

L'étude du module de puissance et celle du refroidisseur sont traditionnellement traitées indépendamment l'une de l'autre. A l'heure actuelle, le refroidissement est effectué au niveau de la semelle du boîtier du module, par l'emploi de plaques à eau ou à air ; cette méthode est la limitation principale pour une plus large compacité des systèmes car les performances thermiques de l'assemblage sont médiocres. C'est pourquoi une démarche vers une conception globale du convertisseur et de son refroidisseur a été entreprise depuis quelques années. Des progrès significatifs ont été réalisés grâce à l'emploi des refroidisseurs à microcanaux usinés dans du cuivre sur lesquels les composants sont directement reportés. Ils permettent de multiplier les performances jusque là atteintes par un facteur trois ou quatre. Plus récemment les performances ont encore été améliorées par l'utilisation de refroidissement double face (jusqu'à un facteur huit). Dans toutes ces réalisations, les interfaces refroidisseur / module et composant / module restent un problème crucial notamment en ce qui concerne la fatigue thermomécanique et la détérioration du bilan thermique. C'est en particulier pour cette raison, et aussi pour exploiter les avantages d'une réalisation collective permise par la technologie silicium, que nous avons étudié la faisabilité et les performances de refroidisseurs à microcanaux en silicium et en convection forcée simple phase.

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous rappellerons la constitution générale d'un composant de puissance ainsi que la modélisation des répartitions des pertes générées lors de son utilisation. Nous présenterons ensuite les refroidisseurs à microcanaux réalisés dans du

cuivre, puis nous évoquerons l'intérêt de la démarche tout silicium. Enfin, nous ferons un rappel sur les lois thermiques et hydrauliques utiles à notre étude.

Le deuxième chapitre portera sur les technologies silicium envisagées et utilisées pour la réalisation des prototypes. Les deux principales étapes nécessaires à cette réalisation, que sont la gravure profonde de silicium et la soudure directe silicium-silicium, seront détaillées, et les résultats obtenus présentés.

Dans le troisième chapitre il s'agira de caractériser nos prototypes puis de les modéliser numériquement. Nous présenterons donc le banc de mesure conçu pour les caractérisations hydraulique et thermique ainsi que les difficultés rencontrées, et bien sûr les résultats obtenus, c'est-à-dire les performances de nos refroidisseurs. Leur modélisation et la comparaison des différents résultats, nous permettront d'avancer des conclusions en terme de validité des équations utilisées dans le cas de microcanaux.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous nous pencherons sur l'adaptation d'un modèle analytique permettant d'obtenir des résultats comparables à ceux donnés par simulation numérique, mais dans un temps de calcul beaucoup plus court. Ce modèle sera ensuite inséré dans un logiciel d'optimisation sous contraintes, Pascosma, qui nous aidera à la conception globale d'un refroidisseur. Pour terminer, nous donnerons les résultats de dimensionnements obtenus pour différents cahiers des charges.

## Chapitre I : L'électronique de Puissance et la thermique

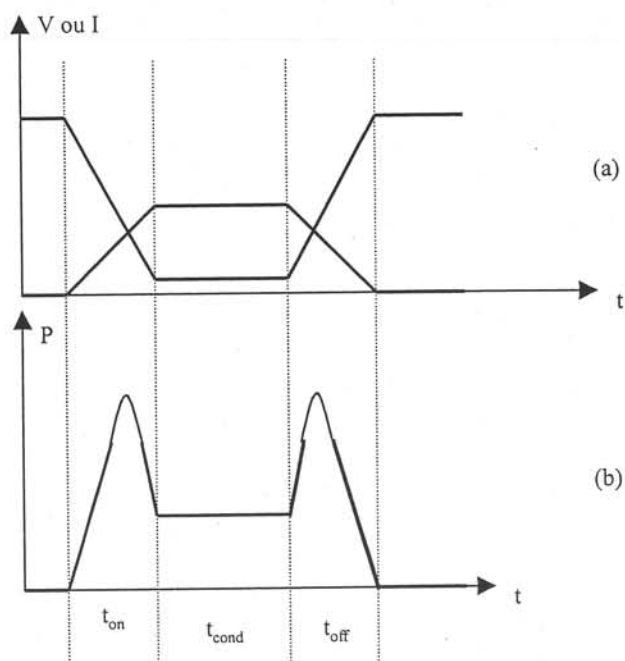
### I.1. Introduction : nécessité d'un refroidissement efficace

Le domaine de l'électronique de puissance concerne la mise en forme de l'énergie électrique. Produite essentiellement par un courant alternatif sinusoïdal (50 ou 60 Hz), cette énergie doit être adaptée aux demandes des utilisateurs. Les domaines d'application de l'électronique de puissance sont vastes ; il va des installations industrielles de grandes puissances (électrochimie, électrometallurgie), aux chargeurs de batteries de quelques watts, de plus en plus utilisées dans les appareils portables.

De nombreuses applications nécessitant des fréquences variables (variation de vitesse par entraînement électrique, chauffage à induction), ou des tensions continues de valeurs différentes (le transformateur continu n'existe pas), vont aussi faire appel à des convertisseurs statiques d'électronique de puissance. Enfin, il est souvent intéressant de disposer d'un étage intermédiaire haute fréquence (de quelques 10 kHz à quelques 100 kHz) pour réduire la taille des éléments passifs d'un convertisseur et par conséquent pour augmenter la compacité des dispositifs.

Dans toutes ces applications, un bon rendement est impérativement recherché. L'électronique de puissance se différencie de l'électronique classique, cette dernière ayant pour principale contrainte de préserver l'intégrité d'un signal. Les technologies des composants utilisés pour ces deux disciplines sont souvent très différentes.

La mise en forme de l'énergie électrique s'appuie souvent sur une technique de découpage, le composant électronique se comportant comme un interrupteur rapide. C'est en contrôlant les durées de l'état passant (l'interrupteur conduit), et de l'état bloqué dans un processus périodique (Figure I.1), qu'on procède à ce traitement de l'énergie électrique afin de rendre compatible la caractéristique d'une source avec celle d'une charge.

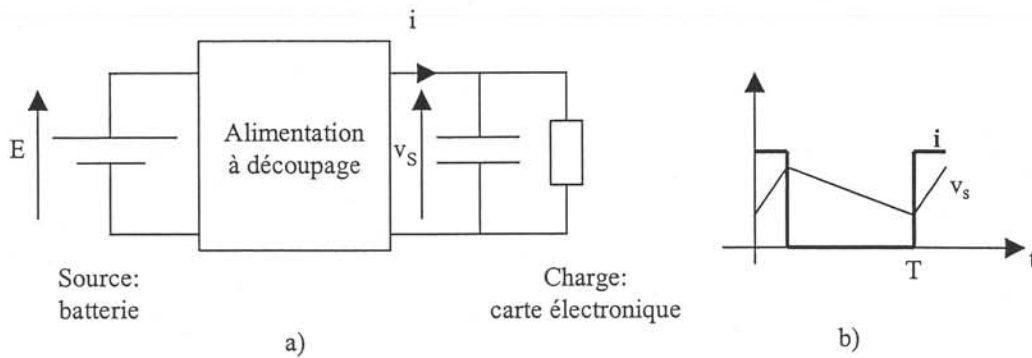


**Figure I.1 a** : Formes d'ondes de tension et de courant dans un interrupteur  
**b** : Puissance instantanée dissipée dans l'interrupteur

Nous voyons sur la Figure I.1a que lorsque l'interrupteur est conducteur, une tension résiduelle persiste aux bornes du composant ; elle est à l'origine des pertes en conduction. Un autre phénomène apparaît au moment des commutations : à l'allumage, il existe un temps  $t_{on}$ , pendant lequel il y a à la fois une tension, supérieure à la tension résiduelle, et un courant. Il s'ensuit une puissance instantanée importante (Figure I.1b) et donc une dépense d'énergie à chaque allumage. Il en est de même à la fermeture, pendant le temps  $t_{off}$  ([I. 1]).

A l'état bloqué, dans des conditions normales de fonctionnement ( $T_j < 125^\circ$ ), les courants de fuite génèrent des pertes qui sont généralement négligeables, ce qui amène à dire que les composants actuels peuvent être considérés parfaits. L'énergie dissipée dans la puce peut être calculée en intégrant la puissance instantanée à chaque période.

Examinons maintenant le cas élémentaire d'une alimentation à découpage continu-continu dont le schéma de principe est donné en Figure I. 2a.



**Figure I. 2:** a : Schéma de principe d'une alimentation à découpage continu-continu et  
b : Formes du courant et de la tension

Sur cet exemple, on peut effectuer un découpage sur le courant  $i$ , représenté sur la Figure I. 2b ; le but recherché est d'avoir une tension  $v_s$  "la plus continue possible". Ceci est obtenu avec un filtre RC dont la constante de temps est la plus grande possible par rapport à la période de découpage  $T$ . Il est donc évident que, plus la période  $T$  est faible et plus le filtre est réduit, c'est à dire que  $R.C$  est petit, d'où l'intérêt de travailler à fréquence élevée (pour l'électronique de puissance, il faut entendre par là, du kHz jusqu'au MHz). En contrepartie, la puissance dissipée augmente en commutation, proportionnellement à la fréquence.

Il faudra donc utiliser des composants plus rapides ( $t_{on}$  et  $t_{off}$  réduits) et/ou des techniques de circuits décalant les fronts de courant et de tension (circuit d'aide à la commutation, [I. 2], [I. 3]).

Il est également nécessaire de refroidir le composant pour maintenir sa température à des valeurs permettant un bon fonctionnement. Les composants silicium admettent une température maximum de l'ordre de  $120^{\circ}\text{C}$  à  $150^{\circ}\text{C}$  (notons que les applications industrielles ne dépassent jamais  $125^{\circ}\text{C}$  afin de respecter les règles de fiabilité), [I. 4].

Avant d'aborder le travail de dimensionnement thermique du microrefroidisseur par fluide caloporteur qui nous intéresse, nous allons présenter, dans ce chapitre, les principales caractéristiques des composants de puissance nécessaires à la compréhension de notre démarche "tout silicium" que nous exposerons dans le deuxième paragraphe. Enfin nous terminerons ce chapitre par un rappel des lois de la thermique utilisées dans la suite de l'étude.



## I.2. Les composants de puissance actuels

### I.2.1. La puce de silicium : la partie active des composants

L'électronique de puissance a débuté avec les composants à jonctions ; à savoir les diodes, les transistors bipolaires et les thyristors. Depuis une dizaine d'années, le développement des semiconducteurs de puissance s'est fait grâce à des composants à grille isolée (MOS, IGBT). C'est pour cette dernière famille de composants que nous allons dimensionner nos refroidisseurs en considérant des courants d'une centaine d'Ampère et des tensions de l'ordre du kilovolt. Les composants de cette gamme ont typiquement les dimensions suivantes : 1 cm x 1 cm pour une épaisseur comprise entre 250 et 500  $\mu\text{m}$  ; c'est donc dans un volume de quelques dizaines de  $\text{mm}^3$  que les pertes vont se générer. Pour les évacuer, compte tenu de la présence des connexions et de l'isolation électrique, on ne dispose en général que d'une seule face ( de 1  $\text{cm}^2$  dans cet exemple). Une coupe d'un assemblage caractéristique de ce type de composant est présentée à la Figure I. 3

Nous allons maintenant examiner l'origine des différentes pertes et lister les principales difficultés rencontrées pour les limiter.

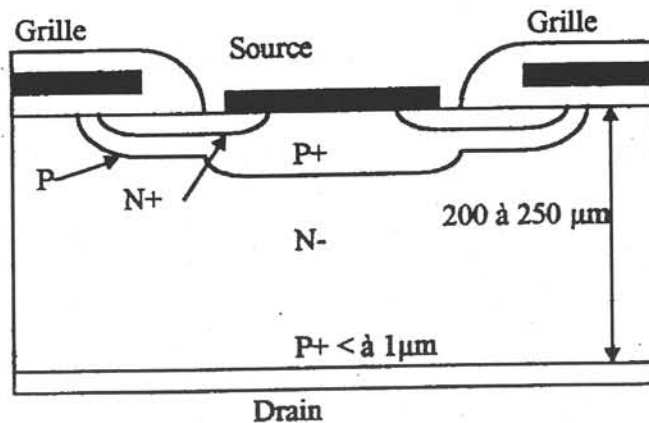


Figure I. 3 : Coupe d'un IGBT (Isolated Gate Bipolar Transistor)

#### I.2.1.1. Constitution générale d'un composant de puissance

Un composant de puissance est principalement dimensionné par sa tenue en tension qui est assurée par une couche de silicium peu dopé N<sup>-</sup> ( $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , résistivité  $100 \Omega \cdot \text{cm}$ ) et relativement épaisse (quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ) appelée zone de tenue en tension. Les

composants d'électronique de puissance étant de type vertical, cette zone est traversée par le courant. Pour rendre le composant conducteur, il faut injecter massivement des porteurs mobiles de type n ou p dans la zone de tenue en tension. Dans l'exemple d'une diode, la densité des porteurs injectés peut être  $\Delta n = \Delta p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . La présence de cette zone explique en partie la tension résiduelle qui est d'autant plus grande que la tension à tenir au blocage est grande. Dans les composants de puissance, on obtient des tensions résiduelles de l'ordre de 2V. Avec une densité de courant, souvent utilisée, de  $100 \text{ A/cm}^2$  on obtient des pertes par conduction de l'ordre de  $200 \text{ W/cm}^2$ .

Pour que ces charges injectées jouent le rôle décrit ci dessus, il ne faut pas qu'elles se recombinent dans la zone de tenue en tension ; il faut donc que la longueur de diffusion soit du même ordre de grandeur que l'épaisseur de cette zone, ce qui correspond à une durée de vie des porteurs p importante. C'est la présence de cette charge stockée, qu'il faut injecter et éliminer, qui explique les phénomènes constatés à l'allumage et au blocage. La conception des composants passe donc par un compromis, toujours délicat, entre tension résiduelle et importance de la charge stockée, dont dépend directement la rapidité du courant de puissance, [I.5], [I.6].

### **I.2.1.2. Modélisation des pertes en conduction**

Quelle que soit la nature du composant de puissance (bipolaire, unipolaire, mixte), il existe, pendant la phase de conduction, une loi entre la chute de tension aux bornes, le courant de conduction et la température de la partie active, [I.7]. Les graphes présentés à la Figure I. 4 explicitent les couplages entre ces trois grandeurs pour trois IGBT d'une même famille. Ils montrent l'influence des compromis faits par le constructeur entre l'augmentation de la rapidité et la diminution de la tension de déchet (tension existante aux bornes du composant quand il est passant). L'IGBT le plus rapide, Ultrafast, a une tension de déchet presque deux fois plus grande que l'IGBT standard.

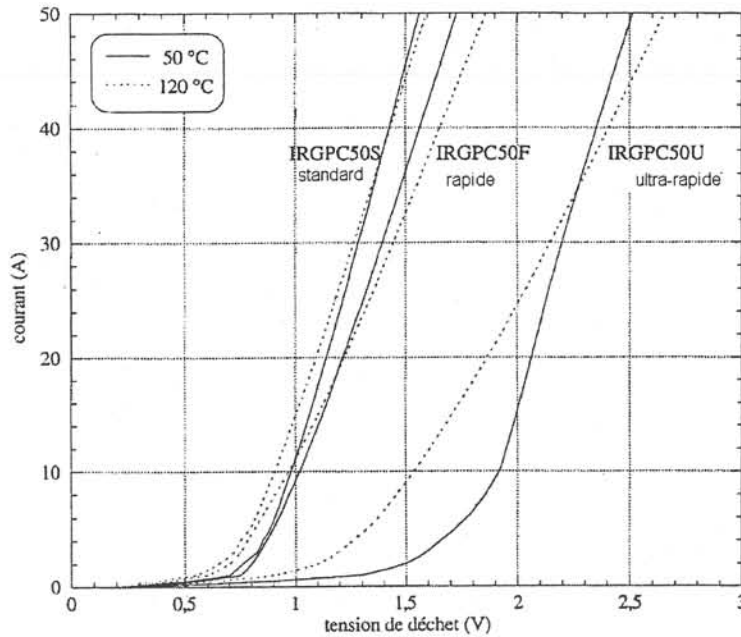


Figure I. 4: Caractéristiques directes des IGBT standard, rapide et ultrarapide à 50° et 120°C.

Pour calculer les pertes, la caractéristique  $I(V)$  est habituellement modélisée par la loi linéaire classique :

$$V_e = V_0 + r_0 I \quad \text{eq. I. 1}$$

où le paramètre  $V_0$ , représente la tension de seuil, et  $r_0$ , la résistance dynamique. Comme le montrent les caractéristiques de la Figure I. 4, ces paramètres évoluent avec la température de la partie active du composant.  $V_0$  décroît avec la température  $T_j$  de la zone alors que  $r_0$  croît.

Pour traduire cette dépendance, nous poserons que :

$$V_0 = V_{00} - aT_j \quad \text{eq. I. 2}$$

$$r_0 = r_{00} + bT_j$$

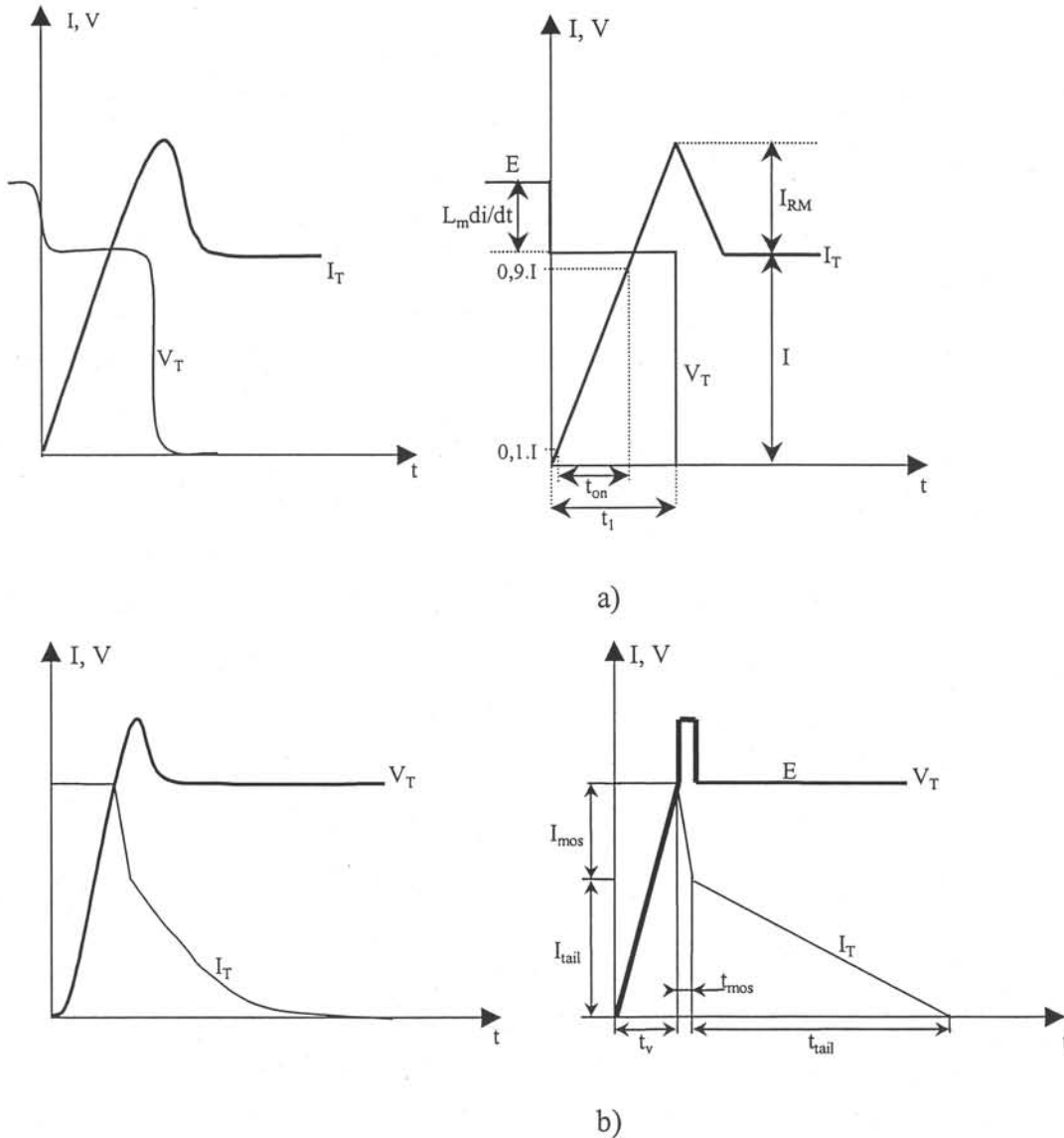
A partir d'essais pour au moins deux valeurs de température, il est possible d'identifier les valeurs des quatre paramètres et donc de calculer les pertes en conduction pour une température donnée. Si cette dernière est inconnue, nous pourrions procéder par itération.

En conclusion, pour les régimes de conduction, il est assez facile d'avoir une formulation générale des pertes si la température et le courant imposé par le circuit extérieur sont connus.

### I.2.1.3. Modélisation des pertes en commutation

Pour ce type de fonctionnement, la détermination des pertes par une formulation générale est beaucoup plus difficile car les formes d'ondes de courant et de tension dépendent à la fois des composants électroniques, de leur commande, du type de commutation utilisé et du circuit

extérieur et notamment des éléments parasites. La Figure I. 5 donne respectivement les formes d'ondes réelles et modélisées obtenues à la fermeture et à l'ouverture d'un IGBT commutant avec une diode dans le cas d'une cellule de commutation élémentaire dans laquelle  $L_m$  représente l'inductance parasite de la maille (Figure I. 6).



**Figure I. 5:** Ondes réelles et ondes modélisées de tension et de courant à la fermeture (a) et à l'ouverture (b) du transistor T de la cellule de commutation élémentaire représentée par la Figure I. 6.

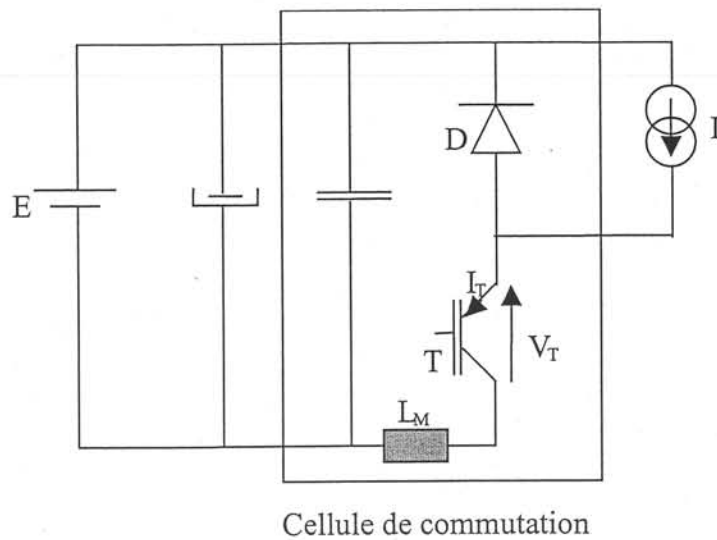


Figure I. 6 : Cellule de commutation élémentaire

Dans sa thèse, S.Rael [I.8] propose des formules empiriques pour estimer la valeur des énergies dissipées dans un IGBT à l'ouverture ( $W_{off}$ ) et à la fermeture ( $W_{on}$ ) pour le montage de la Figure I. 6.

A la fermeture

$$W_{on} = k_{on} \cdot E \cdot I - k'_{on} \cdot I^2 \quad \text{avec } k_{on} = 0,4 \cdot \frac{t_f^2}{t_{on}} \quad \text{eq. I. 3}$$

Où  $t_f$  et  $t_{on}$  sont les temps illustrés sur la Figure I. 5a.

A l'ouverture, les formes d'ondes sont plus complexes et dépendent beaucoup de la nature de l'IGBT utilisé, notamment de l'importance de la queue de courant (courant qui circule après la fin de la commande de grille et qui est caractérisé par  $I_{tail}$ , courant de traîne). Dans le cas de l'expérience décrite ci-dessus, on obtient :

$$W_{off} = k_{off} EI + k'_{off} I^2$$

$$\text{avec } k_{off} = \frac{t_v}{2} + \frac{2\beta+1}{2(\beta+1)} t_{mos} + \frac{\beta}{2(\beta+1)} t_{tail} \quad \text{eq. I. 4}$$

$$\text{et } k'_{off} = \frac{2\beta+1}{2(\beta+1)^2} \cdot L_m$$

$$\beta = \frac{I_{tail}}{I_{mos}}$$

Avec les approches et les caractérisations des composants en commutation sur un circuit identifié (rôle de la commande, de l'inductance  $L_m$ ) on obtient des formules permettant de prévoir les pertes en commutation.

Les travaux précédents montrent que les valeurs obtenues pour les différents coefficients varient aussi avec la température (Figure I. 7).

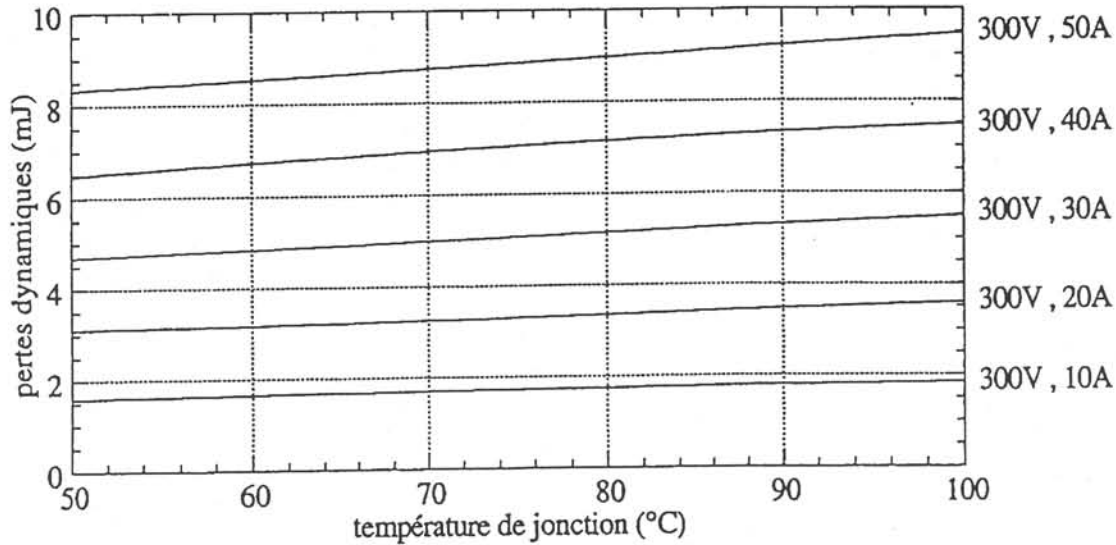


Figure I. 7: Pertes dynamiques d'un IGBT rapide en fonction de la température

On voit que pour un composant IRGPC50F fonctionnant à 300V, 50A et 100°C les pertes sont de l'ordre de 10 mJ par commutation. Un tel composant fonctionnant à 10kHz dissipe donc en commutation, une puissance de l'ordre de 100W, ce qui est tout à fait comparable à l'énergie dissipée pendant la conduction dans le cas où le temps de conduction et le temps de blocage sont égaux.

#### I.2.1.4. Conclusion

Les études développées ci-dessus montrent que, dans les composants électronique de puissance actuels et pour les tensions et courants considérés, les énergies perdues en commutation et en conduction sont du même ordre de grandeur ; la puissance perdue et donc à évacuer en face arrière de la puce de silicium peut atteindre 300 à 400 W/cm<sup>2</sup>.

## I.2.2. Répartition des pertes dans la puce de silicium

Une question est souvent abordée : comment les pertes se localisent-elles dans le volume du silicium et, par conséquent, qu'elle est la répartition de la température dans le composant ?

Cette question est complexe car les pertes dépendent de la température (eq. I.2) qui dépend elle-même du refroidissement [I.7], [I.9].

Les pertes peuvent être localisées au voisinage des jonctions, des zones de charge d'espace, ou dans la zone de tenue en tension, créant par exemple, des points chauds très localisés. Des mesures de température de composants peuvent être faites par caméra infra rouge, donnant l'image exacte de la température en chaque point de la surface, établissant ainsi une carte de répartition de la température. Les écarts typiques entre le maximum et le minimum de la température d'un composant sont de l'ordre de 30°C.

La connaissance et la prise en compte de la répartition des pertes et de la cartographie de la température dans le silicium sont intéressantes et importantes lorsqu'on étudie le comportement électrothermique d'un composant, et notamment dans le cas d'association parallèle ou série, mais également pour le comportement du composant en régime transitoire [I. 10].

Notre objectif dans le cadre de ce travail est le dimensionnement d'un refroidisseur adapté à l'électronique de puissance, capable de dissiper 300 à 400 W.cm<sup>2</sup>. La localisation précise des pertes n'est donc pas pour nous un paramètre déterminant, c'est pourquoi nous pouvons dès maintenant poser notre première hypothèse simplificatrice : le composant électronique de puissance sera toujours considéré comme étant une source surfacique et homogène de chaleur, isotherme. La température de la puce, appelée historiquement et par abus de langage température de jonction, est définie comme étant la moyenne volumique de la température en chaque point (x,y,z) du volume de la puce (eq. I. 5).

$$T_j = \frac{1}{V_p} \iiint T(x,y,z) dV \quad \text{eq. I. 5}$$

où  $V_p$  est le volume de la puce.

### I.2.3. Présentation d'un composant électronique de puissance

La "pastille" de silicium dans laquelle le composant est réalisé ne peut pas être utilisée seule, elle doit être montée en boîtier. La Figure I. 8 représente la coupe multicouche d'un module de puissance classique.

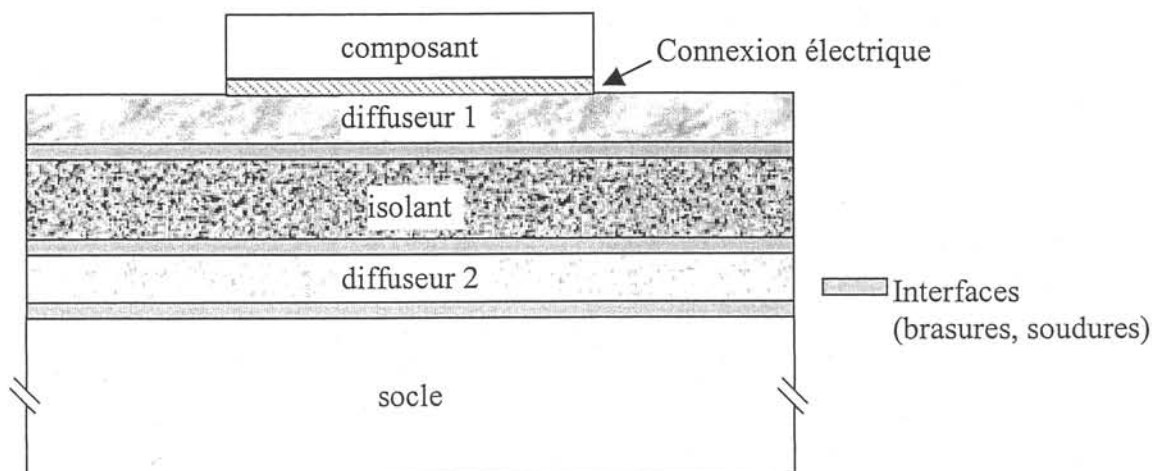


Figure I. 8: Coupe typique d'un module de puissance

Comme on peut le voir, l'assemblage classique est constitué de cinq couches de matériaux différents, chacun étant lié aux autres par une transition (brasures, soudures) très mince appelée interface. Chacune de ces couches a un rôle bien particulier.

Le premier diffuseur (diffuseur 1) se trouve directement sous la puce. Il est bon conducteur électrique, puisque c'est lui qui réalise la jonction entre la face arrière de la puce et sa connexion électrique extérieure, mais il est également bon conducteur thermique ; il participe à l'évacuation de la chaleur générée dans la puce en permettant au flux de chaleur de s'étaler et donc de bénéficier d'une plus grande surface d'échange. Ce point sera étudié plus en détail dans le chapitre III. Dans les modules classiques, ce diffuseur est en cuivre, matériau réunissant les deux qualités requises.

Sous le premier diffuseur, on trouve l'isolant électrique. Son rôle est d'isoler électriquement le composant du reste du module, et en particulier du refroidisseur lorsque le module lui est associé. Il permet également l'isolation électrique entre les différents composants d'un même module lorsque, par exemple, plusieurs IGBT sont montés en parallèle. Le matériau utilisé doit être suffisamment isolant pour supporter les tensions appliquées, mais il doit également



avoir une conductivité thermique suffisante pour ne pas altérer l'évacuation de la chaleur. Enfin, il doit avoir de bonnes capacités d'accrochage avec le cuivre. Le matériau le plus performant semble être le nitrure d'aluminium (AlN) ; c'est lui que l'on trouve actuellement le plus souvent dans les modules.

On trouve ensuite un deuxième diffuseur qui sert de liaison avec le socle (couramment en cuivre), qui permet une bonne tenue mécanique de l'ensemble et dont la face arrière assure le lien avec l'environnement extérieur notamment au niveau des échanges thermiques.

Tous ces matériaux sont assemblés les uns aux autres par des brasures ou des soudures. Ces joints présentent une conductivité thermique faible, dégradant donc fortement la capacité du module à évacuer la chaleur générée par la puce.

Le module est recouvert de silicone et l'ensemble est encapsulé dans un boîtier en plastique, à l'exception de la face arrière du socle par laquelle se fera l'échange thermique avec l'extérieur.

L'écoulement du flux de chaleur à travers le module, de la puce vers la face arrière du socle, se fait par conduction : la transmission de la chaleur d'une région à l'autre est due à la différence de température entre ces régions. Comme nous l'avons vu plus haut, nous considérons que le composant délivre un flux de chaleur uniforme. Ce flux  $P$  représente la quantité de chaleur traversant une surface par unité de temps (exprimé en Watt) :

$$P = dQ/dt \quad \text{eq. I. 6}$$

où  $dQ$  est la quantité d'énergie élémentaire délivrée pendant un temps élémentaire  $dt$

On définit également le vecteur densité de flux thermique,  $\vec{\varphi}$ , exprimé en  $W.m^{-2}$ , caractérisant en chaque point la direction, le sens et l'intensité du flux de chaleur.

$$P = \iint_S \vec{\varphi} \cdot \vec{n} \cdot dS \quad \text{eq. I. 7}$$

Et on écrit alors la loi de Fourier :

$$\vec{\varphi} = -k \cdot \vec{\text{grad}}(T) \quad \text{eq. I. 8}$$

où  $k$  est la conductivité thermique du matériau traversé. Elle s'exprime en  $W.m^{-1}.K^{-1}$ .

En appliquant à un élément de volume le premier principe de la thermodynamique et la loi de Fourier et en faisant l'hypothèse que la transformation thermodynamique se fait à pression constante, on établit l'équation de la conduction thermique pour un corps isotrope :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k \text{ grad}(T)) + q \quad \text{eq. I. 9}$$

où  $\rho$  est la masse volumique,  $C_p$  la capacité calorifique,  $k$  la conductivité thermique et  $q$ , la densité volumique de sources internes.

La conductivité thermique  $k$  dépend de la température du matériau, ce qui n'est pas pour simplifier le traitement des équations précédentes. Pour le silicium :  $k=150 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $25^\circ\text{C}$ , puis elle décroît de façon assez importante lorsque la température augmente pour atteindre :  $k=100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $125^\circ\text{C}$ . Pour pallier cette difficulté, on pourra, soit supposer une variation linéaire sur un intervalle de températures, soit se fixer une valeur constante adaptée.

L'importance du choix de matériaux bons conducteurs thermiques lors de la réalisation du module apparaît clairement, ainsi que l'influence néfaste des interfaces. En effet, puisque celles-ci présentent de faibles conductivités thermiques, elles sont le siège de forts gradients de température qui dégradent fortement la capacité d'évacuation de la chaleur par conduction du module.

Pour caractériser l'échange thermique qui a lieu entre la puce et le socle, nous introduisons la notion de résistance thermique,  $R_{th}$ , par analogie avec la résistance électrique. C'est elle qui lie l'élévation de la température de la puce,  $T_j$ , par rapport à la température ambiante,  $T_a$ , à la puissance dissipée  $P$ . En régime permanent, elle est donnée par :

$$R_{th} = \frac{T_j - T_a}{P} \quad \text{eq. I. 10}$$

Cette résistance s'exprime en  $\text{K.W}^{-1}$ .

Plus la résistance thermique est faible, plus les pertes dissipées dans la puce produisent un échauffement faible.

Prenons pour exemple l'IGBT standard de la Figure I. 4, la résistance thermique du boîtier est de  $0,3\text{K.W}^{-1}$ . Pour un fonctionnement en commutation correspondant à une dissipation de  $100\text{W}$ , l'échauffement de la puce obtenu pour un refroidissement parfait du socle serait de  $30^\circ\text{C}$ .

En pratique, le contrôle de la température en face arrière du socle est assuré par un refroidisseur caractérisé qualitativement par une résistance thermique  $R_{thra}$ . Par exemple, un refroidisseur à air standard a une résistance de  $2\text{K.W}^{-1}$ . L'IGBT, de l'exemple précédent, s'échaufferait donc de  $230^\circ\text{C}$ , ce qui n'est pas acceptable pour une puce en silicium. Si l'on veut limiter l'échauffement à  $60^\circ\text{C}$ , par exemple, il faut utiliser un refroidisseur dont la résistance thermique est inférieure à  $0,3 \text{ K.W}^{-1}$  ; il peut s'agir d'un autre refroidisseur à air, plus grand ou mieux ventilé que le précédent.

Nous voyons donc que pour tenir le courant indiqué par le constructeur, il faut installer un refroidisseur adapté. En poussant le raisonnement, l'installation d'un refroidisseur dont la résistance thermique serait de  $0,05 \text{ K.W}^{-1}$ , un refroidisseur à eau par exemple, permettrait de dépasser le courant recommandé de 15A jusqu'à atteindre le double pour un échauffement de  $60^\circ\text{C}$ , [I. 11], [I. 12]

La répartition du flux de chaleur et de la température à l'intérieur du module est entièrement conditionnée par l'échange thermique qui va avoir lieu entre la face arrière du socle et l'extérieur, c'est-à-dire l'air ambiant ou le refroidisseur associé, l'échange se faisant par convection.

#### **I.2.4 : Refroidissement actuellement utilisé pour les composants d'électronique de puissance**

Nous l'avons vu, le report du boîtier sur un refroidisseur est absolument nécessaire, et peut même être très bénéfique en terme de gain en courant nominal ou de fréquence de fonctionnement.

Il existe plusieurs sortes de refroidisseurs, mais le principe est le même pour tous : présenter un maximum de surface d'échange avec un fluide qui absorbera la chaleur. L'échange thermique se fait par convection qui est un procédé de transfert d'énergie par mouvement de molécule. On parle de convection naturelle lorsque ce mouvement est dû à une simple différence de température au sein d'un milieu (l'air chaud montant, laissant la place à de l'air froid, par exemple), et de convection forcée lorsque le mouvement est imposé par une action extérieure, par une pompe ou un ventilateur.

Dans ce mémoire, on ne s'intéressera pas à la mécanique des fluides de façon précise, mais seulement à l'échange thermique entre la paroi solide et le fluide défini par un coefficient liant le flux de chaleur  $\phi$  traversant la paroi et sa température. Ce coefficient est appelé coefficient d'échange thermique,  $h$ , et il est défini ainsi :

$$h = \frac{\phi}{T - T_a} \quad \text{eq. I. 11}$$

Ce coefficient s'exprime en  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Nous reviendrons plus en détail sur ce coefficient dans le paragraphe suivant.

Dans la majorité des cas, en électronique de puissance, les refroidisseurs sont à air, en convection forcée, ou à eau. L'eau a été choisie pour sa capacité calorifique très bonne et son utilisation très simple. Elle peut être utilisée en boucle fermée, pour peu que l'augmentation

de sa température entre l'entrée et la sortie des canaux soit contrôlée, ce qui est très intéressant dans le cas de systèmes embarqués. Par contre, l'eau n'étant pas un bon isolant électrique, la mise en place d'un isolant électrique entre le socle et le refroidisseur est souvent nécessaire (Figure I. 8). Pour éviter cette couche d'isolant, qui dégrade les performances thermiques du boîtier, l'eau peut être déionisée, on peut aussi avoir recours à des fluides diélectriques (fluors inertes, azote liquide, etc.). Leur manipulation est mal aisée et le faible gain en terme de performances thermiques par rapport au cas comportant une couche d'isolant ne favorisent pas leur utilisation .

Lorsque le fluide est choisi, deux possibilités s'offrent alors à nous pour la convection forcée : elle peut être en simple ou en double phase.

Dans le cas d'échange simple phase, le fluide, liquide ou gazeux, ne change pas de phase pendant sa circulation dans le dispositif de refroidissement. Une pompe lui impose un débit et sa température augmente au fur et à mesure que celui-ci progresse dans le refroidisseur. Un compromis doit être trouvé entre la vitesse du fluide (dont une valeur optimale maximise l'évacuation de la chaleur) et les pertes de pression dans les canaux qui sont directement proportionnelles au prix et à l'encombrement de la pompe.

- Dans le cas d'un échange double phase, la chaleur absorbée modifie l'état du fluide qui passe ainsi de l'état liquide à l'état gazeux : liquide et vapeur cohabitent [I. 13]. Sous l'effet de la chaleur, la température du liquide augmente jusqu'à atteindre la température de saturation, le liquide entre alors en ébullition. Un système de refroidissement secondaire appelé condenseur, refroidit la vapeur, ramenant ainsi le fluide à l'état de liquide. Ces refroidisseurs sont performants, mais ils ne sont pas encore couramment utilisés en électronique de puissance, essentiellement à cause de la difficulté de leur élaboration, [I. 14].

Après avoir parcouru les différentes techniques de refroidisseurs, c'est sur un refroidisseur à canaux en cuivre, fonctionnant par convection forcée d'eau, simple phase, que nous allons nous attarder puisque c'est à l'heure actuelle le dispositif de refroidissement le mieux adapté aux besoins de l'électronique de puissance (taille, performances, instrumentation) [I. 15]. Suite aux travaux récents menés par S. Rael, [I.8] et L. Meysenc, [I. 14] au LEG, la quantité de chaleur dissipée par ces systèmes a atteint  $300\text{W}/\text{cm}^2$  de silicium pour une élévation de température de jonction de  $50^\circ\text{C}$  environ, grâce à ce refroidisseur en cuivre dont la surface est de l'ordre de  $4\text{ cm}^2$  et le volume de  $40\text{ cm}^3$ .

Afin d'augmenter la surface d'échange ( $S_c$ ), pour une surface de puce donnée ( $S_p$ ), des canaux sont usinés dans le socle de cuivre. Dans ce cas, la surface d'échange  $S_c$  est définie comme

l'ensemble de toutes les surfaces des canaux :  $S_c = \text{nombre de canaux} \times \text{largeur} \times \text{longueur} \times \text{hauteur}$  c'est-à-dire  $S_c = n.l_c.D.L_y$ . Ces paramètres sont définis sur le schéma de la Figure I. 9.

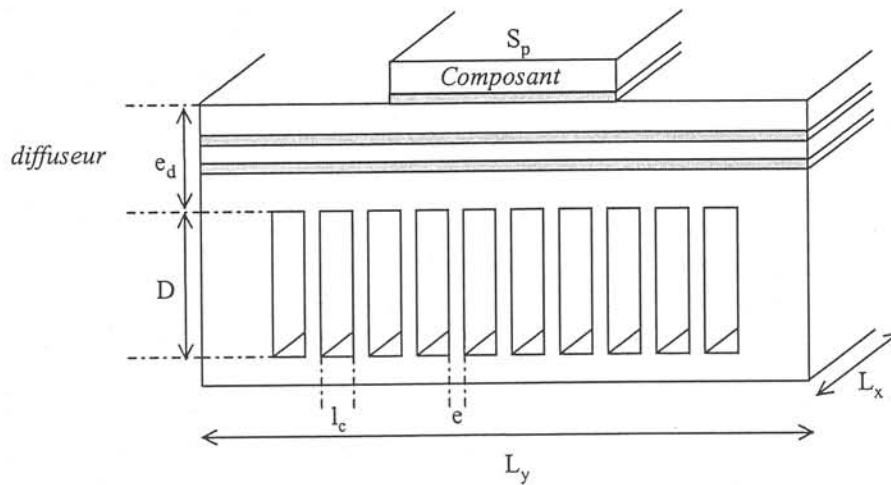


Figure I. 9: Schéma de principe d'un refroidisseur en cuivre et principaux paramètres géométriques

L'eau circule dans ces canaux. Les performances obtenues sont les suivantes : avec une pompe de 0,9 W de puissance motrice, le débit de l'eau est de  $1,31 \text{ min}^{-1}$  pour une perte de pression de l'ordre de  $0,4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ . Le refroidisseur est capable d'évacuer une puissance correspondant à une densité ramenée sur le composant de  $350 \text{ W.cm}^2$  pour une élévation de température de jonction de  $60^\circ\text{C}$ . Ces résultats sont obtenus pour une configuration où la puce et l'eau ne sont pas isolées électriquement l'une de l'autre. Ce refroidisseur a été réalisé au LEG et en collaboration avec le CEA / GRETh et Alstom dans le cadre de la thèse de Luc Meysenc [I. 14].

Cette méthode de refroidissement s'avère donc très efficace, cependant, comme nous allons le voir, elle présente plusieurs inconvénients dont nous voudrions nous affranchir dans le cadre de cette étude.

Comme nous l'avons dit précédemment, il y a entre la puce et le refroidisseur plusieurs épaisseurs de matériaux différents : le silicium de la puce, le cuivre du diffuseur, l'AlN de l'isolant et les différentes brasures (Figure I. 8) et enfin le cuivre du refroidisseur. Toutes ces interfaces détériorent les performances thermiques et elles sont génératrices de contraintes mécaniques : les différents matériaux n'ont pas le même comportement thermomécanique puisqu'ils n'ont pas le même coefficient de dilatation, d'où une fatigue thermique réduisant la durée de vie du système.

Par ailleurs, le refroidisseur est réalisé dans un socle de cuivre dont le poids peut être un problème, surtout pour son utilisation dans des systèmes embarqués.

Et enfin, avec ce type de refroidisseur, on reste dans le même schéma que pour les refroidisseurs de plus ancienne génération : le composant et le refroidisseur sont conçus de manière indépendante l'un de l'autre, ce qui limite le fabricant de composant au niveau de la valeur maximale du courant nominal et exclut l'hypothèse d'une réalisation collective d'un convertisseur intégré, où l'on pourrait trouver en un seul bloc, la partie puissance, la commande et le refroidisseur.

C'est pour ces raisons, et en particulier la dernière, que ce sujet de thèse a été proposé et que nous nous sommes tournés vers une solution de type " *full silicon* ".

### **I.2.5. Conclusion**

Nous avons vu que les composants de puissance sont de plus en plus performants en terme de rapidité, par contre, leurs pertes sont constantes, voire en augmentation. De plus, l'accroissement de la compacité rend le refroidissement difficile. Les progrès au niveau des refroidisseurs ont suivi cette évolution, ils sont donc actuellement performants. Cependant, la conception du composant et du refroidisseur reste dissociée, ce qui est dommageable.

La démarche tout silicium est une tentative de réponse à ce problème.

## **I.3. Vers une approche « tout silicium »**

### **I.3.1 Avantages et inconvénients d'un refroidisseur en silicium**

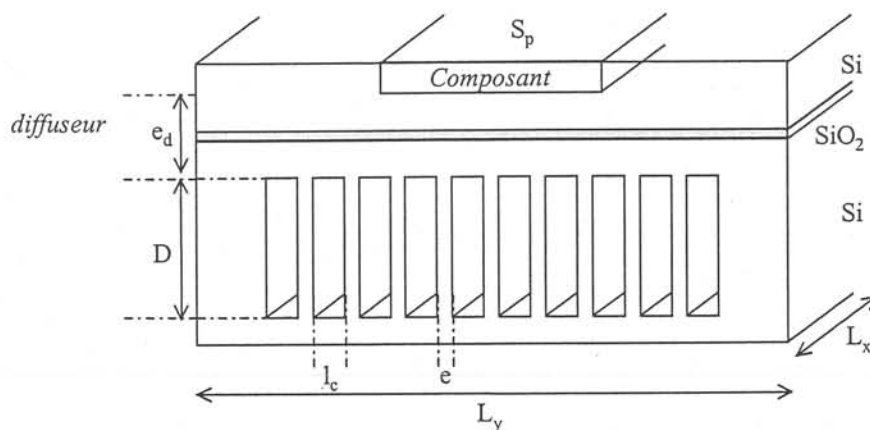
Nous avons étudié la réalisation d'un refroidisseur entièrement en silicium [I. 16]. En effet, cette nouvelle approche permet de résoudre un certain nombre de problèmes rencontrés lors de la réalisation et de l'utilisation de microrefroidisseur en cuivre. Bien qu'au niveau purement thermique le silicium soit moins performant que le cuivre, sa conductivité thermique étant presque deux et demi fois plus faible ( $150 \text{ W.K}^{-1}$  contre  $360 \text{ W.K}^{-1}$ ), il présente néanmoins plusieurs avantages laissant envisager l'obtention d'un microrefroidisseur performant à plusieurs égards.

Tout d'abord, la tenue mécanique du silicium et les méthodes de gravure autorisent la réalisation de canaux et d'ailettes dont les dimensions critiques (largeurs, profondeurs...) sont beaucoup plus petites que celles supportées par le cuivre, ceci permet d'augmenter

considérablement la surface d'échange disponible pour une surface de puce donnée. Plus délicat à manipuler car plus fragile, le microrefroidisseur en silicium a toutefois l'avantage d'être plus léger que celui en cuivre.

Mais le plus grand apport de cette technique de refroidissement est sans doute qu'elle ne fait intervenir qu'un seul matériau, la puce et son refroidisseur sont tous les deux en silicium. Soit la puce est reportée sur un socle en silicium dans lequel des canaux auront été préalablement gravés, soit, et c'est notre démarche, les canaux sont directement réalisés en face arrière de la puce. En effet, comme nous le verrons au chapitre II, la réalisation des microrefroidisseurs est entièrement compatible avec une filière CMOS classique. Tout ceci permet de dégager deux points positifs importants : la puce peut être livrée directement en sortie de salle blanche avec son refroidisseur intégré et adapté, et tous les problèmes de fatigue thermique sont éliminés en même temps que les différentes brasures et soudures que l'on trouve habituellement entre source chauffante et refroidisseur. Ceci permet également d'envisager sérieusement les composants à haute intégration dont nous avons parlé. De nombreux travaux sont en cours pour arriver à ce résultat, [I. 17].

Enfin, comme nous l'avons dit précédemment, la mise en place d'une couche de diélectrique entre la puce et le fluide réfrigérant, dans le cas du cuivre, dégrade les performances thermiques de façon non négligeable. Le silicium peut, là encore, apporter une amélioration : l'isolation électrique passe par l'intégration d'une fine couche d'oxyde de silicium (Figure I. 10). Cet oxyde présente deux atouts : c'est un très bon diélectrique, une faible épaisseur est nécessaire, et son coefficient de dilatation est sensiblement le même que celui du silicium, sa présence n'induit donc pas de contrainte thermomécanique considérable.



**Figure I. 10 :** Isolation de la partie électrique de la partie thermique par l'intégration d'une couche d'oxyde de silicium de quelques microns

### I.3.2. Contexte de travail

Avant tout, définissons clairement le contexte du travail, les hypothèses et les choix de départ. Nous nous limiterons à l'étude d'une configuration monopuce. En effet, étant données les grandes surfaces de modules mises en jeu, par exemple pour un bras d'onduleur de grande puissance, le refroidisseur en silicium n'est pas bien adapté. Nous étudierons donc le refroidissement d'une seule puce, avec les hypothèses faites plus haut : le flux de chaleur est considéré comme une injection surfacique de chaleur dans le refroidisseur. Le principe de refroidissement est la convection forcée d'eau monophasique.

Afin de donner une idée de la taille des microrefroidisseurs, voici l'ordre de grandeur de chaque paramètre géométrique (Figure I. 10) :

D : profondeur d'un canal : 400 à 800  $\mu\text{m}$

lc : largeur d'un canal : 80 à 150  $\mu\text{m}$

e : largeur d'une ailette : 80 à 150  $\mu\text{m}$

Lx : longueur d'un canal : 2 cm

Ly : largeur du réseau de canaux : 2cm

n : nombre de canaux : 60 à 130

Nous présentons en Figure I. 11 une coupe du refroidisseur.

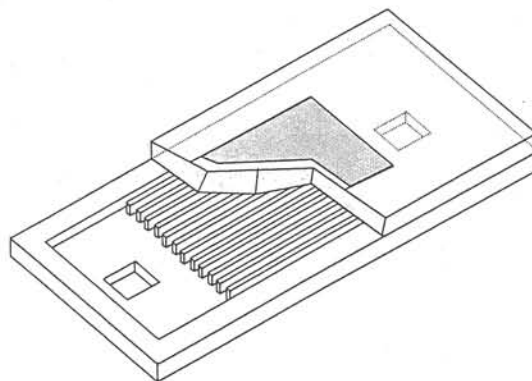


Figure I. 11 : Schéma de principe d'un refroidisseur entièrement réalisé en silicium



Le fluide utilisé est l'eau, choisi pour ses bonnes performances thermiques et ses facilités d'utilisation. Nous résumons dans le Tableau I. 1 les constantes thermiques et hydrauliques de l'eau, fluide caloporteur utilisé dans le cadre de cette étude.

Masse volumique $\rho$	995 kg.m <sup>-3</sup>
Viscosité $\mu$	0,000651 kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
Conductivité thermique $k_f$	0,628 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Capacité calorifique $C_p$	4178 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>

**Tableau I. 1** : constantes thermiques et hydrauliques de l'eau

Après avoir présenté le contexte de notre travail, nous allons revenir rapidement sur les bases de la thermique afin de clairement définir quelques notions dont nous aurons besoin par la suite.

#### I.4. Lois d'échange thermique et fluide pour la convection forcée simple phase

##### I.4.1. Notions de résistance thermique

Comme nous l'avons déjà mentionné, la résistance thermique est une analogie à la résistance électrique : la résistance électrique relie le courant à la chute de tension entre ses bornes, la résistance thermique établit un lien entre le flux de chaleur entrant dans un système et la différence de température entre deux points de ce système. D'où la loi "d'Ohm thermique" (eq. I. 10), rappelée ici :

$$R_{th} = (T_j - T_a) / P$$

Dans notre cas, l'évacuation de la chaleur est assurée essentiellement par le refroidisseur (le rayonnement est négligé). La résistance thermique totale est donc la somme de trois termes.

- la résistance thermique due à la conduction à travers le diffuseur  $R_{diff}$ , le diffuseur étant la partie se trouvant entre la puce et le sommet des canaux (Figure I. 10). Il est constitué selon les cas d'un ou de plusieurs matériaux comme nous l'avons dit précédemment.
- la résistance de convection traduisant l'échange entre les parois des canaux et le fluide,  $R_{conv}$ .
- la résistance capacitive qui représente l'élévation de la température du fluide entre l'entrée et la sortie des canaux,  $R_{cap}$

### I.4.1.1. Résistance thermique de diffusion, $R_{diff}$

Deux cas sont à distinguer en ce qui concerne la résistance de diffusion : le cas où le flux de chaleur est unidirectionnel (résistance à une dimension) et celui où il est bidimensionnel (résistance à deux dimensions). Nous définissons ici deux surfaces (Figure I. 12) :

la surface de la puce,  $S_p$  :

$$S_p = L_{px} \cdot L_{py} \quad \text{eq. I. 12}$$

et la surface du diffuseur du refroidisseur,  $S_d$  :

$$S_d = L_{dx} \cdot L_{dy} \quad \text{eq. I. 13}$$

où  $L_x$  et  $L_y$  sont la largeur et la longueur de la puce et du diffuseur

On se trouve dans le premier cas lorsque le composant et le refroidisseur ont la même taille ( $S_p = S_d$ ) et dans le second lorsque le refroidisseur est plus grand que le composant ( $S_p < S_d$ ).

#### I.4.1.1.a. Résistance de diffusion à une dimension

Dans le simple cas d'un diffuseur monocouche, c'est-à-dire qu'il n'est constitué que d'un seul matériau, cette résistance est la plus simple à définir, puisqu'il s'agit uniquement de décrire le passage d'un flux thermique à travers un matériau uniforme (Figure I. 12a).

$$R_{diff} = \frac{e_d}{k_d \cdot S_d} \quad \text{eq. I. 14}$$

où  $e_d$  est l'épaisseur du diffuseur,  $k_d$ , sa conductivité thermique, s'exprimant en  $W.K^{-1}.m^{-1}$ , et  $S_d$  la surface traversée par le flux.

Dans ce cas là, il est facile de minimiser l'importance de cette résistance en diminuant l'épaisseur du diffuseur, dans les limites de la tenue mécanique du système, évidemment.

Lorsque le diffuseur est constitué de plusieurs couches, on additionne les résistances de diffusion de chaque couche :

$$R_{diff\text{totale}} = \sum_{i=1}^n R_{diffi} = \sum_{i=1}^n \frac{e_{di}}{k_{di} \cdot S_d} \quad \text{eq. I. 15}$$

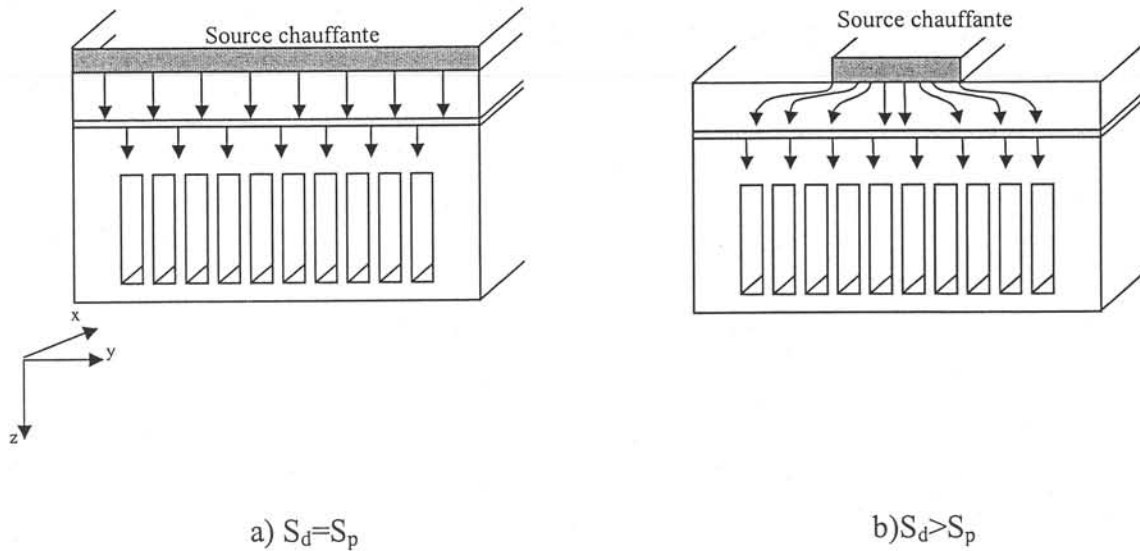


Figure I. 12 : a) Flux de chaleur unidirectionnel, b) Epanouissement du flux de chaleur

#### I.4.1.1.b. Résistance de diffusion à deux dimensions

Etudions maintenant le cas où le flux de chaleur est bidimensionnel (Figure I. 12b). Ce cas apparaît lorsque le composant est plus petit que le refroidisseur ; il est amplifié lorsqu'il existe dans le diffuseur une barrière thermique. Comme nous l'avons déjà dit, pour réaliser un refroidisseur en silicium dont le composant et le fluide seront isolés électriquement, nous serons amenés à intégrer une couche d'oxyde de silicium à l'intérieur du diffuseur. Du fait de sa faible conductivité thermique, cette couche va occasionner un échauffement, mais elle va également "freiner" le flux de chaleur et donc le forcer à "s'épanouir" dans la zone se trouvant au dessus d'elle. Cette barrière est un point négatif au vu des performances thermiques escomptées du refroidisseur, mais un dimensionnement bien optimisé peut réduire sa contribution. En effet, si la surface du refroidisseur est suffisante et si la position de la couche d'isolant et son épaisseur sont judicieusement choisies, l'échange peut être amélioré par le simple fait que le flux de chaleur rencontre une surface plus grande que dans le cas de l'écoulement unidimensionnel. On peut dès maintenant imaginer le compromis qu'il faudra faire lors de l'ajout d'un isolant électrique, entre son épaisseur, sa position dans le diffuseur et la surface du refroidisseur.

Un modèle analytique de cette résistance de diffusion à deux dimensions est proposé dans le chapitre IV.

#### I.4.1.2. Résistance thermique de convection, $R_{\text{conv}}$

Comme nous l'avons dit, la convection désigne l'échange entre les parois des canaux et le fluide. Nous avons défini plus haut la notion de coefficient d'échange thermique  $h$  (eq. I. 11). La résistance thermique de convection est inversement proportionnelle à ce coefficient :

$$R_{\text{conv}} = \frac{1}{h.S_c} \quad \text{eq. I. 16}$$

où  $S_c$  est la surface d'échange thermique, c'est-à-dire la surface des parois des canaux.

Toute la difficulté dans la caractérisation de l'échange thermique par convection est de déterminer la valeur du coefficient  $h$ . Il dépend de nombreux paramètres tels que le mode de convection (naturelle ou forcée), la géométrie du refroidisseur (plan, à canaux rectangulaires ou circulaires ...), la nature de l'écoulement (laminaire ou turbulent) et ses régimes d'établissement thermique et hydraulique. On imagine bien, à la vue du nombre de paramètres, qu'il n'existe pas de formulation exacte de ce coefficient généralisable à tous les cas. En général, sa valeur est prise dans des tables empiriques.

C'est sur cette résistance thermique que nous allons le plus nous focaliser dans ce travail pour améliorer les performances globales du refroidisseur, puisque c'est elle qui est la plus importante. Il y a deux voies à mener en parallèle pour aboutir à la réduction de cette résistance thermique de convection : l'augmentation de la surface d'échange  $S_c$  en adaptant les dimensions critiques des canaux et des ailettes, et l'augmentation du coefficient d'échange thermique en modifiant le facteur de forme des canaux, le régime d'écoulement, etc.

#### I.4.1.3. Résistance thermique capacitive, $R_{\text{cap}}$

Cette résistance thermique est légèrement différente des deux autres : les deux premières prennent en compte des différences de température dans un plan parallèle à l'écoulement du flux de chaleur, cette dernière est relative à l'élévation de température du fluide entre l'entrée et la sortie des canaux, c'est-à-dire dans un plan perpendiculaire au flux de chaleur. Cette élévation de température est due à la quantité de chaleur absorbée par le fluide durant son passage. Elle dépend de la nature du fluide, de sa capacité calorifique, et du débit qui lui est imposé :

$$R_{\text{cap}} = \frac{1}{2 \cdot m \cdot C_p} = \frac{T_m - T_e}{P} = \frac{T_s - T_e}{2P} \quad \text{eq. I. 17}$$

dans cette équation,  $m$  est le débit massique du fluide,  $C_p$  sa capacité calorifique,  $T_e$  la température du fluide à l'entrée des canaux,  $T_s$ , la température du fluide à la sortie des canaux, et  $T_m$  la moyenne de ces deux températures.

Cette résistance thermique est à limiter surtout dans le cas où l'on voudrait travailler en boucle fermée. En effet, dans ce cas, un circuit de refroidissement secondaire est nécessaire pour que le fluide entrant dans les canaux soit toujours à la même température  $T_a$ . Si la température du fluide à la sortie du refroidisseur principal est limitée, le circuit de refroidissement secondaire est plus simple et moins coûteux.

#### I.4.1.4. Résistance thermique carrée, $R_c$

Pour faciliter les comparaisons entre les performances des différents microrefroidisseurs, les thermiciens ont l'habitude d'utiliser une résistance thermique par unité de surface, qu'ils appellent résistance carrée,  $R_c$ , exprimée en  $K \cdot W^{-1} \cdot m^2$ . Nous noterons par exemple :

$$R_{\text{ctot}} = R_{\text{tot}} \times S_p \quad \text{eq. I. 18}$$

Avec  $S_p$ , la surface de la source chauffante.

#### I.4.1.5. Résistance thermique carrée totale, $R_{\text{ctot}}$

La résistance thermique carrée totale est la somme des trois résistances carrées.

$$R_{\text{ctot}} = R_{\text{cdiff}} + R_{\text{cconv}} + R_{\text{ccap}} \quad \text{eq. I. 19}$$

Nous pouvons voir dès maintenant tous les compromis qu'il faudra faire pour la diminuer sans augmenter de trop les autres contraintes : choix de l'épaisseur du diffuseur entre épanouissement et barrière thermique, compromis entre la diminution des dimensions critiques et tenue mécanique, compromis entre un débit élevé pour une élévation de température du fluide minimum et une perte de pression trop grande, choix du régime d'écoulement du fluide... Tous ces compromis seront à résoudre lors de l'optimisation globale du refroidisseur.

### I.4.2. Lois d'échanges convectifs d'un point de vue thermique et hydraulique : les quatre nombres de la fluidique

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la partie convection est essentielle aux performances des refroidisseurs. Dans cette partie, nous allons rappeler les lois permettant de calculer le coefficient d'échange thermique  $h$  et de caractériser l'écoulement fluide (perte de pression, nature de l'écoulement...)

Ces lois s'expriment en fonction de quatre nombres sans dimension classiquement utilisés par les spécialistes.

#### I.4.2.a. Nombre de Reynolds

L'écoulement peut être laminaire ou turbulent. Dans le premier cas, le fluide s'écoule sous forme de filets parallèles aux parois, dans le second, la notion de filet n'existe plus, le mouvement des particules de fluide est aléatoire.

Pour connaître le régime d'écoulement, on passe par l'intermédiaire du nombre de Reynolds,  $Re$ , qui dépend de la masse volumique du fluide,  $\rho$ , de sa viscosité,  $\mu$ , de sa vitesse,  $v$ , et du diamètre hydraulique des canaux,  $D_h$ , comme suit:

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot D_h}{\mu} \quad \text{eq. I. 20}$$

avec  $D_h = \frac{4 \cdot s}{p} = \frac{D \cdot l_c}{2 \cdot (D + l_c)}$  dans le cas de canaux rectangulaires

$s$  et  $p$  étant respectivement la section et le périmètre d'un canal,  $D$  sa profondeur et  $l_c$  sa largeur.

Ce nombre de Reynolds définit la transition entre un écoulement laminaire et turbulent. La valeur correspondant à cette transition est bien établie pour les canaux et minicanaux (l'écoulement est laminaire pour  $Re < 2300$ , turbulent sinon pour des canaux de dimensions critiques de l'ordre du millimètre). Cependant, dans le cas des microcanaux (dimensions critiques de l'ordre de la centaine de microns et moins), cette limite n'est pas connue clairement. Dans la littérature, les hydrauliciens la situent, selon les méthodes utilisées, de  $Re = 400$  à  $Re = 5000$  ([I. 18], [I. 19], [I. 20]). C'est pourquoi, dans un premier temps, nous ne ferons aucune hypothèse sur le régime d'écoulement et nous essaierons de le déterminer par une approche plus expérimentale.

### I.4.2.b. Nombre de Prandtl

L'écoulement peut être établi thermiquement et/ou hydrauliquement. On parle de régime établi thermiquement ou hydrauliquement, lorsque le profil de température, ou de vitesse, du fluide dans un canal ne dépend plus de sa position le long de ce canal. La distance entre l'entrée des canaux et la position à partir de laquelle les profils n'évoluent plus s'appelle longueur d'établissement. Le nombre de Prandtl,  $Pr$ , donne une information sur l'établissement de l'écoulement. Ce nombre sans dimension est défini par :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k_f} \quad \text{eq. I. 21}$$

$\mu$  est la viscosité du fluide,  $C_p$  sa capacité calorifique et  $k_f$  sa conductivité thermique

Lorsque nous dimensionnerons nos refroidisseurs à l'aide de modèle numérique, l'écoulement sera systématiquement considéré comme établi thermiquement et hydrauliquement. Cette hypothèse est nécessaire afin de faciliter le dimensionnement en régime stationnaire. Sachant que l'échange thermique est toujours légèrement meilleur lorsque l'écoulement est non établi, alors si cette l'hypothèse n'est pas vérifiée, le dimensionnement donnera simplement un résultat sous estimé par rapport à la réalité.

### I.4.2.c. Coefficient de frottement et pertes de pression

Lorsqu'on étudie un écoulement on s'intéresse également à la perte de pression qu'il y a entre l'entrée et la sortie des canaux. Cette perte de pression dépend d'un coefficient de frottement,  $C_f$ , de la masse volumique du fluide,  $\rho$ , de sa vitesse,  $v$ , de la longueur des canaux,  $L$ , et de leur diamètre hydraulique  $D_h$ , comme :

$$\Delta P = \frac{4 \cdot C_f \cdot L}{D_h} \cdot \rho \frac{v^2}{2} \quad \text{eq. I. 22}$$

Le coefficient de frottement,  $C_f$ , peut être calculé par deux formules empiriques, l'une pour un régime d'écoulement laminaire, eq. I. 23, l'autre pour un régime d'écoulement turbulent, eq. I. 25 :

$$C_f = \frac{4.7 + 19.64G}{Re} \quad \text{eq. I. 23}$$

$$\text{et } G = \frac{\left(\frac{D}{l_c}\right)^2 + 1}{\left(\frac{D}{l_c} + 1\right)^2} \quad \text{eq. I. 24}$$

$G$  est un paramètre sans dimension déterminé expérimentalement, prenant en compte le facteur de forme dans le cas de canaux rectangulaires

$$C_f = (0,0929 + 1,01612 D_h/L) \cdot Re^{-0,268 - 0,3193 D_h/L} \quad \text{eq. I. 25}$$

#### I.4.2.d. Nombre de Nusselt

Il dépend de la géométrie des canaux et de la nature de l'écoulement du fluide.

En régime laminaire, et dans le cas où l'écoulement est établi thermiquement et hydrauliquement, il est possible de calculer le nombre de Nusselt analytiquement pour peu que l'on sache calculer le profil de vitesse dans les canaux et résoudre ensuite l'équation de la chaleur. Dans le cas de canaux cylindriques, ceci est relativement aisé, mais pour des sections plus complexes, telles que des rectangles, ceci devient rapidement compliqué, et on préfère alors déterminer le nombre de Nusselt empiriquement [I. 22]. Pour cela, il existe des abaques de valeurs expérimentales du nombre de Nusselt en fonction du rapport de forme des canaux [I. 23]. Il est possible, comme le démontre A.Bejean [I. 24] d'obtenir, à partir de ces valeurs expérimentales, une équation analytique de Nusselt en fonction des paramètres géométriques des canaux. Deux cas sont à discerner :

- les quatre parois des canaux participent à l'échange thermique :

$$Nu = -1,047 + 9,326G \quad \text{eq. I. 26}$$

- la quatrième paroi, le fond du canal, est adiabatique :

$$Nu = -14,859 + 65,623 G - 71,907 G^2 + 29,384 G^3 \quad \text{eq. I. 27}$$

Ces formules sont valables lorsque l'on fait l'hypothèse d'un flux de chaleur uniformément réparti sur les parois qui participent à l'échange.

En régime turbulent, le nombre de Nusselt est moins sensible à la géométrie des canaux. Il existe beaucoup de corrélations permettant une approche analytique du nombre de Nusselt. Nous considérons celles de V.Gnielinski [I. 25] qui sont valables quelles que soient les conditions aux limites sur les parois :

$$Nu = 0,0214 \cdot (Re^{0,8} - 100) \cdot Pr^{0,4}$$

lorsque  $0,5 < Pr < 1,5$  et  $10000 < Re < 5 \cdot 10^6$

eq. I. 28

$$Nu = 0,012 \cdot (Re^{0,87} - 280) \cdot Pr^{0,4}$$

lorsque  $1,5 < Pr < 500$  et  $3000 < Re < 10^6$



Le nombre de Nusselt est directement lié au coefficient d'échange thermique  $h$  par la formule :

$$Nu = \frac{h \cdot D_h}{k_f} \quad \text{eq. I. 29}$$

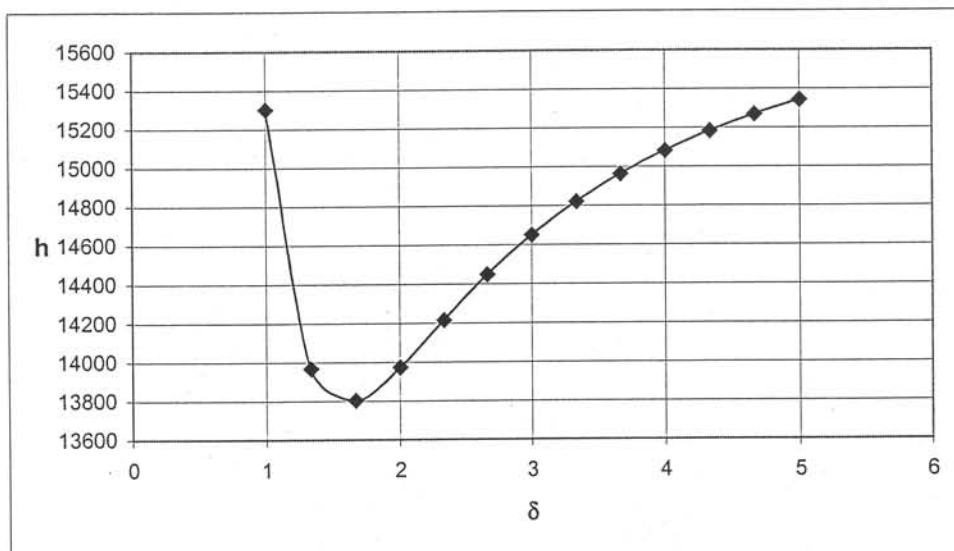
$D_h$  est le diamètre hydraulique d'un canal et  $k_f$ , la conductivité thermique du fluide.

Cette formule est valable, dans le cas de rectangle, pour  $\delta = D/l_c > 1$ .

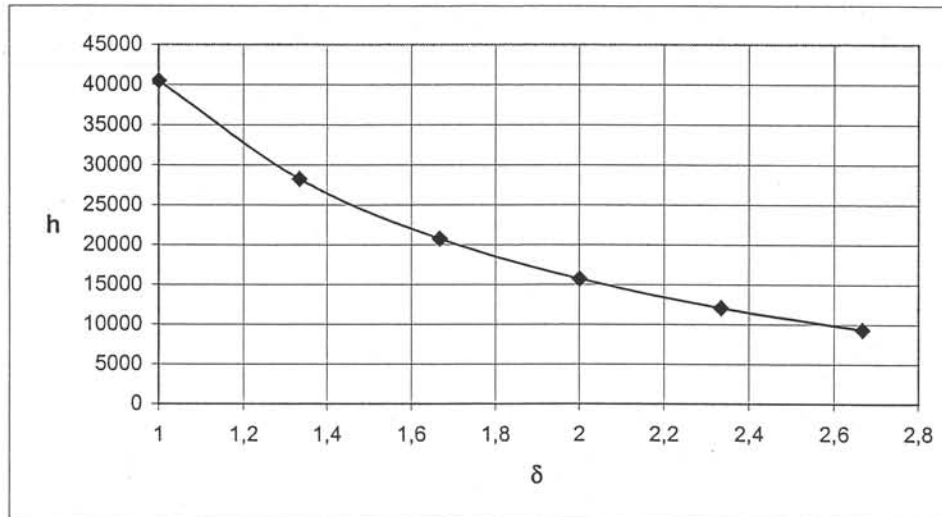
Suivant la nature des régimes, nous pouvons tracer les courbes  $h(\delta)$ . Avec les équations eq. I. 24 et eq. I. 29, nous avons :

$$h(\delta) = \frac{k_f \cdot Nu(G(\delta))}{D_h(\delta)} \quad \text{eq. I. 30}$$

Nous constatons alors que le coefficient d'échange thermique  $h$  croît avec  $\delta$  dans le cas d'un écoulement laminaire (Figure I. 13), il décroît dans le cas turbulent (Figure I. 14).



**Figure I. 13 :** Variation du coefficient d'échange thermique  $h$  en fonction du rapport  $\delta = D/l_c$  (profondeur sur largeur de canal) dans le cas d'un écoulement laminaire. Le nombre de Nusselt est calculé avec l'eq. I. 27



**Figure I. 14 :** Variation du coefficient d'échange thermique  $h$  en fonction du rapport  $\delta = D/lc$  (profondeur sur largeur de canal) dans le cas d'un écoulement turbulent calculé à partir du nombre de Nusselt de l'eq. I. 28. Cette courbe est limitée à  $\delta < 2,5$  car pour des valeurs supérieures, l'écoulement devient laminaire.

Il existe plusieurs autres formules donnant des valeurs de Nusselt, pouvant être jusqu'à deux fois plus grands, [I. 21], [I. 24], [I. 25]. Toutes ces formules sont données avec une erreur de 20%, et pour des domaines correspondant à des nombres de Reynolds différents. Par exemple, J.Taine [I. 22] propose une équation pour calculer le nombre de Nusselt valable pour  $Re > 5000$  (eq. I. 31). Nous n'utiliserons pas cette équation car, comme nous le verrons dans le chapitre III, nous ne sommes pas dans cette gamme de valeurs du nombre de Reynolds.

$$Nu = 0,027 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33} \quad \text{eq. I. 31}$$

Le nombre de Nusselt est directement lié à la résistance carrée de convection puisque :

$$R_{\text{convc}} = \frac{1}{h} = \frac{D_h}{k_l \cdot Nu} \quad \text{eq. I. 32}$$

## I.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les différentes approches d'évaluation expérimentales des pertes dans les composants d'électronique de puissance, étape préliminaire indispensable à tout dimensionnement de refroidisseur. Puis nous avons présenté les dispositifs de refroidissement actuels les plus performants, évoqué leurs principales limites et proposé une solution par une approche "tout silicium".

Nous avons terminé ce chapitre par l'examen des lois de la thermique et de la fluidique utiles à l'étude des refroidisseurs à microcanaux.

Quelques paramètres importants ne sont connus que grâce à une expérimentation. Ils devront être extrapolés pour être adaptés à notre problème. C'est ce que nous verrons dans les deux derniers chapitres.

## Références :

- [I. 1] : A. Tanaka, M. Mori, H. Inoue : "3300V High power IGBT modules with high reliability for traction applications", *Power Conversion*, pp. 191-199, 1997.
- [I. 2] : H. Foch, R. Arches, F. Bordry : "Electronique de Puissance", Les techniques de l'ingénieurs.
- [I. 3] : J. Roudet : "Analyse et comparaison des divers modes de conversions statiques continu-continu, modes de commutation et sûreté de fonctionnement", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, 1990.
- [I. 4] : P. Merle : "Une politique pour les composants de puissance...celle du Gircep", lettre du club CRIN Electronique de Puissance, novembre 2000.
- [I.5] : J. Arnould, P. Merle : "Dispositifs de l'électronique de puissance ", édition Hermès, 1992.
- [I.6] : J.M. Li : "Comportements des semiconducteurs de puissance dans leur environnement de commutation", Habilitation à diriger des recherches, Marseille, 1998.
- [I.7] : E. Farjah : "Contribution aux caractérisations électrique et thermique des transistors de puissance à grille isolée", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, octobre 1994.
- [I.8] : S. Raël : "Conception de micro-échangeurs dédiés au refroidissement des composants d'électroniques de puissance", Rapport post-doctoral, LEG, 1997.
- [I.9] : J.T. Hsu, L. Vu-Quoc : "A rational formulation of thermal circuit models for electrothermal simulation", *IEEE Trans. Circuits Syst. I*, vol. 43, pp. 721-732, sept. 1996.
- [I. 10] : H.A. Mantooh, A.R. Hefner : "Electrothermal Simulation of an IGBT PWM Inverter", *IEEE Trans. On Power Electronics*, vol. 12, n° 3, May 1997.
- [I. 11] : C. Schaeffer : "Pour une conception à haute intégration des systèmes de puissance", Rapport d'Habilitation à Diriger des Recherches, INPG, Grenoble, décembre 1999.
- [I. 12] : C. Gillot, L. Meysenc, C. Schaeffer, A. Bricard : "Integrated single and two-phases micro heat sinks under IGBT chips", *IEEE Trans. Comp. and Pack. Techno.*, Vol. 22, n°3, pp. 384-389, September 1999.
- [I. 13] : G.F. Hewit, D. N. Roberts: "Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-Ray and flash photography". AERE-M 2159, London 1969.
- [I. 14] : L. Meysenc : "Étude des micro-échangeurs intégrés pour le refroidissement des semiconducteurs de puissance", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, février 1998.

[I. 15] : D.B. Tuckerman, R.F.W. Pease : "High-performance heat sink for VLSI", IEEE Electron Devices Letters, vol. EDL-2, May 1981, pp. 126-129.

[I. 16] : C. Perret, J. Boussey, C. Schaeffer : "Theoretical and experimental analysis of microchannels heat sink obtained by silicon micromachining", EPE Journ., vol. 11, n° 2, may 2001.

[I. 17] : J.L. Sanchez, P. Austin, R. Beriane : "Trends in design and technology for new power integrated devices based on functional integration", EPE Journ. 1997, pp 1302-1307.

[I. 18] : X.F. Peng, G.P. Peterson, B.X. Wang : "Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels", Experimental Heat Transfer, Taylor and Francis, 1994.

[I. 19] : G. Mohiuddin Mala, J.D. Dale : "Heat transfer and fluid flow in microchannels", Int. Journ. Heat Mass Transfer, vol. 40, n° 13, pp. 3079-3088, 1997.

[I. 20] : Y. Zhuang, C.F. Ma, M. Qin : "Experimental study on local heat transfer with liquid impingement flow in two-dimensional microchannels", Int. Journ. Heat Mass Transfer, vol. 40, n° 17, pp. 4055-4059, 1997.

[I. 21] : R.W. Knight, D.J. Hall, R.C. Jaeger: "Heat sink optimisation with application to microchannels", IEEE Trans. Comp. Hybrides, Manufacturing Technologies, Vol 15, n° 5, pp 832-842, 1992.

[I. 22] : J. Taine, J.P Petit : "Transfert thermiques, Mécanique des fluides anisothermes", édition Dunod Université, 1989.

[I. 23] : W.M. Kays, M.E. Crawford : "Numerical solutions for laminar flow heat transfer in circular tubes", Trans. ASME, Vol. 77, pp 1265-1274, 1980.

[I. 24] : A. Bejean : "Convection heat transfer", Jonh Willey and Son Inc, 1984.

[I. 25] : V. Gnielinski : "New equations for heat and mass transfer in turbulent pipes and channels flow", Int. Chem. Eng., Vol. 1, 1976.

## Chapitre II : Réalisations technologiques

La première phase de notre travail a consisté à nous assurer de la faisabilité technologique de ce refroidisseur en silicium. Nous nous sommes donc attachés à la réalisation complète d'un refroidisseur dans les salles blanches du CIME (Centre Inter universitaire de MicroElectronique) et du LAAS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes).

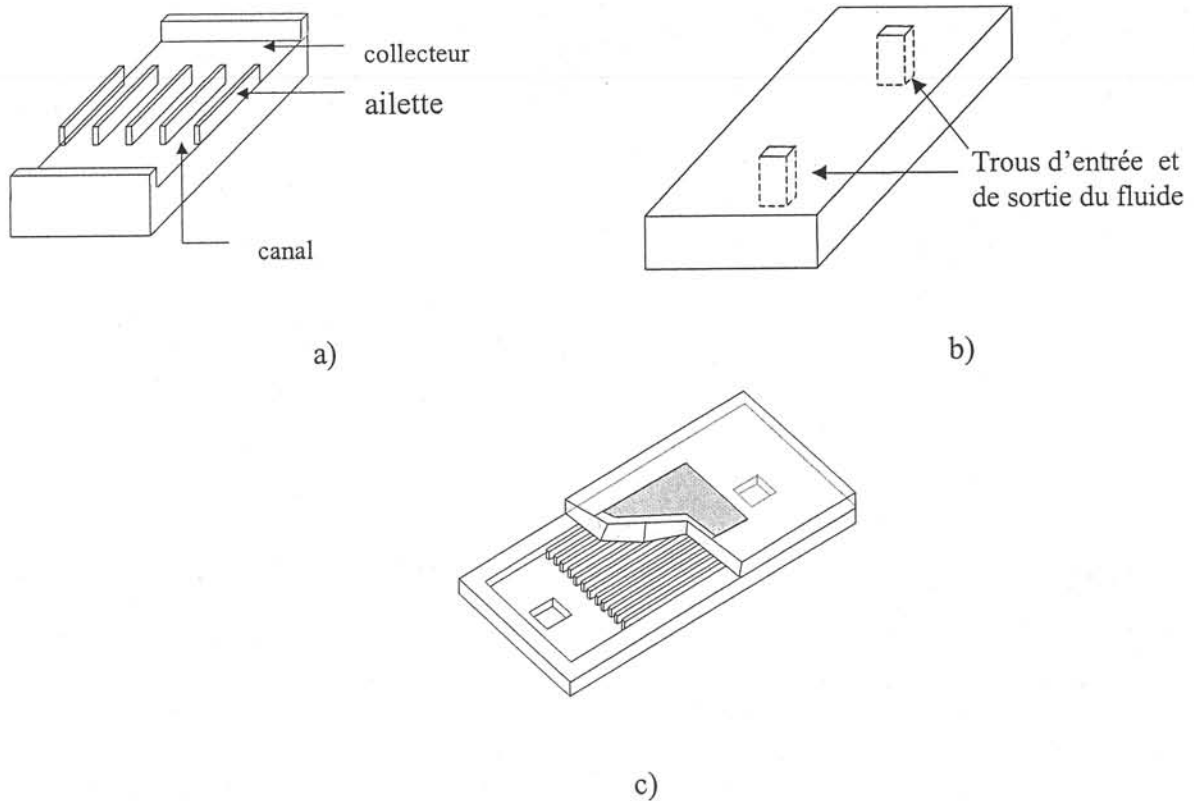
Dans ce chapitre, nous présenterons rapidement un diagramme de cheminement simplifié résumant les principaux points de la réalisation, puis nous nous attarderons sur les deux étapes les plus novatrices dans ce contexte que sont la gravure profonde de silicium et l'autosoudure de tranches de silicium (wafer bonding). Mais avant tout, intéressons-nous à la première étape, indispensable : le dimensionnement des cellules élémentaires et la conception des masques.

### II.1. Présentation générale : dimensionnement

Nous l'avons vu, chaque refroidisseur est formé d'un réseau de canaux débouchant de part et d'autre dans des collecteurs qui sont nécessaires pour une bonne répartition du fluide homogène dans chaque canal. Un trou dans chaque collecteur permet l'entrée, sous l'action d'une pompe, et la sortie du fluide.

Pour disposer de cette structure il faut graver les collecteurs et les tranchées dans une première plaque de silicium (Figure II.1a) et les trous d'amené et de sortie du fluide dans une seconde plaque (Figure II.1b). Enfin, les deux plaques sont scellées entre elles, fermant ainsi les tranchées, qui deviennent alors des canaux (Figure II.1c).

Etant données les possibilités offertes par les équipements du CIME et du LAAS, nous avons adopté un standard de plaques silicium de 4 pouces de diamètre (100 mm), d'épaisseur moyenne de 550  $\mu\text{m}$  et de 1000  $\mu\text{m}$  ( $\pm 20 \mu\text{m}$ ). Ces plaques doivent présenter deux faces polies, c'est indispensable pour effectuer une photolithographie double face. Elles comportent toutes un méplat principal et un méplat secondaire donnant l'orientation cristallographique du réseau de silicium.



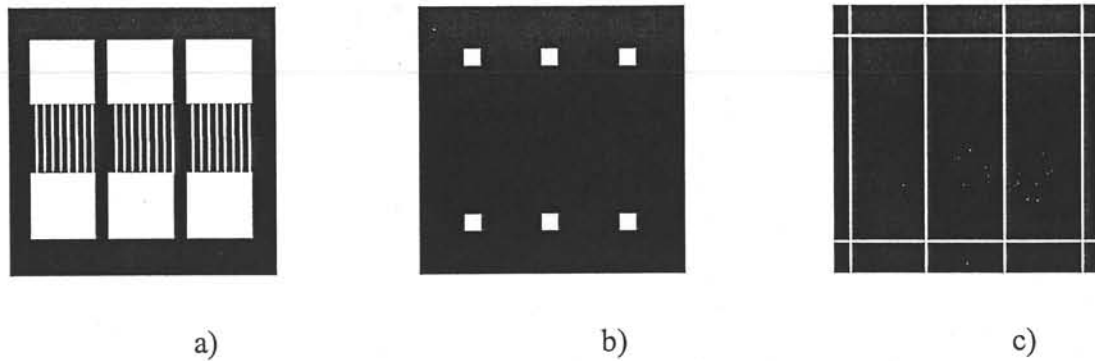
**Figure II.1** : Schéma de principe d'un refroidisseur montrant l'assemblage de deux plaques de silicium préalablement micro-usinées

Une fois la structure définie, reste à fixer les dimensions des différentes parties à concevoir et à réaliser les masques appropriés. Elaborés dans une centrale de masques spécialisée (LAAS) à partir de nos spécifications, ces masques sont des plaques de verre carrées, de 5 pouces de côté, recouvertes d'un film opaque de chrome dans lequel des ouvertures adéquates (à l'échelle 1) sont réalisées. Ils serviront à « imprimer » sur les faces des deux tranches de silicium les canaux, les trous, les chemins de découpe et les motifs d'alignement respectifs.

La réalisation complète d'un refroidisseur nécessite l'utilisation de trois masques :

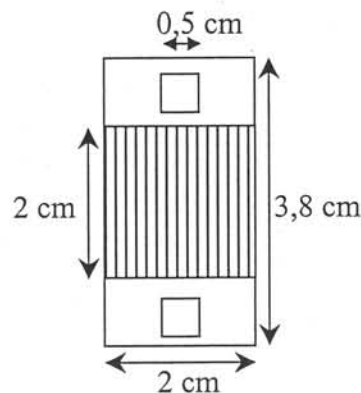
- un pour la réalisation des canaux et des collecteurs ( Figure II. 2 a)
- un pour la réalisation de l'arrivée et du départ de l'eau (Figure II. 2 b)
- un pour la réalisation des chemins de découpe ( Figure II. 2 c)

Ce dernier permettra, lorsque les plaques seront scellées, de repérer la position des microrefroidisseurs lors de la découpe.



**Figure II. 2** : Présentation générale des trois niveaux de masques réalisés au LAAS et utilisés pour l'élaboration du premier lot de prototypes.

Les tailles des puces d'électronique de puissance à refroidir ayant des surfaces actives de l'ordre de 1 à 4 cm<sup>2</sup> nous avons défini une taille de réseau de canaux de 2x2 cm<sup>2</sup>. Par ailleurs, en raison de l'aspect « double-face », les masques conçus devaient présenter une symétrie autour d'un axe central. Ces deux contraintes ont limité le nombre de refroidisseurs réalisables par paire de plaquettes de silicium à trois unités, dont les principales dimensions sont reportées sur la Figure II. 3.



**Figure II. 3** : Dimensions caractéristiques d'un microrefroidisseur

Les dimensions des canaux, des collecteurs et des trous d'entrée et de sortie n'ont pas été optimisées puisqu'il s'agissait ici de prouver la faisabilité de refroidisseurs en technologie silicium et d'obtenir un premier lot de résultats expérimentaux . Cependant, les dimensions critiques telles que la largeur des canaux et des ailettes sont de l'ordre de grandeur des valeurs optimales pressenties. Plusieurs masques " canaux- collecteurs " ont été réalisés, nous donnant ainsi la possibilité d'obtenir des refroidisseurs dont la largeur de canal varie.



Le Tableau II. 1 regroupe les principaux paramètres géométriques des motifs des trois lots de masques.

largeur des canaux ( $l_{cm}$ )	Proto Si 1	645 $\mu\text{m}$
	Proto Si 2	180 $\mu\text{m}$
	Proto Si 3	100 $\mu\text{m}$
largeur des ailettes (e)	80 $\mu\text{m}$	
collecteur	20x0,9 mm <sup>2</sup>	
trou d'arrivé et de départ d'eau	5x5 mm <sup>2</sup>	
largeur des chemins de découpe	100 $\mu\text{m}$	

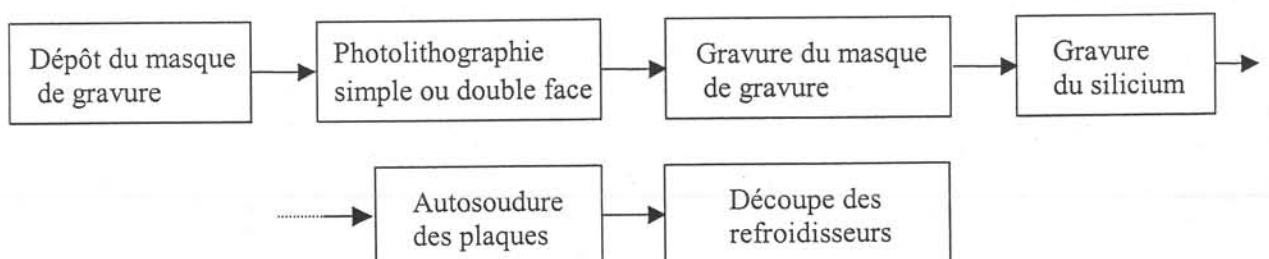
**Tableau II. 1** : Paramètres géométriques des trois lots de masques réalisés au LAAS

## II.2. Diagramme de cheminement simplifié

Un diagramme de cheminement est un document regroupant toutes les informations nécessaires à toutes les étapes technologiques subies par les plaques d'un bout à l'autre de la réalisation. Il traite aussi bien des étapes délicates que des étapes intermédiaires relativement triviales telles que le nettoyage des plaques, leur séchage, leur stockage, etc. Ce diagramme est nécessaire au bon déroulement technologique de la réalisation étape par étape et assure la compatibilité de chaque étape vis-à-vis de toutes les autres.

Dans ce paragraphe nous allons présenter un diagramme de cheminement très simplifié, ne comportant que les étapes qui nous ont paru essentielles. Le diagramme complet est présenté en annexe 1.

La Figure II. 4 présente les six briques technologiques principales de notre procédé. Les quatre premières étapes sont à réaliser pour les trois niveaux, à savoir : pour les canaux et les collecteurs, pour les trous et pour les chemins de découpe.

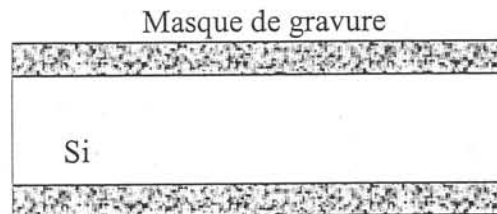


**Figure II. 4** : Briques principales de la réalisation technologique

Nous revenons maintenant un peu plus en détail sur chacune de ces étapes.

### 1. Masque de gravure

La réalisation de ces micro refroidisseurs comporte, nous l'avons dit, trois étapes de gravure silicium. Bien que les profondeurs visées ne soient pas les mêmes (elles sont de l'ordre de  $400\ \mu\text{m}$  pour les tranchées et de  $550\ \mu\text{m}$  pour les trous), le mode opératoire est commun : il faut délimiter sur chaque face les zones où l'on veut graver le silicium et les zones où l'on veut le protéger. Le matériau utilisé à cette fin est appelé « masque de gravure » et il peut être constitué, selon les cas, d'une simple résine photosensible, d'un film mince diélectrique ou d'un dépôt de métal réfractaire. La seule contrainte est que le matériau du "masque de gravure" soit peu ou pas attaqué pendant l'étape de gravure du silicium (Figure II. 5). On parle alors de sélectivité : c'est le rapport entre la vitesse de gravure du silicium et celle du matériau de masquage. Selon les techniques de gravure adoptées, le matériau de masquage et son épaisseur sont adaptés comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.



**Figure II. 5 :** Masque de gravure

Dans ce travail, nous avons utilisé un film d'oxyde thermique de  $1,5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur comme masque à la gravure humide profonde de silicium avec un bain de KOH à  $60^\circ\text{C}$ . Selon Wolf [II. 1], la sélectivité de cette gravure est de l'ordre de 400. Nous avons pu vérifier expérimentalement la validité de ces données ; elle est présentée dans le paragraphe II.4.2.2.

### 2. Photolithographie simple et double face

Pour réaliser les ouvertures dans le masque de gravure, on passe par l'intermédiaire d'une résine photosensible uniformément étalée sur la plaque. Elle est insolée à travers le masque en chrome grâce à une lampe à ultra-violet ; les parties insolées, ou non insolées, sont éliminées par bain chimique approprié, selon que la résine est positive ou négative, respectivement. Les motifs du masque de chrome sont donc transférés dans la résine (Figure II. 6).

Nous avons utilisé une résine Shipley 1813 positive étalée en film mince de  $1,2 \mu\text{m}$ . Immédiatement après son dépôt par « spinner », un séchage pendant 2 minutes à  $120^\circ\text{C}$  est effectué afin d'en évacuer les solvants avant de l'insoler avec une densité de puissance de l'ordre de  $19 \text{ mW/cm}^2$  et d'une longueur d'onde de  $405 \text{ nm}$ . Après développement, cette résine est durcie à  $130^\circ\text{C}$  pendant 2,5 minutes afin de lui conférer toutes ses propriétés mécaniques et chimiques.

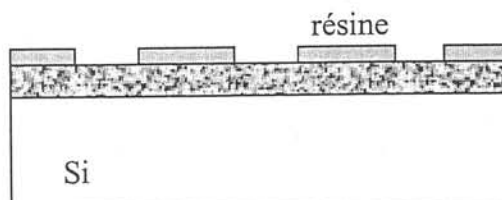


Figure II. 6 : Résultat de la photolithographie

Les masques chrome comportent, en plus des motifs relatifs aux refroidisseurs, des motifs de géométrie simple appelés motifs d'alignement. (Figure II. 7). Comme leur nom l'indique, ces motifs permettent l'alignement d'un masque par rapport aux autres. Ils seront, par exemple, utiles lorsque nous voudrions positionner les trous d'arrivée et de départ du fluide refroidisseur correctement face aux collecteurs. Les motifs d'alignement choisis sont des croix s'insérant dans des carrés (Figure II. 7).

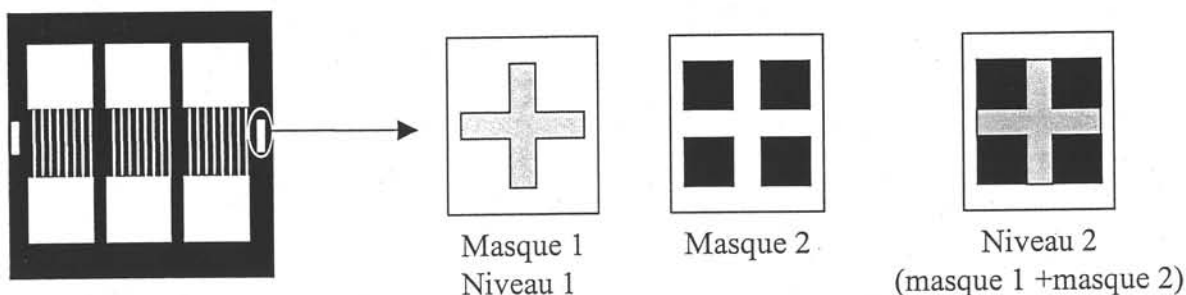


Figure II. 7 : Motifs d'alignement

En technologie microélectronique, les dispositifs intégrés (tels que les transistors et les mémoires par exemple) sont réalisés sur une seule face de la tranche de silicium et leur « profondeur » ne dépasse rarement 2 à 3 microns. Le rôle principal du reste de la tranche est réduit à un simple support mécanique. Par conséquent, la lithographie du  $n^{\text{ième}}$  masque vise simplement à aligner correctement le  $n^{\text{ième}}$  masque par rapport aux motifs des niveaux précédents préalablement « imprimés » sur la face polie du silicium. Cet alignement est

relativement facile à mettre en œuvre, par un opérateur en laboratoire ou par des machines d'alignement simple face dans un contexte industriel (Figure II. 8-a).

En technologie micro-capteur et micro-actuateur, on est souvent amené à « exploiter » l'épaisseur du substrat dont les propriétés électro-thermo-mécaniques sont naturellement mises à profit pour la réalisation de la fonctionnalité désirée. Par conséquent, les deux faces des substrats doivent être polies et lithographiées en vis-à-vis : c'est la lithographie « double-face ».

En pratique, nous avons travaillé sur un équipement spécifique qui permet d'opérer de la manière suivante : après avoir effectué une lithographie sur une face, le masque relatif à la lithographie de la face opposée est posé sur le porte masque de la machine de lithographie. En l'absence de substrat sur le porte substrat, on repère ses motifs d'alignement grâce à deux binoculaires se trouvant sous le porte-substrat et on enregistre leur image sur un écran vidéo. La plaque est alors insérée dans la machine, entre le masque et les deux binoculaires. La face inférieure est celle préalablement processée au niveau (n-1), la face supérieure est recouverte de la résine photosensible. L'alignement va se faire entre l'image figée des motifs du masque n et l'image actuelle envoyée par les binoculaires face arrière des motifs du niveau (n-1) (Figure II. 8-b). Le porte-plaque peut être déplacé comme habituellement en x, y, et en rotation  $\theta$  afin d'aboutir à l'alignement. L'insolation de la face supérieure, à travers le masque, peut alors avoir lieu. La machine disponible au CIME (Karl Süss MA6/BA6) permet d'effectuer ces alignements avec une précision de l'ordre de 2 à 3  $\mu\text{m}$ .

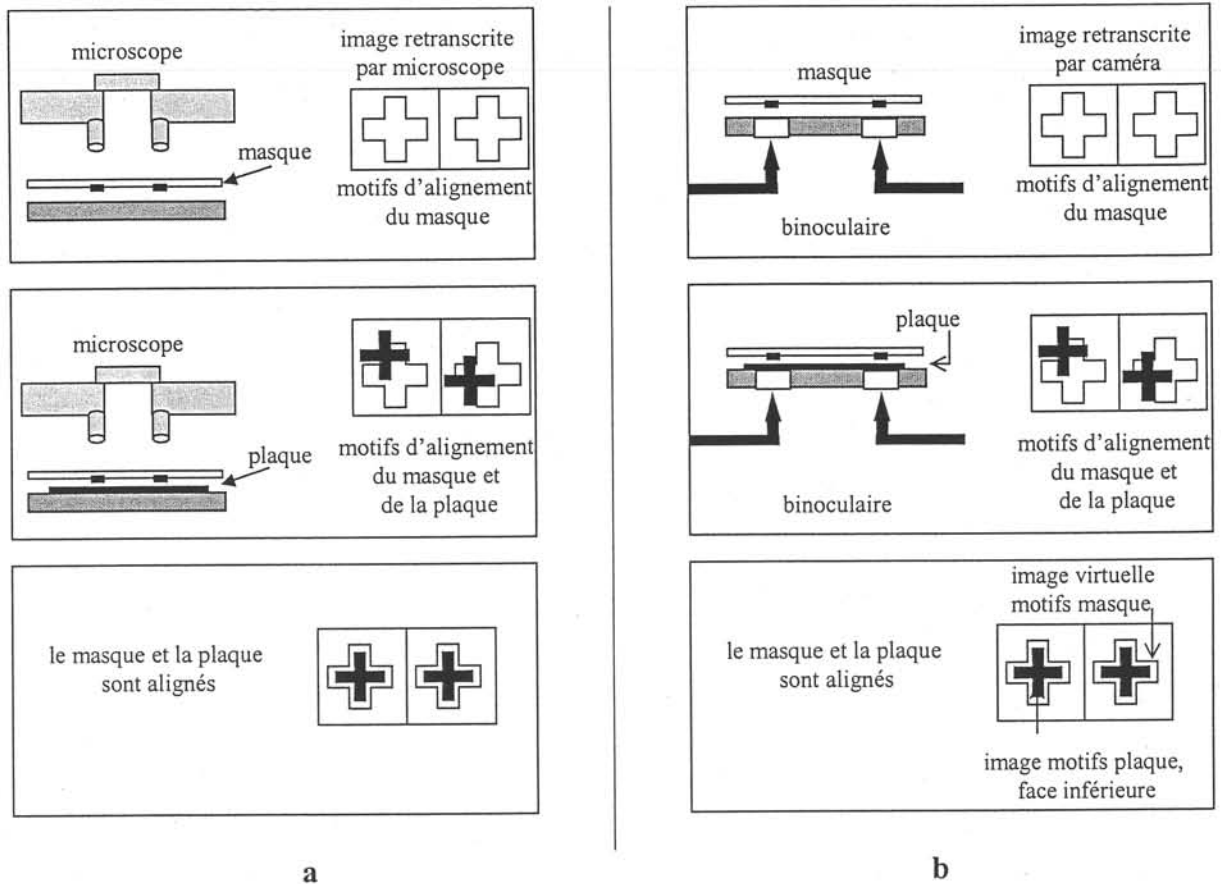


Figure II. 8: a. Alignement simple face ; b. Alignement double face

Il existe, par ailleurs, d'autres équipements fonctionnant un peu différemment, et notamment ceux dans lesquels la plaque est prise en sandwich entre les deux masques. Les deux faces sont alors insolées en même temps par deux lampes UV, l'une au-dessous et l'autre au-dessus de la plaque.

### 3. Ouverture du masque de gravure

Le masque de gravure est alors gravé dans les zones non protégées par la résine (Figure II. 9) en utilisant une méthode à très haute sélectivité par rapport au matériau sous-jacent qui est le silicium. Ici, le film de dioxyde de silicium a été gravé avec une solution Buffered HF ( $\text{NH}_4\text{F}$ ) à  $28^\circ\text{C}$  qui présente une sélectivité quasi-infinie par rapport au silicium.



Figure II. 9 : Ouverture du masque de gravure

Les parties de silicium à graver sont alors à nu, elles seront attaquées par les différentes ambiances chimiques sèches ou humides auxquelles vont être soumises les plaques. Dans les deux paragraphes suivants nous rappelons les principes des deux méthodes de gravure profondes les plus couramment utilisées. Nous exposerons par la suite les conditions dans lesquelles nous les avons utilisées et décrirons les résultats obtenus.

Après la gravure du silicium, reste à sceller les deux plaques ensemble. Cette technique, appelée wafer bonding, ou autosoudure de silicium, est présentée au paragraphe II.5.

La dernière étape technologique est le découpage des refroidisseurs : les trois refroidisseurs réalisés sur une même plaque sont séparés. La découpe se fait par une scie circulaire équipée d'une lame en carbone. On obtient alors trois refroidisseurs élémentaires de  $2,7 \times 4,2 \text{ cm}^2$  chacun.

### II.3. Gravure profonde de silicium

Une des particularités de la gravure de silicium est que sa vitesse peut dépendre significativement du plan cristallographique concerné. On parle alors de gravure anisotrope (par opposition à une gravure isotrope où la vitesse de gravure est la même selon toutes les orientations).

Etant donnés les facteurs de forme que nous voulons obtenir, des tranchées étroites et profondes, nous n'utiliserons que des techniques de gravure anisotrope, favorisant ainsi la vitesse de gravure du plan constituant le fond de la tranchée par rapport à celle des plans formant les parois.

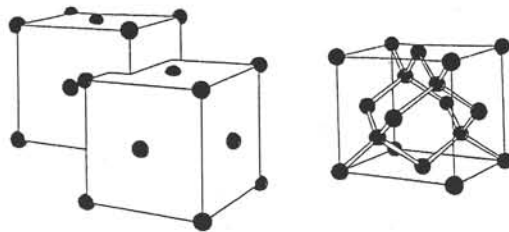
Là encore, plusieurs techniques peuvent être envisagées ; nous en retiendrons deux : la gravure chimique humide et la gravure sèche par plasma.

Après avoir fait un bref rappel sur le silicium monocristallin, nous présenterons les deux méthodes de gravure ainsi que leurs caractéristiques.

#### II.3.1. Le silicium monocristallin

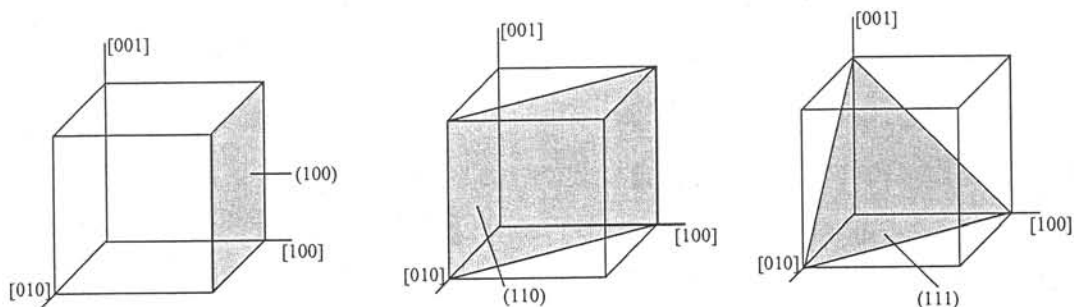
Le silicium est un matériau monocristallin ayant une structure cristallographique appelée diamant. Sa maille élémentaire s'obtient par la superposition de deux mailles de type cubique faces centrées décalées d'une distance de  $a\frac{\sqrt{3}}{4}$  le long de la diagonale, où  $a$  est la longueur

d'un côté du cube qui vaut  $5.54 \text{ \AA}$  (Figure II. 10) ; de sorte que chaque atome de silicium possède quatre liaisons covalentes et se trouve au sommet d'un tétraèdre.



**Figure II. 10 :** Cellule cubique faces centrées et structure de maille élémentaire du silicium de type « diamant ». Chaque atome de silicium est associé à un tétraèdre.

Il possède donc trois familles de plans cristallins :  $\{100\}$ ,  $\{110\}$  et  $\{111\}$  représentés sur la Figure II. 11.



**Figure II. 11 :** Exemple de plans appartenant aux trois familles : a)  $\{100\}$ , b)  $\{110\}$ , c)  $\{111\}$ .

Les trois familles de plans cristallographiques illustrés sur la Figure II. 11 ont chacune leurs caractéristiques et donc leurs applications privilégiées. Ainsi, les tranches  $\langle 110 \rangle$ , c'est-à-dire les tranches dont la direction normale à la surface se confond avec l'orientation cristallographique  $\langle 110 \rangle$ , sont rarement utilisées en industrie microélectronique car elles présentent des coefficients de diffusion d'impuretés dopantes trop faibles en comparaison aux tranches de type  $\langle 111 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$ . Pour le micro-usinage, on utilise le plus souvent des plaques  $\langle 100 \rangle$  ou  $\langle 110 \rangle$  pour leur bon comportement vis-à-vis de la gravure et leur capacité à se cliver ou à se découper très proprement. Ceci s'explique par la différence de densité d'atomes et de liaisons covalentes présents le long de ces plans [II. 2].

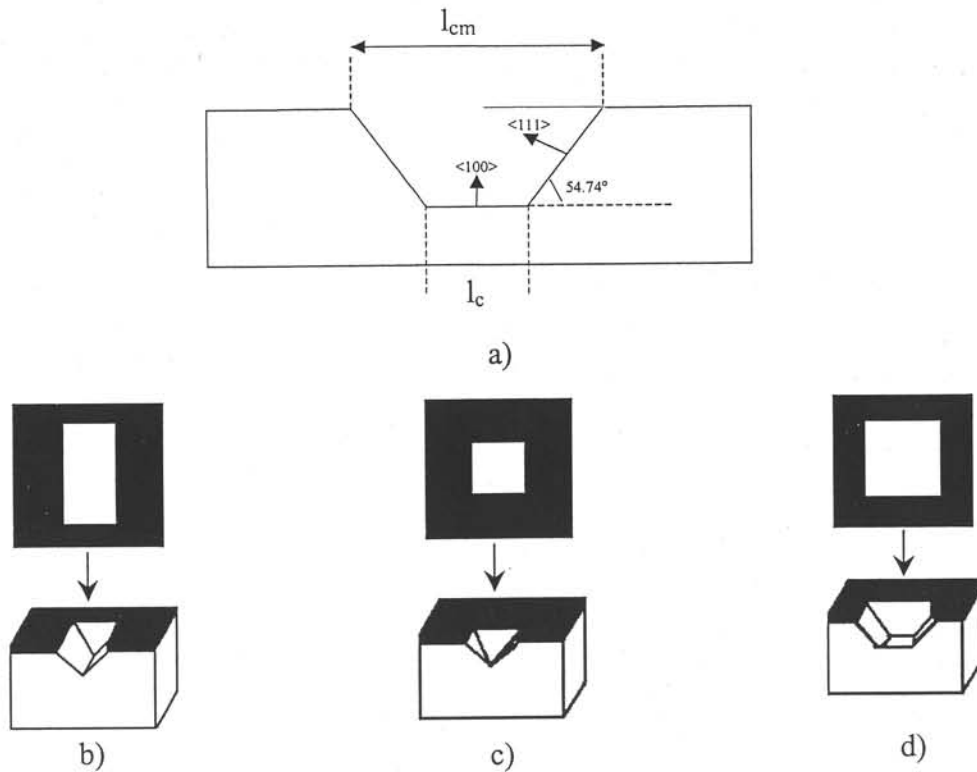
## II.3.2. Gravure chimique humide anisotrope

### II.3.2.1. Généralités

Comme son nom l'indique, la gravure chimique humide anisotrope est une technique de gravure faisant intervenir un bain chimique dans lequel sont plongées les plaques. Elle est anisotrope car les vitesses de gravure des trois familles de plan sont très différentes les unes des autres. Les sections des tranchées obtenues sont donc toujours très précisément identiques puisqu'elles sont délimitées par des plans cristallographiques. Les plans  $\langle 111 \rangle$  sont toujours gravés plus lentement que les deux autres familles de plans, quelle que soit la technique de gravure. Les plans  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$  sont gravés plus ou moins rapidement l'un par rapport à l'autre selon le bain utilisé [II. 3].

Lorsque les plaques gravées sont des plaques  $\langle 100 \rangle$ , et c'est notre cas, le fond de gravure est un plan  $\langle 100 \rangle$ , les parois latérales sont des plans  $\langle 111 \rangle$ . Etant donnée la structure du silicium, les tranchées obtenues sont de forme trapézoïdale. Les flancs sont inclinés à  $54.74^\circ$  (Figure II. 12a). La largeur de l'ouverture de canal du masque,  $l_{cm}$ , est donc fonction de la profondeur de canal voulue, puisque la gravure s'arrête automatiquement lorsque les plans  $\langle 111 \rangle$  se rejoignent. C'est pourquoi nous avons utilisé le masque « Proto Si 1 » dont l'ouverture de canal du masque est de  $l_{cm} = 665 \mu\text{m}$ . Nous obtenons alors, pour une profondeur de canal de  $400 \mu\text{m}$ , une largeur de fond de canal de  $l_c = 100 \mu\text{m}$ .





**Figure II. 12** : Différentes sections de tranchée d'une plaque de silicium d'orientation  $\langle 100 \rangle$  obtenues par gravure chimique anisotrope à travers une fenêtre dans le film de masquage  
 b : rectangulaire; c : carrée ; d : carrée, grande [II. 2].

Il existe un grand nombre de bains chimiques pouvant être utilisés pour la gravure du silicium. Ils peuvent être à base d'acide fluorhydrique (HF) ou type alcalin : hydroxyde de potassium (KOH), hydroxyde de sodium (NaOH), hydroxyde de lithium (LiOH). Ces bains peuvent être modifiés par addition d'alcool, comme le propanol par exemple, qui agit sur la vitesse de gravure. On peut citer également une solution de gravure assez récente, le tétraméthyl ammonium hydroxyde dilué dans l'eau (TMAH) [II. 3].

Se pose alors la question du choix de la solution de gravure. Ce choix doit être fait en considérant un certain nombre de paramètres tels que :

- la facilité de mise en œuvre de la solution et sa toxicité
- la vitesse de gravure possible
- l'état du fond de gravure
- la compatibilité avec les étapes de conception des circuits intégrés
- le matériau du masque de gravure et son épaisseur nécessaire par rapport à la sélectivité de gravure entre silicium et masque.

Le TMAH semble être une solution intéressante : c'est lui qui est le plus compatible avec les technologies "circuits intégrés" CMOS, il est non toxique et le masque de gravure est facile à réaliser. En effet, étant donnée la grande sélectivité entre le silicium et son oxyde offerte par le TMAH ( $\approx 10^4$ ), un film mince d'oxyde de silicium est suffisant pour le masquage. Cependant, le TMAH n'est pas encore couramment utilisé car, d'une part, cette méthode est assez récente et d'autre part, un bain stable n'est pas évident à obtenir. De plus, pour décomposer la solution et activer la réaction de gravure, il faut travailler à des températures de l'ordre de 90°C.

Dans notre cas, puisque cette première approche avait pour but essentiel de prouver la faisabilité de microrefroidisseur en silicium, le paramètre le plus important était la facilité de mise en œuvre. Les performances telles la vitesse, l'intégrité du fond de gravure, etc., seront prises en compte plus tard. C'est pourquoi nous avons choisi un bain d'hydroxyde de potassium (KOH). Cette technique de gravure est très bien maîtrisée et elle était facilement disponible au CIME lors de la réalisation de ces premiers prototypes.

### **II.3.2.2. Gravure par bain d'hydroxyde de potassium (KOH)**

#### **II.3.2.2.a. Choix des paramètres**

Cette méthode de gravure présente, entre autres, deux avantages de taille :

- elle est très bien maîtrisée car ancienne (cinétique très bien définie en fonction de la température, la concentration...),
- le bain est facile à obtenir et à conserver et son coût est peu élevé.

Pour le masque de gravure, nous avons opté pour l'oxyde thermique que nous avons fait croître sur la plaque. Il est facile à obtenir et se comporte relativement bien face à la gravure au KOH. Cependant, des points d'attaque à travers l'oxyde ont été décelés à la fin des gravures longue durée (trous) et sont attribués à une éventuelle mauvaise densification de l'oxyde.

Les principaux paramètres à prendre en compte sont :

- la température du bain (T),
- sa concentration en potassium ([KOH]).

Ces deux paramètres vont déterminer

- la vitesse de gravure du silicium ( $v_{Si}$ ),
- la vitesse de gravure du masque ( $v_{SiO_2}$ )
- la sélectivité silicium/oxyde ( $s = v_{Si} / v_{SiO_2}$ ),
- la qualité des surfaces gravées (la rugosité).

Les interactions entre les cinq paramètres cités ici sont résumées par les quatre courbes ci-dessous (Figure II. 13, Figure II. 14, Figure II. 15, Figure II. 16).

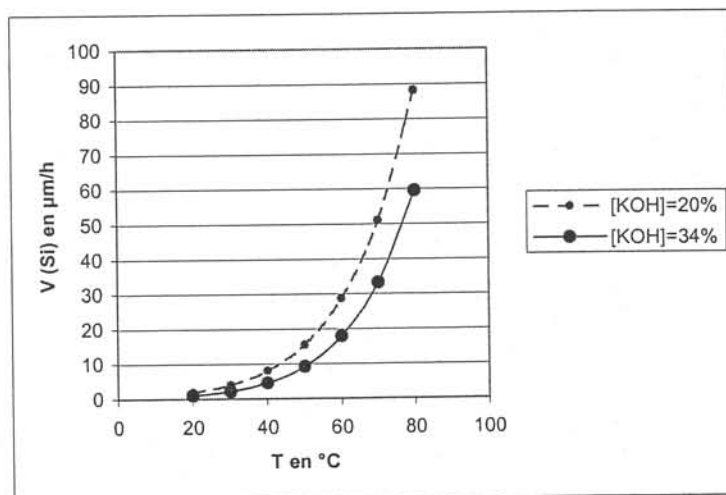


Figure II. 13 : Variation de la vitesse de gravure du silicium en fonction de la température du bain de KOH pour deux concentrations en poids [II. 2].

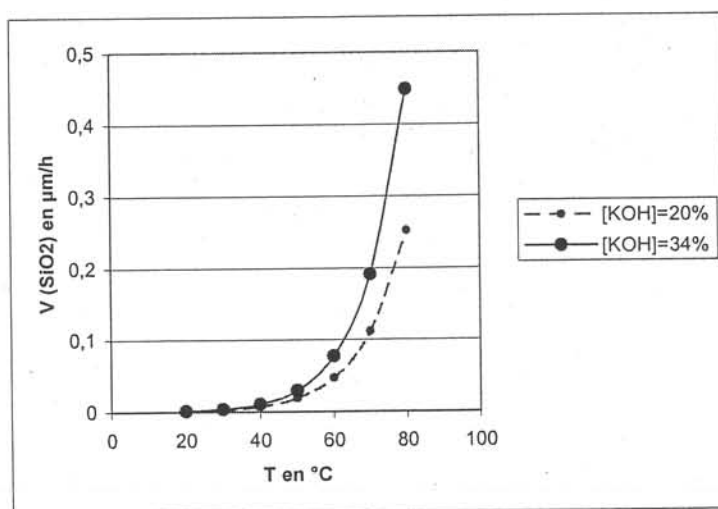


Figure II. 14 : Variation de la vitesse de gravure de l'oxyde de silicium en fonction de la température du bain de KOH pour deux concentrations en poids [II. 2].

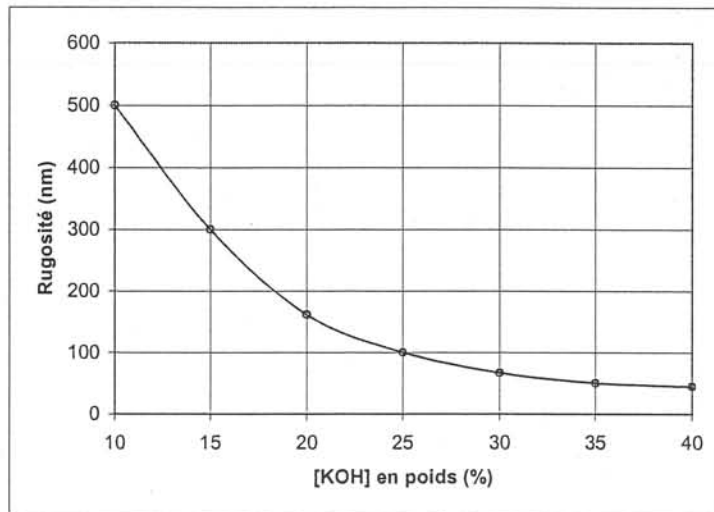


Figure II. 15 : Dépendance de la rugosité du fond de gravure en fonction de la concentration en poids du bain de KOH et à  $T=80^{\circ}\text{C}$  [II. 2].

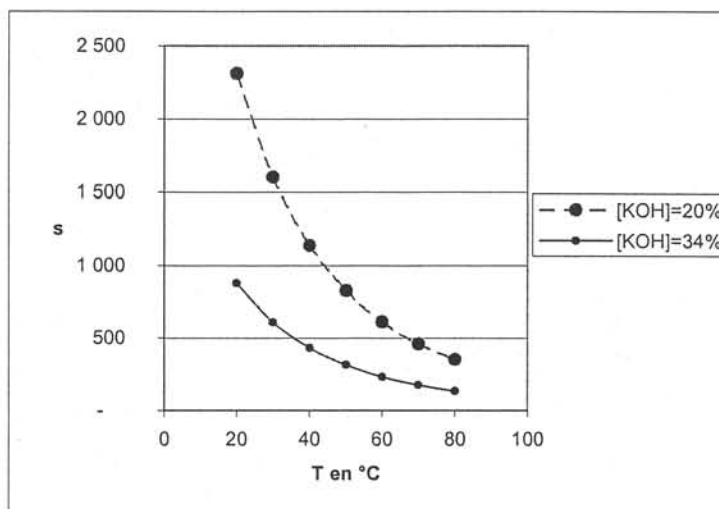


Figure II. 16 : Dépendance de la sélectivité en fonction de la température du bain de KOH pour deux concentrations en poids [II. 2].

Nous tirons de ces courbes les informations suivantes :

- la vitesse de gravure du silicium est sensible à la variation de température ; par exemple, pour le bain à 20%, et pour une élévation de  $30^{\circ}\text{C}$ , la vitesse est multipliée par 5 environ.
- lorsque la concentration du bain diminue, la vitesse de gravure du silicium augmente légèrement.

- la vitesse de gravure de l'oxyde est très sensible à la variation de température ; par exemple, pour le bain à 20%, et pour une élévation de 30°C, la vitesse est multipliée par 13 environ.
- lorsque la concentration du bain diminue, la vitesse de gravure de l'oxyde diminue.
- pour une température de bain donnée, plus la concentration du bain augmente et plus la rugosité diminue, donc plus la qualité du fond de gravure est bonne. Par exemple, pour des bains de concentration inférieure à 30%, on peut voir au fond des tranchées des défauts de 10µm de diamètre.
- la sélectivité entre les vitesses de gravure du silicium et de son oxyde diminue avec la température et avec la concentration.

Un compromis doit être trouvé entre tous ces paramètres. Nous avons sélectionné les conditions expérimentales présentées dans le Tableau II. 2. Sont également résumées dans ce tableau, les vitesses et sélectivité attendues, l'épaisseur du masque de gravure nécessaire (étant donné que nous voulons atteindre des tranchées de 400µm de profond environ), et le temps de gravure estimé.

Paramètre	Valeur adoptée
Concentration du bain [KOH]	40% en poids
Température du bain (T)	60°C (± 3°C)
$v_{Si}$ : vitesse de gravure Si escomptée	~15 µm/h
Sélectivité Si/SiO <sub>2</sub> escomptée	~ 200
épaisseur du masque de gravure (surestimée par précaution)	~ 1,5 µm (± 500Å)
Temps de gravure pour une profondeur maximale de 400 µm	~ 26h

**Tableau II. 2** : Conditions expérimentales pour la gravure au KOH adoptée pour la réalisation des prototypes

Le bûcher contenant la solution de KOH est chauffé par bain-marie. Il est en permanence agité pour que sa température soit uniforme, ceci est important pour avoir une vitesse de gravure homogène sur toute la plaque.

Lors du premier essai de gravure que nous avons fait, les plaques ont été placées verticalement dans le bain. Nous avons alors remarqué une différence de profondeur de gravure entre le haut et le bas des plaques (5% environ). Nous expliquons cette différence par

la présence de bulles de gaz qui se forment lors de la gravure et remontent vers la surface. Elles se logent au sommet des motifs à graver, inhibant ainsi la gravure.

Pour les essais suivants, les plaques sont posées horizontalement et l'homogénéité de la gravure est très bonne (Tableau II. 3).

Huit plaques ont été gravées par ce bain de KOH. Des mesures de vitesse de gravure ont été régulièrement effectuées. Un échantillonnage des valeurs mesurées est présenté dans le Tableau II. 3.

### II.3.2.2.b. Résultats expérimentaux

Le Tableau II. 3 présente quelques valeurs de vitesse de gravure de silicium et d'oxyde de silicium, d'angle d'inclinaison des parois et de rugosité de fond de gravure. Ces mesures ont été faites sur différentes plaques, à plusieurs moments du procédé.

La profondeur de gravure et le profil obtenu sont connus grâce à un profilomètre (de la marque Tenkor) : une pointe balaye, avec une vitesse réglable, la surface de l'échantillon sur une course latérale pouvant varier de 100 Å à 2 mm. Les déplacements verticaux de cette pointe sont amplifiés et tracés en fonction du déplacement horizontal. Nous obtenons de la sorte un profil traduisant la topographie de la surface. Nous pouvons également mesurer la rugosité en fond de canal.

La vitesse de gravure de l'oxyde de silicium est déterminée par ellipsométrie monochromatique à 633 nm (HeNe).

masque 1	$v_{Si} (\mu m.h^{-1})$	$v_{SiO_2} (\mu m.h^{-1})$	sélectivité	$\beta$ degrés	Rugosité (Å)
	14,45	0,036	401	53,35	531
	15,4	0,040	385	54,3	485
	15,4	0,039	395	54,2	730
	16	0,038	421	54,3	551
	15,8	0,033	479	54,3	797
	12,6	0,037	340	54,3	641
<b>Moyenne</b>	<b>15</b>	<b>0,037</b>	<b>403</b>	<b>54,1</b>	<b>622</b>

**Tableau II. 3 :** Résultats expérimentaux de la gravure KOH. Les points proviennent de mesures faites sur des sites et des temps de gravure différents.

Nous pouvons le voir, la vitesse de gravure du silicium mesurée est en bonne adéquation avec la vitesse attendue. Les valeurs expérimentales des deux vitesses,  $v_{Si}$  et  $v_{SiO_2}$ , fluctuent légèrement, ceci s'explique par les incertitudes de mesure et par la grande sensibilité de ces vitesses à la température du bain.

Les mesures ont été faites sur des sites bien répartis sur toute la surface des plaques. Nous avons noté une bonne uniformité des vitesses (la fluctuation de la profondeur des tranchées n'excède pas le  $\mu m$  d'un site à l'autre).

Le problème le plus important que nous pouvons noter est la mauvaise qualité des bords des plaques. En effet, nous constatons beaucoup de défauts sur une couronne de 3 mm de largeur tout le long du périmètre des plaques. Ces défauts sont sans doute dus à l'arrachement de la résine sur les bords lors des nombreuses manipulations de plaques. La présence de ces défauts en dentelle pourra être gênante lors du collage car elle peut être à l'origine de présence, sur la plaque, de poussière de silicium arrachée à cette « dentelle », et ainsi inhiber le collage localement. Un nettoyage rigoureux et une manipulation soignée des plaques sont nécessaires.

### II.3.2.2.c. Conclusion

Nous l'avons vu, cette méthode de gravure est bien maîtrisée, elle permet d'obtenir de manière simple et sans équipement trop perfectionné les tranchées désirées.

Cependant, elle présente quatre défauts :

1. Elle est relativement lente en comparaison avec la gravure sèche, comme nous le verrons au paragraphe suivant.
2. Elle est assez polluante vis-à-vis des procédés de type MOS car elle fait intervenir un élément alcalin, K, qui pollue l'oxyde de grille.
3. Par ailleurs, la relation entre "grande profondeur" et "large ouverture" (Figure II. 12) est un inconvénient majeur qui est commun à l'ensemble des techniques de micro-usinage par gravure humide et intrinsèquement lié à la structure cristallographique du silicium (incompressible). Pratiquement, cela se traduit par une forte consommation de surface et donc une faible densité d'intégration. Pour une largeur de fond de canal  $l_c = 100 \mu m$ , par exemple, il faut une ouverture de sommet de canal de  $l_{cm} = 665 \mu m$ , pour une profondeur de  $D = 400 \mu m$ . Pour une surface de puce de  $4 \text{ cm}^2$ , on obtient avec des canaux rectangulaires larges de  $100 \mu m$ , une surface d'échange trente fois supérieure à celle disponible dans le cas de canaux trapézoïdaux.

4. Mais le défaut majeur dans notre cas est qu'un refroidisseur à canaux trapézoïdaux ou hexagonaux donne de moins bonnes performances thermiques qu'un refroidisseur à canaux rectangulaires, nous reviendrons sur cette conclusion dans le chapitre III.

Pour ces raisons, nous nous sommes tournés vers une technique de gravure plus adaptée à notre application, la gravure sèche par plasma.

### **II.3.2.3. Gravure plasma**

La gravure plasma présente deux principaux avantages par rapport aux gravures chimiques humides : c'est un procédé propre puisqu'il se déroule entièrement sous vide, et il est parfaitement compatible avec toutes les étapes technologiques nécessaires à la réalisation d'un circuit intégré ou d'un dispositif microélectronique. La gravure plasma permet d'obtenir des motifs gravés à grand facteur de forme, ce qui est intéressant pour de nombreuses applications dans le domaine des microsystemes.

Dans ce paragraphe nous reviendrons sur les mécanismes de gravure sèche puis, nous donnerons les résultats des gravures réalisées au LAAS.

#### **II.3.2.3.1. Définition d'un plasma : gaz et réacteur**

##### **II.3.2.3.1.a. Gaz**

Dans les conditions normales, les gaz ne conduisent pas l'électricité car ils ne comportent pas de charges libres mais uniquement des particules neutres. Lorsqu'un gaz est soumis à un champ électrique intense des charges libres peuvent apparaître dans le gaz il devient donc ionisé. Il comprend des électrons, des ions (positifs et négatifs) et des neutres (souvent excités) avec des densités respectives  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $n_i$  et  $n_n$ . Ces particules s'organisent pour empêcher l'apparition d'un champ électrique intense au sein du gaz. Un gaz ionisé, conducteur électriquement mais globalement neutre et équipotentiel ( $n_i = n_e + n_i$ ) est un plasma (avec en général  $n_i \ll n_e$ ) [II. 4].

Un plasma peut être caractérisé électriquement par quelques grandeurs simples parmi lesquelles la température des espèces neutres du gaz  $T$ , la température électronique des électrons du plasma  $T_e$  et la température ionique  $T_i$  des ions du plasma.

L'énergie des particules neutres en mouvement dans le plasma est caractérisée par une distribution de type Boltzmann-Maxwell dérivée d'un calcul statistique. L'énergie cinétique



moyenne de chaque constituant du gaz, qui dépend de la température absolue  $T$ , s'exprime alors sous la forme :

$$\bar{E}_c = \frac{3}{2} k_B T \quad \text{eq.II. 1}$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann ( $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ).

La distribution en énergie des électrons suit également une loi de distribution de type Maxwell-Boltzmann, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{2} m c_e^2 = \frac{3}{2} k_B T_e \quad \text{eq.II. 2}$$

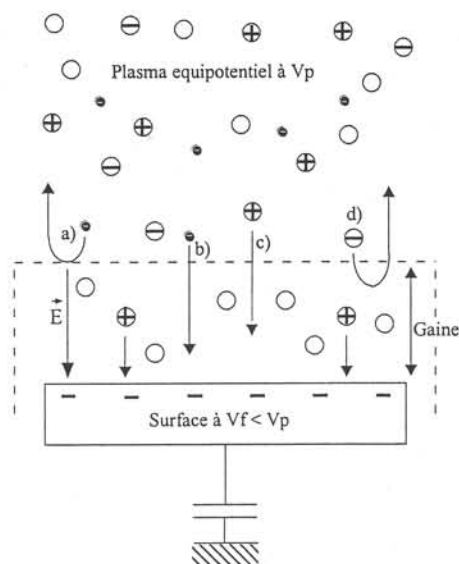
On peut donc associer une "température" aux particules chargées, qui n'est qu'une mesure de leur énergie cinétique moyenne. Les ordres de grandeur, pour les plasmas utilisés en microélectronique, sont de 20 000 K pour la température électronique  $T_e$  et d'environ 500 K pour la température ionique  $T_i$ .

Il existe donc trois sortes d'espèces qui cohabitent dans le plasma - les neutres, les ions et les électrons - chaque espèce est caractérisée par sa masse et température (ou vitesse). Puisqu'ils ont une température électronique élevée et une masse faible, les électrons ont une vitesse moyenne beaucoup plus élevée que celle des ions. Lorsque l'on plonge un élément électriquement isolé dans un plasma, les flux d'espèces collectées sur une surface étant proportionnels à la vitesse moyenne de ces espèces, la surface va recevoir plus d'électrons que d'ions. Une charge négative se développe donc et engendre un potentiel négatif par rapport au plasma. Les vitesses des ions et des électrons sont perturbées dans l'environnement proche de l'objet : les électrons sont repoussés alors que les ions sont attirés vers la surface de l'objet, jusqu'à ce que le potentiel ainsi créé équilibre le flux d'ions et le flux d'électrons arrivant à la surface de l'objet.

A l'exception de cette perturbation, le plasma reste neutre et équipotentiel. On associe au plasma un potentiel dit potentiel plasma ( $V_p$ ) et à la surface plongée dans le plasma, un potentiel dit potentiel flottant ( $V_f$ ). Puisque  $V_f$  sert à repousser les électrons, il est inférieur à  $V_p$  et en l'absence de référence de masse dans le réacteur à plasma, seule la différence  $V_p - V_f$  a une réelle signification physique.

La zone de charge d'espace positive qui se développe au voisinage de la surface plongée dans le plasma est appelée la gaine. Seuls les électrons d'énergie supérieure à  $e(V_p - V_f)$  peuvent dépasser la barrière créée par la gaine (Figure II. 17). Elle se forme au voisinage de tous les

objets soumis au plasma : les parois du réacteur et en particulier la plaque à graver. C'est cette capacité naturelle du plasma à créer une gaine électrostatique qui lui confère des propriétés intéressantes pour traiter les matériaux (réaction de dépôt et gravure par plasma sont assistées par les ions du plasma qui sont accélérés lorsqu'ils traversent la gaine).



**Figure II. 17:** gaine électrostatique : a) réflexion d'un électron lent, b) traversée d'un électron rapide, c) injection d'un ion positif et d) réflexion d'un ion négatif [II. 4].

Dans le cas où un substrat isolant est plongé dans le plasma, une polarisation peut être obtenue par application d'une tension périodique à travers une capacité de faible impédance. La polarisation moyenne induite peut être calculée en considérant que, sur l'ensemble d'une période, la densité de courant collectée est globalement nulle.

### II.3.2.3.1.b. Réacteurs plasma

Les sources Reactive Ion Etching (RIE) ont été les premières utilisées pour la gravure plasma. Il s'agit d'une décharge capacitive qui consiste en une chambre sous vide contenant deux électrodes planes, dont l'une est reliée à un générateur R.F. La densité ionique obtenue est relativement faible,  $10^9$  à  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$ , pour des pressions de travail comprises entre 10 et 1000 mTorr (Tableau II. 4). La température électronique est également faible : environ 3 eV. L'énergie d'accélération des ions, c'est-à-dire la tension dans la gaine peut être élevée, (jusqu'à plusieurs centaines de volts ( $>200$  V)) et le degré d'ionisation de la décharge est

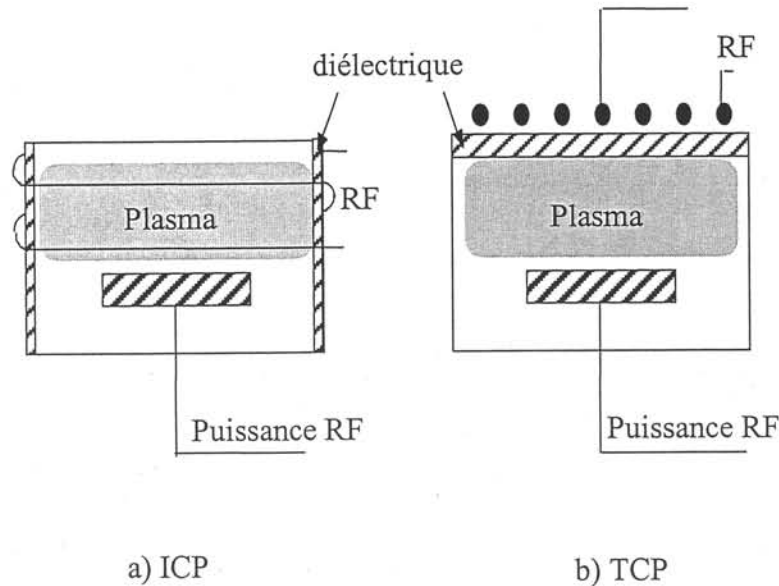
faible (Figure II. 19). La limitation principale de ces décharges réside dans le fait que la densité des ions et leur accélération ne peuvent pas varier indépendamment. Pour obtenir des vitesses de gravure élevées, les sources RIE doivent donc travailler dans des gammes de pression élevées. Ceci devient un problème crucial lorsque des motifs présentant des facteurs de forme élevés doivent être gravés, ce qui est le cas pour les procédés de gravure profonde du silicium. A forte pression, la gaine devient collisionnelle (libre parcours moyen > épaisseur de gaine) ce qui engendre des défauts d'anisotropie. Pour limiter ce problème, des sources RIE fonctionnant à basse pression (quelques mTorr) ont été développées et en particulier des sources de types MERIE (Magnetically Enhanced Reactive Ion Etching). Le principe étant d'imposer un champ magnétique faible autour de la source permettant alors d'empêcher la neutralisation des électrons sur les parois du réacteur et d'augmenter ainsi la densité du plasma.

Paramètres	RIE	Source Haute Densité
Pression p (mTorr)	10-1000	0.5-50
Puissance P (W)	50-2000	100-3000
Fréquence f (Mhz)	13.56 MHz	13.56 MHz / 2.45 GHz
Densité plasma n (cm <sup>-3</sup> )	10 <sup>9</sup> -10 <sup>11</sup>	10 <sup>10</sup> -10 <sup>12</sup>
Température électronique T <sub>e</sub> (V)	1-5	2-7
Energie des ions E <sub>i</sub> (V)	200-500	10-200

**Tableau II. 4:** comparaison des paramètres de fonctionnement des sources RIE et Haute Densité.

Les limitations des systèmes RIE ont donc conduit au développement de sources capables de générer des plasmas denses fonctionnant à faible pression et dans lesquelles il est possible de découpler l'énergie et la densité des ions. Elles sont appelées sources à haute densité (HDP). A la différence des sources RIE où l'énergie est couplée capacitivement, le mode de couplage des sources haute densité est de type inductif. Pour contrôler l'énergie des ions, l'électrode sur laquelle est placée le substrat à graver est polarisée indépendamment par application d'une puissance R.F. Un contrôle indépendant du flux ionique et de l'énergie des ions est donc possible. L'énergie de bombardement ionique est généralement plus faible que dans une source RIE (Tableau II. 4). Plusieurs dénominations existent en fonction des équipementiers, les plus fréquents sont ICP, Inductively Coupled Plasma et TCP, Tranformer Coupled Plasma. Les sources ICP et TCP fonctionnent toutes les deux sur le même principe de couplage

inductif. La différence réside dans la localisation et la forme de l'antenne R.F. : autour de l'enceinte pour la source ICP, et au-dessus de l'enceinte pour la source TCP (Figure II. 18).



**Figure II. 18** : Sources hautes densités : sources inductives ICP et TCP [II. 2].

Ces réacteurs de gravure haute densité sont massivement employés actuellement dans l'industrie micro-électronique et, en particulier, pour la gravure du silicium. Les sources à plasma utilisées pour la gravure profonde du silicium sont des sources haute densité du type ICP.

La Figure II. 19 constitue un autre moyen de comparer sources RIE et sources haute densité. Dans une source RIE, une faible proportion du gaz de gravure est dissociée alors que plus de 90% du gaz est dissocié dans une source haute densité. Il en résulte une concentration de radicaux beaucoup plus élevée dans la source haute densité (entre 10 et 80%) que dans la source RIE (moins de 10%). La concentration de produits de réaction de gravure peut également être élevée dans la source haute densité (plus de 10%). Enfin la concentration d'espèces chargées dans la source RIE est faible (une particule pour 10 000) alors qu'elle peut atteindre 1% dans une source haute densité. Il est aisé de comprendre au vu de ces chiffres que les procédés mis au point dans ces deux types de sources sont très différents. Ces chiffres indiquent que les procédés sont très fortement assistés par le bombardement ionique dans une source haute densité, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

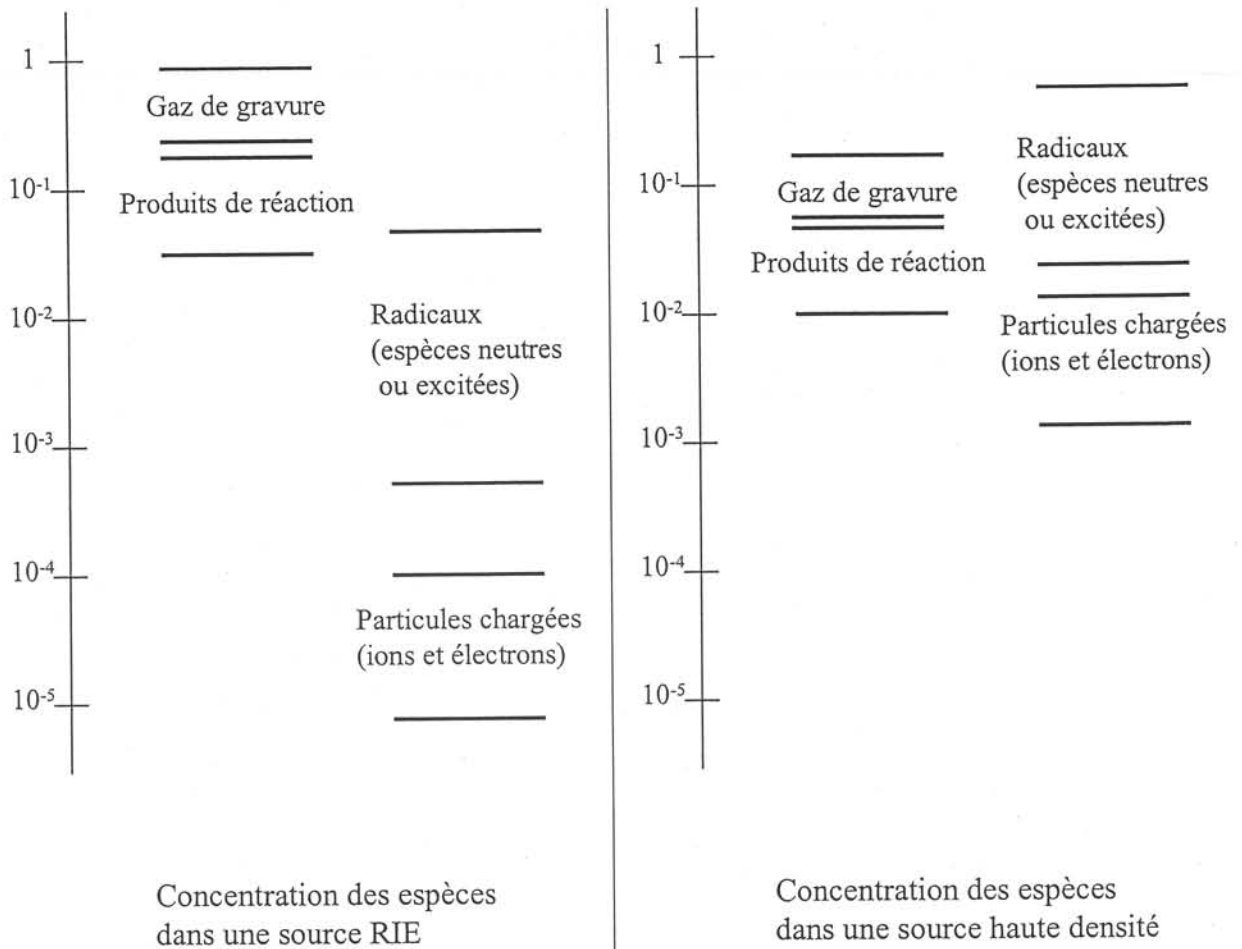


Figure II. 19 : Comparaison entre les densités d'espèces présentes dans les sources RIE et haute densité

Nous avons réalisé nos gravures dans le bâti de gravure plasma haute densité du LAAS, commercialisé par la société STS. Nous donnerons les conditions opératoires dans le paragraphe résumant les résultats expérimentaux.

Mais tout d'abord étudions les mécanismes mis en jeu lors de la gravure plasma.

### II.3.2.3.2. Mécanismes de gravure plasma mis en jeu

#### II.3.2.3.2.1. Cas général

La gravure plasma résulte toujours de la synergie entre deux mécanismes de gravure. Il y a d'une part la gravure chimique, ou gravure spontanée, due à l'action des espèces neutres réactives créées par le plasma ; et d'autre part la gravure physique, ou bombardement, due à la pulvérisation du substrat sous l'impact des ions. Nous le verrons, c'est la somme de ces deux mécanismes qui permet d'obtenir des vitesses de gravure relativement élevées (2  $\mu\text{m}/\text{min}$ ).

### a) la gravure spontanée et ses conséquences sur le contrôle de l'anisotropie de gravure

La gravure spontanée a lieu lorsque des produits de réaction volatils sont formés entre le matériau à graver et les espèces neutres du plasma. Cette gravure purement chimique se déroule en trois étapes : les espèces neutres réactives sont adsorbées sur la surface, le produit de réaction volatil est formé, puis désorbe spontanément de la surface [II. 5].

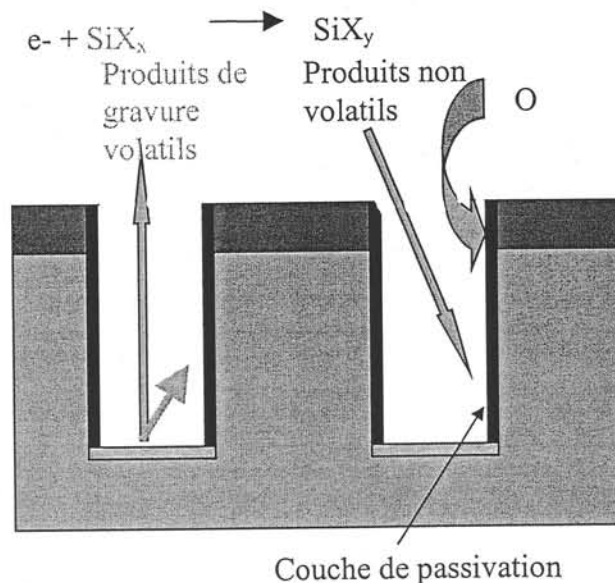
Dans le tableau suivant (Tableau II. 5), nous présentons les gaz utilisés pour la gravure du silicium et de son oxyde ainsi que les produits volatils générés.

Matériau	Gaz	Produit de réaction
Si	CF <sub>4</sub> , SF <sub>6</sub> , HBr, Cl <sub>2</sub> , NF <sub>3</sub> , HI	SiF <sub>4</sub> , SiCl <sub>4</sub> , SiCl <sub>2</sub> , SiBr <sub>4</sub> , SiI <sub>4</sub>
SiO <sub>2</sub>	CHF <sub>3</sub> , C <sub>4</sub> F <sub>8</sub> , C <sub>2</sub> F <sub>6</sub> , SF <sub>6</sub> , NF <sub>3</sub>	SiF <sub>4</sub> , CO, CO <sub>2</sub>

**Tableau II. 5 :** Produits de réaction générés lors de gravure de Si et du SiO<sub>2</sub> par différents gaz [II. 1].

Les réactions de gravure spontanées présentent un inconvénient majeur pour la mise au point des procédés de gravure plasma : lorsqu'elles se produisent sur les flancs des motifs pendant la gravure, elles génèrent une composante de gravure latérale sous le masque. Dans un procédé de gravure plasma, il est rare que la gravure soit purement induite par le bombardement ionique (c'est quand même le cas, par exemple, pour la gravure du silicium en plasma de chlore). En règle générale, la composante de gravure spontanée existe, il est donc nécessaire de créer une couche de passivation sur les flancs des motifs pour éviter les distorsions de profil qui peuvent en résulter. La couche de passivation peut se former soit par re-dépôt de produits de gravure peu volatils sur les flancs des motifs, soit par addition d'un gaz qui permet de générer une couche de passivation par polymérisation sur les flancs, sans toutefois bloquer la composante de gravure verticale. Pour illustrer le premier cas, nous pouvons citer la gravure du silicium en plasma HBr/Cl<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> où l'anisotropie de gravure est assurée par formation d'une couche mince de passivation du type SiO<sub>x</sub> sur les flancs du silicium. Elle est formée à partir du re-dépôt des produits de réactions Si, SiBr<sub>x</sub> et SiCl<sub>x</sub> sur les flancs du silicium pendant la gravure (Figure II. 20). Le second cas se présente lors de la gravure de l'oxyde de silicium dans les plasmas fluoro-carboné. Une couche de passivation épaisse du type CF<sub>x</sub> se forme sur les flancs de SiO<sub>2</sub> pendant la gravure, elle provient d'une polymérisation directe du gaz de gravure (ou condensation) sur les flancs de SiO<sub>2</sub>. Nous

verrons ultérieurement que la gravure profonde du silicium tire parti de cette capacité des gaz fluoro-carboné à générer des polymères sur les flancs des structures.



**Figure II. 20** : Formation de la couche de passivation par re-dépôt des produits de gravure non volatils sur les flancs du silicium pendant la gravure en plasma  $\text{HBr}/\text{Cl}_2/\text{O}_2$

### b) la gravure induite par le bombardement ionique

C'est dans les zones du substrat perpendiculaires au bombardement ionique (les surfaces horizontales du substrat) que la vitesse de gravure résulte de la synergie entre les ions et les espèces neutres du plasma. La vitesse de gravure verticale due au bombardement est nettement supérieure à la vitesse de gravure spontanée latérale. Le rôle du bombardement ionique pendant un procédé de gravure est très complexe à analyser. Les phénomènes répertoriés ci-dessous sont souvent simultanément induits par les ions du plasma bombardant la surface à graver.

- les ions énergétiques bombardant le substrat peuvent induire une pulvérisation physique du matériau à graver.
- le bombardement ionique peut favoriser la création de sites d'adsorption où les espèces neutres du plasma vont pouvoir réagir.
- les ions du plasma peuvent également favoriser la formation des produits de gravure. Par exemple en cassant une liaison Si-F, l'ion donne la possibilité à l'atome de fluor de se recombinaison sur un autre site et donc de former un produit volatil,  $\text{SiF}_4$ .

- la désorption des produits de réaction est favorisée par le bombardement ionique du plasma.
- les ions du plasma constituent une source d'espèces chimiquement actives. Lorsqu'ils atteignent la surface du substrat, les ions sont neutralisés et fragmentés. Un ion  $SF_6^+$ , par exemple, peut générer la création de plusieurs atomes neutres de fluor lorsqu'il atteint la surface du silicium.

Ce qui est peut-être le plus important à retenir c'est l'importance de la synergie entre le bombardement ionique et les espèces neutres du plasma. La synergie ions/neutres a été remarquablement mise en évidence lors de la célèbre expérience de Coburn et Winters dans les années 1980 [II. 6], [II. 7]. Quand une surface de silicium est soumise à un flux d'espèces neutres  $XeF_2$ , la vitesse de gravure est extrêmement faible (voir Figure II. 18). Lorsque des ions  $Ar^+$  bombardent simultanément la surface de silicium, la vitesse de gravure est multipliée par un facteur six. Lorsque les ions  $Ar^+$  seuls bombardent la surface de silicium, la vitesse de gravure redevient très faible.

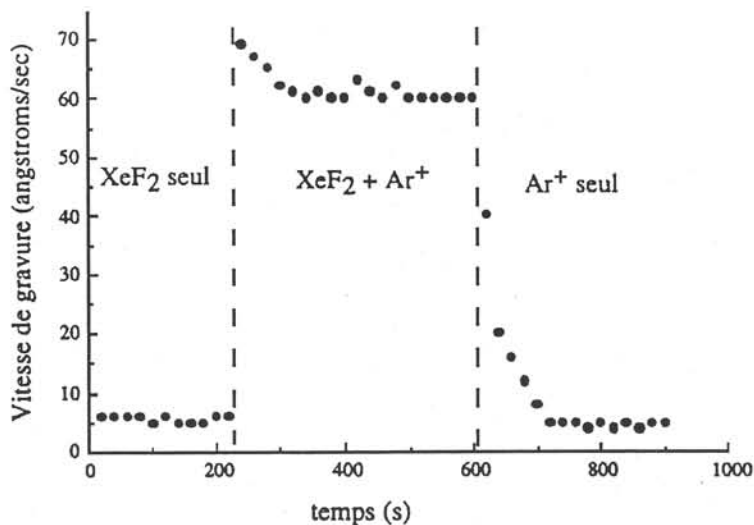


Figure II. 21 : Influence du bombardement ionique sur la vitesse de gravure [II. 6].

La réalisation des microrefroidisseurs nécessite la maîtrise d'une gravure un peu particulière : la gravure profonde

#### II.3.2.3.2.2. Cas de la gravure profonde du silicium par plasma

La gravure profonde du silicium est un procédé qui se démarque très nettement des procédés classiquement utilisés en microélectronique silicium. Les profondeurs de gravure peuvent



atteindre plusieurs centaines de microns. Les spécifications souhaitées sont sévères. En effet, nous cherchons à obtenir des vitesses de gravure élevées, une bonne sélectivité de gravure par rapport au masque de gravure ( $\text{SiO}_2$  ou résine photosensible) et une anisotropie de gravure aussi parfaite que possible, tout cela pour des profondeurs de gravure pouvant atteindre plusieurs centaines de microns. Les exigences de ce procédé ont très vite disqualifié les réacteurs du type RIE ainsi que les réacteurs excités à la résonance cyclotronique électronique répartie (ECR). Les premiers offrent des vitesses de gravure trop limitées alors que les plasmas ECR ne permettent pas d'obtenir des sélectivités de gravure suffisantes. Les plasmas du type ICP (inductively coupled plasma) se sont vite imposés comme ceux offrant les meilleures potentialités pour les procédés de gravure profonde. C'est en particulier leur capacité à offrir des taux de dissociation très forts (et donc la production de forts flux d'espèces réactives) qui les a rendus indispensables, en particulier pour obtenir des vitesses de gravure très élevées.

En gravure profonde du silicium, deux approches différentes peuvent être employées.

Une approche consiste à refroidir le substrat à température cryogénique (de l'ordre de  $-100^\circ\text{C}$  ou éventuellement moins) pour geler les réactions de gravure spontanées entre les atomes de fluor et le silicium sur les flancs des tranchées (les réactions de gravure spontanées étant activées thermiquement, elles peuvent être bloquées à très basse température). Cette approche, qui utilise une chimie du type  $\text{SF}_6/\text{O}_2$  ne permet cependant pas d'obtenir une anisotropie de gravure parfaite, la composante de gravure spontanée n'est jamais complètement éliminée. Par ailleurs, un porte substrat spécifique doit être employé pour atteindre des températures cryogéniques. Cette approche est utilisée par la société Alcatel qui commercialise un réacteur de gravure profonde haute densité travaillant à des températures inférieures à  $-100^\circ\text{C}$ .

L'autre approche, qui est celle que nous avons utilisée dans notre étude, consiste à alterner phases de dépôt et phases de gravure. Ce procédé qui est appelé « Time Multiplexed Deep Etching (TMDE) » a été développé et breveté par Robert Bosch [II. 19]. Il utilise une séquence de cycles où gravure en plasma  $\text{SF}_6$  et dépôt en plasma  $\text{C}_4\text{F}_8$  se succèdent. Les séquences de gravure et dépôt sont schématisées à la Figure II. 22.

Lors d'une phase de dépôt en plasma  $\text{C}_4\text{F}_8$ , un polymère fluoro-carboné ( $\text{CF}_x$ ) est déposé au sommet de la résine, sur les flancs du silicium et au fond des tranchées à la surface du silicium (Figure II. 22a). Il protège la résine, permet donc d'augmenter la sélectivité lors de l'étape de gravure, et protège les flancs du silicium des réactions de gravure spontanées entre silicium et

atomes de fluor. Une couche mince de polymère est également déposée à la surface du silicium au fond des tranchées.

Lors de l'étape de gravure, la couche mince de polymère qui a été formée au fond des motifs doit être pulvérisée par le bombardement ionique du plasma de  $SF_6$ . Une polarisation doit donc être appliquée au substrat pour accélérer les ions et pulvériser la couche mince de  $CF_x$  (Figure II. 22b). L'application de cette polarisation permet également d'améliorer l'anisotropie de gravure du silicium. Cependant, la sélectivité de gravure de la résine diminue avec l'application d'une polarisation, il faut donc arriver à un compromis pour que la consommation de la résine permette de graver l'épaisseur de silicium souhaitée.

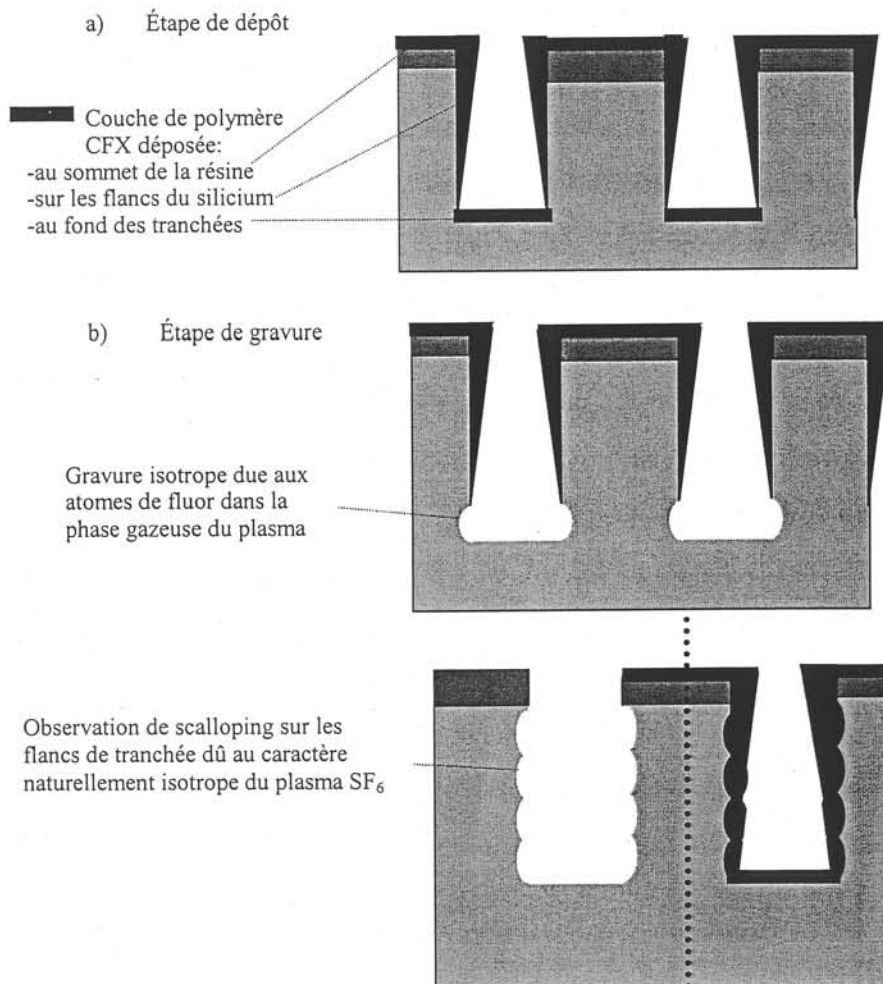


Figure II. 22 : Etape de dépôt d'une couche de polymère suivie d'une étape de gravure

La couche de passivation qui est formée sur les flancs du silicium évite la consommation du fluor sur les flancs, et permet également de canaliser le fluor jusqu'au fond de la tranchée où il est consommé. La vitesse de gravure verticale en plasma de SF<sub>6</sub> est donc, de ce fait, beaucoup plus élevée qu'en l'absence de couche de passivation (dans ce cas, les vitesses de gravure verticales et latérales sont voisines). La chimie de gravure à base de SF<sub>6</sub> est celle qui permet d'obtenir les vitesses de gravure du silicium les plus fortes puisque le fluor présente une réactivité beaucoup plus forte que celle du chlore et du brome (toutes les tentatives pour utiliser une chimie à base de chlore ou de brome en gravure profonde se sont soldées par des échecs). Pendant cette étape, les conditions du plasma doivent être optimisées pour que la vitesse de gravure du silicium soit importante (ceci est obtenu en travaillant à forte pression et à fort flux de SF<sub>6</sub> dans le plasma). La réactivité du fluor avec le silicium est toutefois si forte que les réactions de gravure spontanées entraînent une gravure latérale du silicium. En effet, pendant l'étape de gravure, les flancs du silicium qui sont mis à nu ne sont pas protégés par une couche mince de polymère. Il s'ensuit donc une gravure latérale, stoppée ensuite par la couche mince de polymère qui se formera lors de l'étape de dépôt suivante. Il en résulte un profil de gravure dentelé ou en forme de morsure de souris (mouse bite ou scalloping en anglais) que nous avons représenté sur la Figure II. 22, [II. 8], [II. 9].

Tout l'art de ce procédé consiste à ajuster les conditions opératoires du plasma pour que les phases de dépôt et de gravure permettent d'obtenir une vitesse de gravure la plus élevée possible ainsi qu'une bonne anisotropie de gravure. Une vitesse de gravure élevée est obtenue comme nous l'avons vu précédemment en jouant sur les conditions plasma (flux de SF<sub>6</sub> élevé, forte pression, puissance source élevée pour accroître le taux de dissociation). Il est également possible, en gardant les conditions plasma inchangées, d'accroître la vitesse de gravure en augmentant relativement la durée du cycle de gravure par rapport au cycle de dépôt. Il faut toutefois s'assurer que ceci ne conduit pas à un manque de polymérisation qui lui-même entraînerait un défaut d'anisotropie. Soulignons qu'il est également possible d'augmenter la polymérisation pendant la phase dépôt en jouant sur les conditions du plasma. Une façon simple d'accroître la vitesse de polymérisation est, par exemple, d'augmenter la puissance dans la source, ce qui permet de mieux dissocier le gaz fluoro-carboné et de produire plus de radicaux polymérisants. Aujourd'hui ce procédé de gravure profonde du silicium a de plus en plus d'applications dans le domaine des microsystèmes. Il paraît important pour certaines applications en optique de minimiser le problème de scalloping et d'avoir des flancs de gravure aussi lisses et verticaux que possible. Soulignons d'ailleurs que dans l'application qui nous intéresse dans le cadre de ce travail, le scalloping peut générer des turbulences au niveau

de l'écoulement du flux d'eau dans le refroidisseur. L'amplitude du scalloping dépend directement de la durée de l'étape de gravure et du caractère isotrope de cette dernière. On peut donc minimiser l'amplitude du scalloping en augmentant le rapport entre la puissance injectée dans la source plasma et la pression de travail (augmentation du flux d'ions par rapport au flux de neutres). L'ajout d'oxygène dans la phase gazeuse du plasma permet d'augmenter l'anisotropie intrinsèque de l'étape de gravure en plasma SF<sub>6</sub> en favorisant la formation de produits de gravure peu volatils (SiO<sub>x</sub>) qui se re-déposent sur les flancs de la gravure (Figure II. 21). Il en résulte alors une diminution de l'amplitude du scalloping, mais qui s'accompagne également d'une décroissance de la vitesse de gravure.

Dans le paragraphe suivant, nous présenterons les conditions expérimentales de gravure ainsi que les résultats obtenus.

### II.3.2.3.3. Conditions expérimentales et résultats de gravure

Le Tableau II. 6 est un résumé des conditions expérimentales dans lesquelles les refroidisseurs ont été gravés. Plusieurs paramètres, tels que la puissance source, ne sont pas indiqués ici, pour des raisons de confidentialités de procédés technologiques.

Le masque de gravure utilisé est une couche de résine Shipley (AZ 4562) positive, dont la consommation est de l'ordre de 30 nm/min.

Une optimisation des différents paramètres est nécessaire. Elle est atteinte grâce à la gravure et à l'observation de plusieurs plaques successives jusqu'à l'obtention du profil désiré.

	Phase de gravure	Phase de passivation
<b>Gaz</b>	SF <sub>6</sub> + O <sub>2</sub> 130 cm <sup>3</sup> + 13 cm <sup>3</sup>	C <sub>4</sub> F <sub>8</sub> 85 cm <sup>3</sup>
<b>Pression</b>	20 mTorr	11 mTorr
<b>Temps</b>	8 s	12 s
<b>Vitesse de gravure du Si</b>	2,2 μm/min	

**Tableau II. 6 :** Conditions expérimentales de la gravure plasma

Nous pouvons citer, comme exemple d'optimisation de paramètre, celui du ratio de temps de gravure/passivation. En effet, dans un premier temps, les cycles de gravure et de passivation

se sont enchaînés à raison de 10 secondes par cycle, la dernière phase étant une phase de gravure. La gravure obtenue n'est alors pas suffisamment anisotrope puisque l'angle d'inclinaison moyen mesuré est de  $86^\circ$ . Dans un deuxième temps, la phase de passivation a été rallongée par rapport à celle de gravure : 8 secondes de gravure suivies de 12 secondes de passivation. Les résultats alors obtenus nous satisfont tout à fait puisque l'angle d'inclinaison est alors de  $88^\circ$ .

- Remarques sur les résultats obtenus :

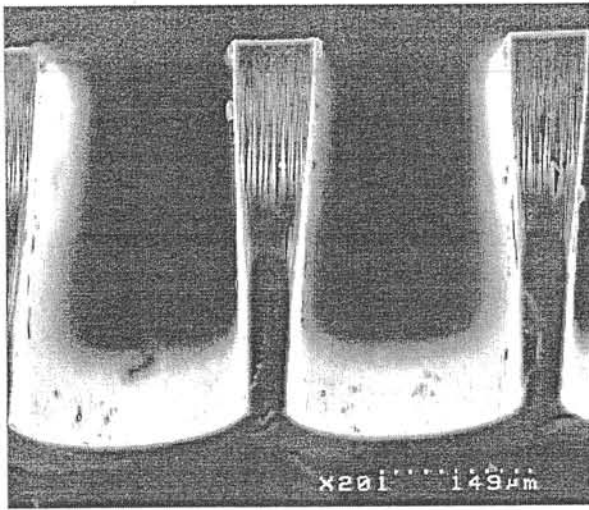
Une observation des profils et des profondeurs de gravure au microscope électronique à balayage (MEB) a été faite pour tous les refroidisseurs, en fin de caractérisation thermique et hydraulique, puisqu'une telle observation est destructive. Le Tableau II. 7 présente une moyenne des valeurs mesurées sur différentes plaques de la profondeur et de la largeur des canaux ainsi que de la largeur des ailettes.

		$l_c$ ( $\mu\text{m}$ )	D ( $\mu\text{m}$ ) canaux	e ( $\mu\text{m}$ )	$\beta$ ( $^\circ$ )
Proto Si 1	attendu	645	400	80	90
	obtenu	<b>645</b>	<b>340</b>	<b>80</b>	<b>88</b>
Proto Si 2	attendu	180	400	80	90
	obtenu	<b>195</b>	<b>330</b>	<b>80</b>	<b>88</b>
Proto Si 3	attendu	100	400	80	90
	obtenu	<b>90</b>	<b>315</b>	<b>80</b>	<b>90</b>

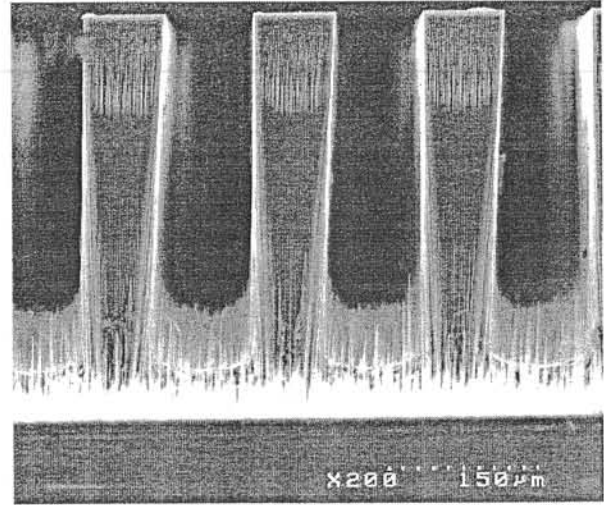
**Tableau II. 7** : valeurs des paramètres des canaux et des ailettes gravées par plasma ( $\beta$  est l'angle d'inclinaison des parois des ailettes).

Plusieurs remarques peuvent être faites suite à ces observations :

- L'anisotropie de la gravure est très satisfaisante puisque la pente obtenue varie entre  $88^\circ$  et  $90^\circ$  (Figure II. 23, Tableau II. 7), [II. 9].



Proto Si 2



Proto Si 3

Figure II. 23 : Profils des ailettes des prototypes en silicium 2 et 3 (photographies prises au microscope électronique à balayage)

- Comme on peut le voir sur les photos des Figure II. 24 et Figure II. 23, il y a, au fond des canaux, des pics de silicium, dont la hauteur moyenne est de l'ordre de  $30 \mu\text{m}$ , qu'on appelle de l'herbe. Lors de la phase de gravure, la couche de passivation n'est pas uniformément gravée, ce qui induit une rugosité en fond de canal qui va, au fur et à mesure des cycles de gravure, s'accroître pour devenir de "l'herbe". Pour remédier à ceci, il faut augmenter l'énergie de bombardement des ions pendant cette phase.

Dans notre cas, la présence de cette "herbe" n'est pas un problème puisqu'elle peut aider à obtenir un écoulement turbulent, et donc un meilleur échange thermique.

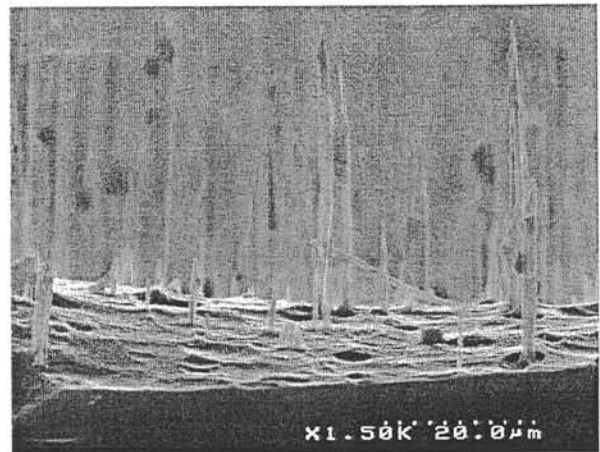
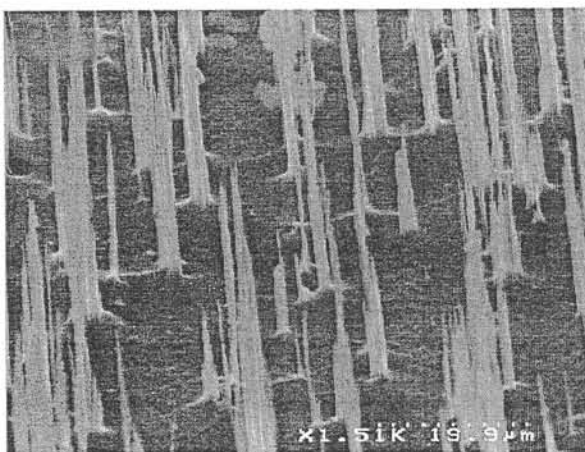
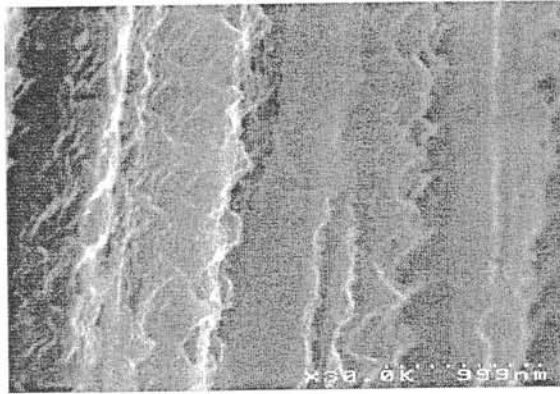


Figure II. 24 : Présence "d'herbe" en fond de gravure (photographies prises au microscope électronique à balayage)

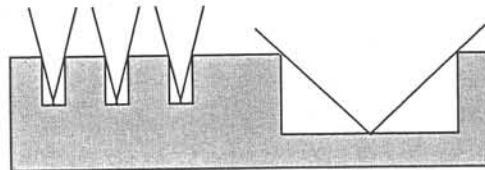
- Les valeurs présentées dans le Tableau II. 7 sont des moyennes faites sur l'ensemble des mesures réalisées en différents points d'une même plaque et sur différentes plaques. Nous avons pu constater une très bonne homogénéité des paramètres des canaux (variation de l'ordre de 3%).

- Nous avons observé la présence de scalloping sur les flancs de gravure, comme nous pouvons le voir sur la Figure II. 25. Le diamètre d'un "feston" est de l'ordre de  $0,5 \mu\text{m}$ , [II. 8].



**Figure II. 25 :** Flanc de gravure : présence de scalloping (photos prises au microscope électronique à balayage)

- Enfin, nous avons observé un phénomène de dépendance de la vitesse de gravure en fonction du facteur de forme des motifs : les collecteurs sont un peu plus profonds que les canaux. La vitesse de gravure est plus faible pour des motifs à fort facteur de forme que pour ceux à faible facteur de forme (Figure II. 26). Ceci s'explique par le fait que l'angle solide de collection des espèces neutres (les atomes de fluor) est plus faible dans le cas d'un motif étroit. Le fond de ce motif reçoit donc un flux d'espèces réactives plus faible.



**Figure II. 26 :** Illustration de l'effet de dépendance de la vitesse de gravure en fonction du facteur de forme des motifs

Nous avons mesuré une différence moyenne entre la profondeur des canaux et celle des collecteurs de  $30 \mu\text{m}$  à  $50 \mu\text{m}$ . Cette différence est relativement importante. Cependant, elle n'aura pas d'influence sur les performances thermiques de nos refroidisseurs, puisque la

dissipation de chaleur se fait uniquement au niveau des canaux. Les collecteurs ne participent pas aux divers échanges thermiques.

### **II.3.3. Conclusion**

Nous avons présenté ici les deux méthodes de gravure du silicium utilisées dans le cadre de cette thèse. Ces deux techniques nous ont permis d'obtenir des refroidisseurs dont les sections des canaux sont différentes (trapézoïdales ou rectangulaires). Toutes les deux permettent d'obtenir des motifs de profils et de profondeurs très bien maîtrisés.

Il est à noter que, dans le cas où la gravure est réalisée par plasma, la présence, en face opposée, de dispositifs électroniques métallisés, par exemple, est tout à fait possible. Ceci sera très avantageux dans le cadre d'une future intégration composant/refroidisseur dans le même volume de silicium.

La gravure des canaux, des collecteurs, des trous et des chemins de découpe étant faite, nous allons pouvoir procéder à l'étape technologique finale, à savoir le scellement des refroidisseurs par autosoudure de silicium. Cette technique est présentée dans le paragraphe suivant.

## **II.4. Soudure directe silicium sur silicium (wafer bonding)**

### **II.4.1. Introduction**

La technique de soudure directe sur silicium (SDS), découverte dans les années 1980 [II. 10], permet la soudure de deux plaques de silicium, oxydées ou non, sans l'intervention de matériau autre que le silicium (ou son oxyde). Cette soudure peut être rendue irréversible.

L'obtention d'une interface de soudure parfaite (sans zone non collée) demande l'utilisation de plaques de silicium lisses et planes et nécessite un nettoyage pré collage particulièrement soigné.

Les contaminants, risquant d'inhiber la soudure peuvent être classés en trois familles : les contaminants organiques (type hydrocarbure), les contaminants ioniques (type ion de métal) et les particules (poussière). Les particules représentent la pollution la plus dangereuse pour la soudure de par leur taille : une particule de 1 $\mu$ m de diamètre, par exemple, peut générer une zone de non soudure de quelques millimètres de diamètre, [II. 11].

Nous présenterons dans le paragraphe II.V.3 le nettoyage pour lequel nous avons opté pour la préparation chimique des plaques.



Pour définir la force de la soudure, on parle d'énergie de surface. Ce terme est un abus de langage, puisqu'il s'agit en fait plus précisément d'une fracture d'énergie de surface au niveau de l'interface de soudure. Cette énergie est considérée comme égale à celle créée par l'aire des deux surfaces de silicium apparentes si la paire de plaques était séparée. W.P. Maszara et al., [II. 11], ont mis au point une méthode permettant de quantifier cette énergie. Il s'agit d'insérer, entre deux plaques collées, une lame, d'épaisseur  $2y$ , et de relever, grâce à une caméra infrarouge, la longueur de la zone décollée  $L$  (Figure II. 27). Il est alors possible de calculer l'énergie de surface  $\gamma$  en utilisant l'équation analytique développée par Gillis et Gilman, [II. 12] :

$$\gamma = 3.E.t^3.y^2/8L^4 \quad \text{eq.II. 3}$$

où  $\gamma$  est l'énergie de surface,  $E$ , le module d'élasticité,  $t$ , l'épaisseur des plaques de silicium,  $2y$ , l'épaisseur de la lame et  $L$ , la longueur de la zone décollée.

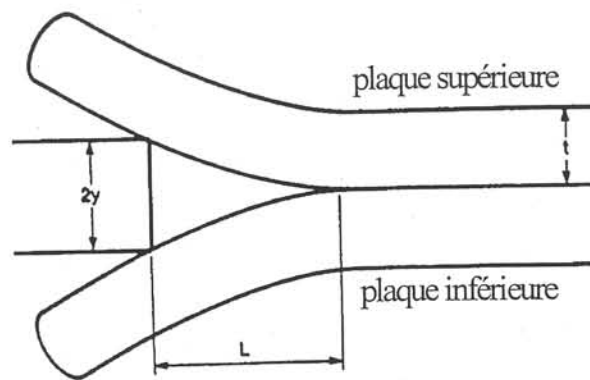


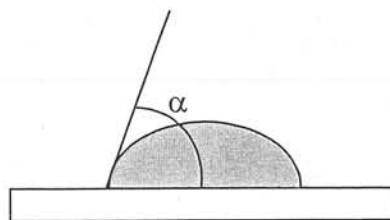
Figure II. 27 : méthode de mesure de l'énergie de surface, dite test du rasoir.

Nous ne développerons pas plus cette méthode, et nous invitons le lecteur à se reporter, pour plus de détail, à l'article de W.P. Maszara et al., [II. 11].

Dans un premier temps, examinons les mécanismes entrant en jeu dans cette technique de collage.

#### II.4.2. Mécanisme physico-chimique de la soudure directe de silicium

Nous pouvons d'ores et déjà diviser les mécanismes de soudure en deux cas, selon que l'on soude des plaques à surfaces hydrophiles ou hydrophobes. Sont appelées hydrophiles, les surfaces avec lesquelles les gouttes d'eau forment un angle de contact inférieur à  $5^\circ$  (Figure II. 28), et hydrophobes, celles formant un angle d'environ  $60^\circ$ .



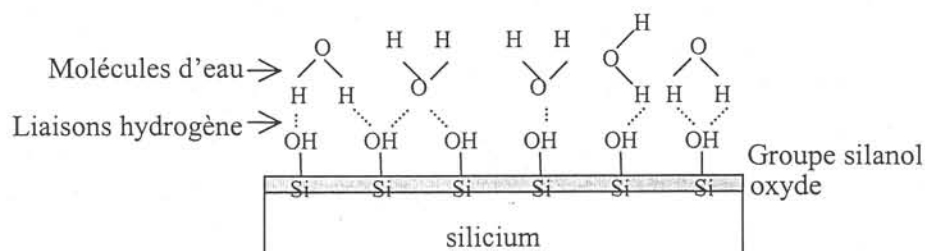
**Figure II. 28 :**  $\alpha$  : angle de contact entre une goutte d'eau et une surface  
(surfaces hydrophiles :  $\alpha \approx 5^\circ$ , surfaces hydrophobes :  $\alpha \approx 60^\circ$ )

Le silicium nu est naturellement hydrophobe, mais s'il est oxydé, il devient hydrophile.

Dans nos applications, nous ne collerons que des plaques hydrophiles. En effet, les surfaces à coller seront recouvertes d'oxyde, soit natif suite à une exposition à l'air, soit thermique suite à une croissance dans un four à oxydation, en vue d'une isolation électrique.

#### a. Soudure de surfaces hydrophiles

Que l'oxyde soit natif ou thermique, il se trouve à la surface de la plaque des groupes silanol Si-OH (avec une densité d'environ  $5\text{nm}^{-2}$ ), ainsi que des molécules d'eau qui interagissent avec ces groupes silanol en formant des liaisons hydrogènes (Figure II. 29).



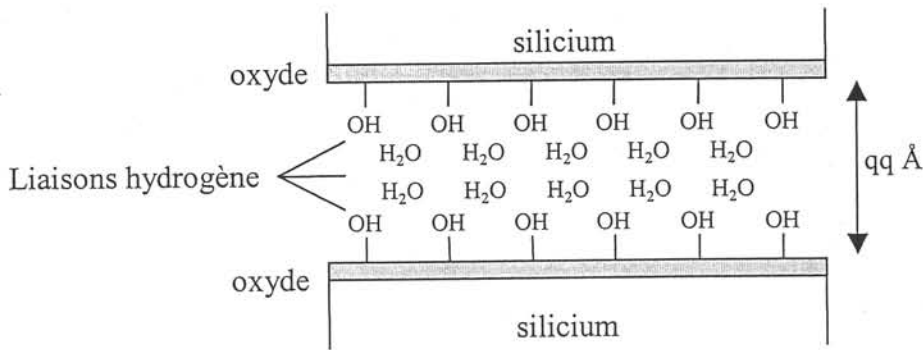
**Figure II. 29 :** Groupes silanol et molécules d'eau présents sur une surface hydrophile

##### a.1. Soudure à température ambiante

Lorsque l'on approche suffisamment deux surfaces hydrophiles, à température ambiante, la soudure est initiée par l'apparition de forces de Van der Waals ainsi que par la formation de liaisons hydrogène entre les groupes hydroxyles, -OH, et les molécules d'eau présents sur les deux surfaces (Figure II. 30).

Les groupes hydroxyles sont donc essentiels pour le collage, [II. 10], il est donc bon d'hydrophiliser le plus possible les surfaces. Pour cela, les plaques sont plongées dans un bain

contenant de l'hydroxyde d'ammoniac qui facilite l'accrochage de groupe silanol aux liaisons pendantes de la surface.



$T = 25^{\circ}\text{C}$ , énergie de surface  $\sim 150 \text{ mJ/m}^2$

**Figure II. 30 :** Liaisons entre deux surfaces hydrophiles à température ambiante

Les deux plaques sont alors soudées, mais ni les forces de Van der Waals, ni les liaisons hydrogène ne suffisent à assembler de façon irréversible les deux tranches.

En terme d'énergie de surface, quelques estimations peuvent être faites. L'énergie des liaisons hydrogène varie entre 20 et 40  $\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ , [II. 13], [II. 14]. Cette large fourchette s'explique par le fait qu'une liaison hydrogène n'a pas la même énergie selon qu'elle s'associe avec un groupe silanol ou avec une molécule d'eau. L'énergie de surface est difficile à estimer. Elle dépend de la distance et de l'orientation des espèces mises en jeu. Pour simplifier, on suppose que chaque groupe silanol présent à la surface est lié à une molécule d'eau, et que chaque molécule d'eau forme une liaison hydrogène avec une molécule d'eau de la surface opposée. L'énergie de surface est alors estimée de 80 à 160  $\text{mJ/m}^2$ .

Pour augmenter l'énergie de surface d'une telle soudure, il faut procéder à un traitement thermique.

### a.2. Traitement thermique post-collage

Le but du traitement thermique est de renforcer la soudure, c'est-à-dire d'obtenir des liaisons Si-O-Si et Si-Si au niveau de l'interface de soudure. A température ambiante, les groupes silanol des faces opposées ne peuvent pas interagir puisqu'ils sont recouverts de molécules d'eau. Il faut donc, grâce au traitement thermique, éliminer ces molécules d'eau.

Aux alentours de  $200^{\circ}\text{C}$ , la désorption des molécules d'eau commence. Elles diffusent le long de l'interface, jusqu'à l'extérieur, ou à travers l'oxyde, jusqu'au silicium massif, où elles forment de l'oxyde et de l'hydrogène.



Dès qu'il n'y a plus de molécules d'eau, les groupes silanol interagissent pour donner des groupes siloxanes (Si-O-Si) (Figure II. 31) :



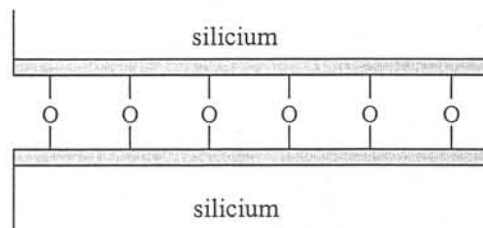
La solidité de la soudure dépend de la capacité qu'a le système à faire « disparaître » ces nouvelles molécules d'eau. En effet, la condensation de groupes silanol est réversible et peut donner :



La soudure peut donc être affaiblie si les molécules d'eau ne sont pas rapidement évacuées, [II. 13].

Pour cette raison, le cas le plus favorable à une bonne soudure est celui où une des faces est recouverte d'oxyde natif et l'autre d'oxyde thermique. Le premier permet la diffusion de l'eau de l'interface vers le silicium massif, car il est fin, le second absorbe l'hydrogène formé pendant la réaction entre le silicium et l'eau (eq II. 1), [II. 15].

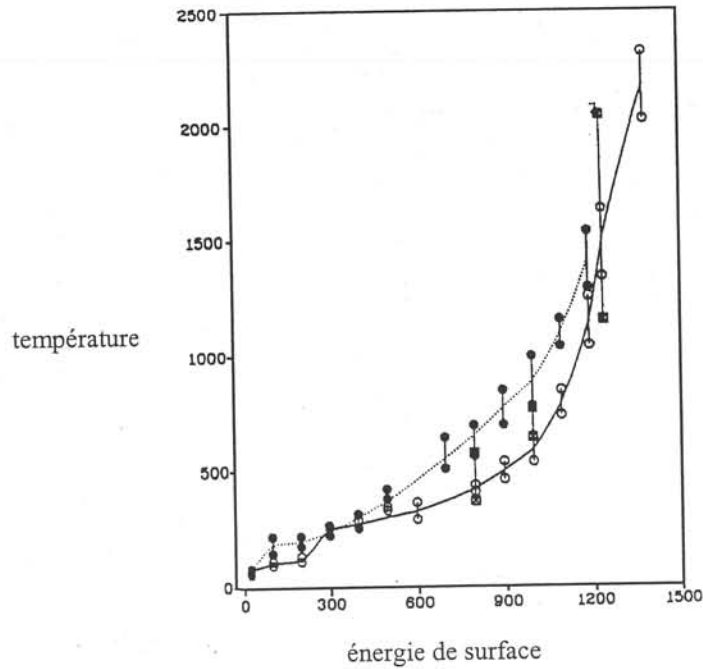
Vers 300°C, on remarque une augmentation de l'énergie de surface (Figure II. 32). A cette température, les groupes silanol se dissocient et diffusent, il y a alors une augmentation du nombre de liaisons Si-O-Si, [II. 16].



$T \sim 110^\circ\text{C}, 2 \text{ J/m}^2$

**Figure II. 31** : Création de liaisons Si -O- Si pour une température supérieure à 110°C

Vers 700 / 800°C, l'énergie de soudure augmente à nouveau plus rapidement (Figure II. 32). L'oxyde présent à l'interface devient visqueux, il se déplace vers des microzones non soudées, dues à la rugosité des surfaces, et comble ces zones, [II. 17].



**Figure II. 32 :** Energie de surface en fonction de la température de recuit pour trois traitements différents [II. 11].

Cependant, dans notre cas, nous avons opté pour un traitement thermique basse température ( $T_{\max} \sim 450^{\circ}\text{C}$ ). En effet un recuit à cette température est compatible avec la présence possible des dispositifs de circuits intégrés sur la face avant d'une des plaques. De plus, à basse température, les contraintes thermoélastiques sont plus faibles qu'à haute température, ce qui limite le risque de fissuration des plaques. Afin d'obtenir une énergie de surface similaire à celle obtenue pour un recuit haute température, notre recuit basse température est de longue durée : 20 heures, plutôt que 2h dans le cas du recuit haute température. Signalons enfin que ce recuit est compatible avec la présence de dispositifs sur l'autre face de la plaque, ce qui est essentiel pour une intégration complète de la puce de puissance et son refroidisseur sur la même plaque de silicium.

### b. Soudure de surfaces hydrophobes

La différence majeure avec les surfaces hydrophiles est la composition chimique de la surface. On trouve, au niveau d'une surface hydrophobe, des groupes Si - H (et quelques Si - F, provenant de l'acide fluorhydrique ayant permis le nettoyage de la plaque). Il existe également une faible quantité de groupes silanol.

Lors de la mise en contact des deux surfaces, la soudure se fait par la formation de liaisons de Van der Waals entre les atomes d'hydrogène présents sur les deux surfaces, [II. 17], [II. 18], et

entre les quelques groupes silanol. L'énergie de surface de plaques hydrophobes est plus faible que celle de plaques hydrophiles, en effet, l'énergie de liaisons de Van der Waals est plus faible que celle des liaisons hydrogène, [II. 18].

### II.4.3. Réalisation au CIME

Nous avons pu réaliser le collage de nos refroidisseurs au CIME grâce à un équipement adapté.

Dans un premier temps, nous avons nettoyé les plaques et nous leur avons fait subir un traitement chimique afin d'hydrophyliser au mieux les surfaces à coller. Puis nous avons initié le collage à température ambiante, et enfin, procédé au recuit post-collage.

Afin d'estimer qualitativement l'état de nos collages, nous avons observé les paires de plaques sous lumière infra-rouge. La Figure II. 33 présente le schéma du montage.

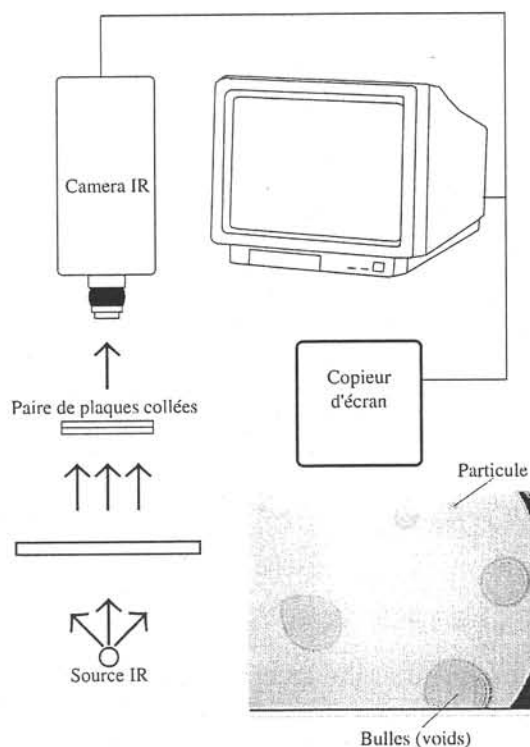


Figure II. 33 : Schéma du montage permettant l'observation, sous lumière infra-rouge, de la qualité du collage de plaque.

### II.4.3.1. Nettoyage et préparation chimique des surfaces

Les plaques sont nettoyées de façon standard :

- 5 secondes dans une solution à base d'acide fluorhydrique. Ceci permet d'éliminer l'oxyde natif (qq. nm d'épaisseur) formé sur les plaques en contact de l'air.
- 15 minutes dans ( $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{SO}_4$ ) dans les proportions 1 : 1. Cette réaction exothermique permet la formation d'un film mince d'oxyde qui va encapsuler les composés organiques et ioniques se trouvant en surface.
- 5 secondes dans une solution à base d'acide fluorhydrique. Cette étape permet l'élimination de l'oxyde précédemment formé, ainsi que des impuretés s'y trouvant piégées.

Les plaques sont alors plongées dans un bain à base d'ammoniac

- 15 minutes dans une solution de ( $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} + \text{NH}_3$ ) dans des proportions 1 : 5 : 1 à 80°C.

Les liaisons pendantes se trouvant à la surface des plaques sont alors réorganisées et remplacées par des liaisons avec des groupes -OH.

Nous procédons alors à un rinçage soigné, suivi d'un séchage sous azote.

Les plaques sont alors prêtes à être collées.

### II.4.3.2. Bâti de soudure

Pour éviter toute recontamination, les plaques doivent être collées immédiatement après le nettoyage. Toutefois, il est quasiment impossible d'obtenir des faces de 100 mm de diamètre sans aucune impureté dans une salle blanche de classe 100.

Pour le collage, nous disposons au CIME d'une machine de lithographie double face Karl Suss sur laquelle est monté un kit de collage. Ce kit est constitué d'une chambre sous vide et d'un tiroir permettant le chargement des plaques dans cette chambre.

La plaque supérieure est introduite dans l'enceinte de collage. Elle est soulevée et maintenue mécaniquement dans la position haute. La face à coller est orientée vers le bas. On procède alors à la même étape que pour la lithographie double face, la plaque est positionnée et l'image des motifs d'alignement est enregistrée.

La plaque inférieure est alors introduite à son tour dans la chambre. La plaque à coller orientée vers le haut.

L'alignement des deux plaques l'une par rapport à l'autre se fait entre les motifs de la plaque A figés sur l'écran vidéo et ceux gravés dans la face inférieure de la plaque B, « regardés » par les binoculaires.

Cette étape d'alignement doit être extrêmement soignée afin d'éviter un désalignement entre les réseaux cristallins des deux plaques et donc une dislocation au niveau de l'interface de collage. Cette dislocation réduirait la solidité du collage. La machine de collage permet un alignement à 2 ou 3  $\mu\text{m}$  près. Lorsque l'alignement est réalisé, un vide primaire est fait dans la chambre puis les plaques sont mises en contact, à température ambiante. Le mécanisme de collage est alors enclenché, les deux plaques sont collées, mais il faut consolider l'attachement.

#### **II.4.3.3. Recuit post-collage**

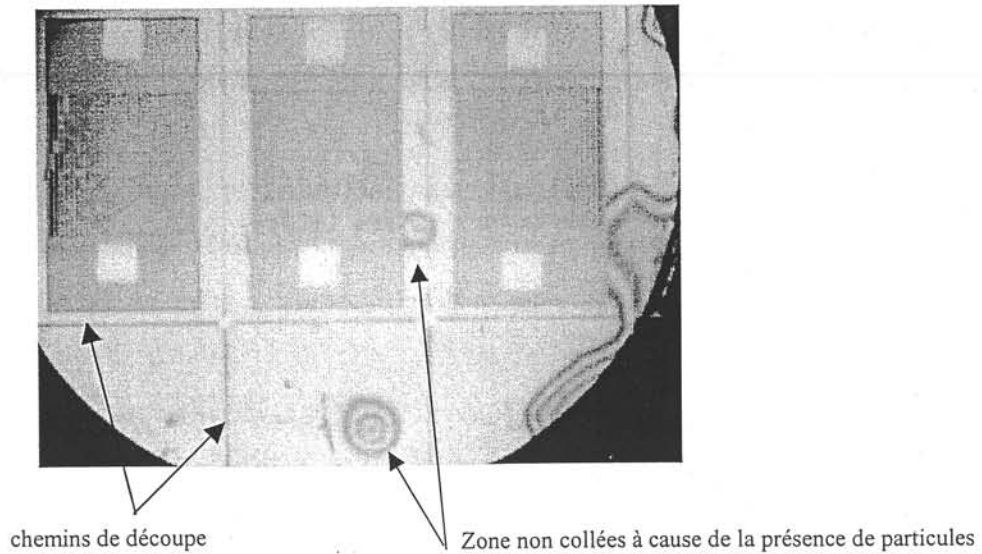
Ce recuit, nous l'avons dit, permet d'obtenir des liaisons Si-O-Si et Si-Si irréversibles à l'interface. Nous le faisons à basse température : 450°C pendant 20 heures, sous flux d'azote. Les plaques sont posées horizontalement sur les paniers en quartz. Les rampes de montée et de descente en température sont lentes (une heure) afin d'éviter de trop stresser les plaques.

#### **II.4.3.4. Résultats**

Pour vérifier nos collages, nous disposons d'une caméra infra rouge. Grâce à celle-ci, il est possible de voir les zones non collées et donc d'estimer la qualité du collage. De manière générale, nous voyons sur la photo de la Figure II. 34 les trois refroidisseurs, les trous d'amenée et de départ d'eau et les chemins de découpe.

Sur la photo de la Figure II. 34, nous pouvons voir une zone non collée due à une particule de poussière.

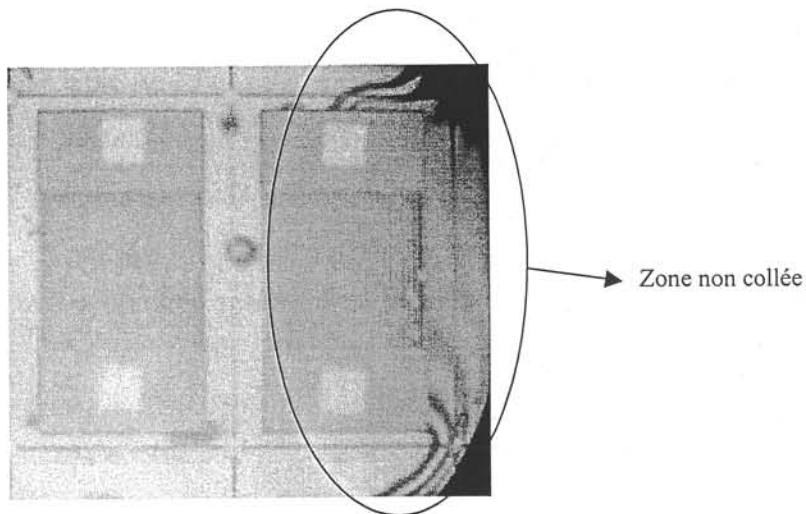




**Figure II. 34 :** Observation de la qualité du collage par caméra infra-rouge.

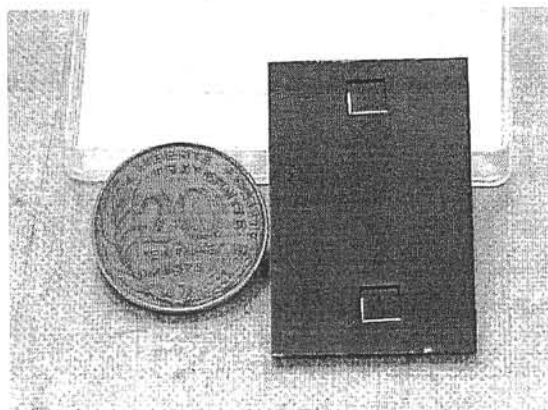
Sur la photo de la Figure II. 35, nous voyons une grande zone non collée. Ceci peut être dû à la présence de plusieurs particules, mais également au fait que les deux plaques ne devaient pas être en contact suffisamment intimes pour que le collage s'initie, à cause de la non planéarité, surtout visible sur les bords des plaques.

Lors du découpage des refroidisseurs, à cet endroit, les deux plaques se sont séparées, la surface de la zone collée étant trop petite par rapport à celle non collée.



**Figure II. 35 :** Observation de la qualité du collage par caméra infra-rouge.

Le collage étant réalisé, il ne reste plus qu'à découper la plaque grâce à une scie circulaire à lame diamantée, en suivant les chemins de découpe, visibles sur la Figure II. 34. Nous obtenons ainsi trois refroidisseurs par paires de plaque prêts à l'emploi :



## II.5. Conclusion

Cette thèse avait pour principal objectif de prouver la faisabilité technologique d'un refroidisseur à microcanaux en silicium. Cet objectif est maintenant atteint.

Nous avons présenté dans ce chapitre, les deux étapes majeures nécessaires à cette réalisation, à savoir la gravure profonde du silicium, pour laquelle nous avons comparé les différentes méthodes, et la soudure directe de silicium sur silicium. Toutes les étapes intermédiaires sont présentées en annexe 1. Nos conclusions sur ces études sont que la gravure plasma est beaucoup mieux adaptée à notre application que la gravure humide (comme dans la majorité des cas des microsystèmes) et que la soudure doit être faite dans des conditions de propreté contrôlées (salle blanche de classe 1) afin d'obtenir une interface de soudure la plus transparente possible aux niveaux mécanique, thermique et électrique.

L'isolation électrique du composant par rapport au système de refroidissement est technologiquement possible à moindre coût thermique par oxydation du silicium. La bonne tenue en tension de l'oxyde de silicium permet une isolation de 800 V par  $\mu\text{m}$ .

Dans un souci d'intégration totale du composant et de son refroidisseur dans le même volume de silicium, nous proposons également, en annexe 2, le diagramme de cheminement permettant d'aboutir à une telle intégration. Il est à noter que toutes les étapes technologiques sont réalisées de manière à ce qu'elles soient toutes compatibles les unes avec les autres. Cette intégration est donc technologiquement possible.

Les refroidisseurs doivent maintenant être caractérisés thermiquement et hydrauliquement. C'est l'objet du chapitre III.

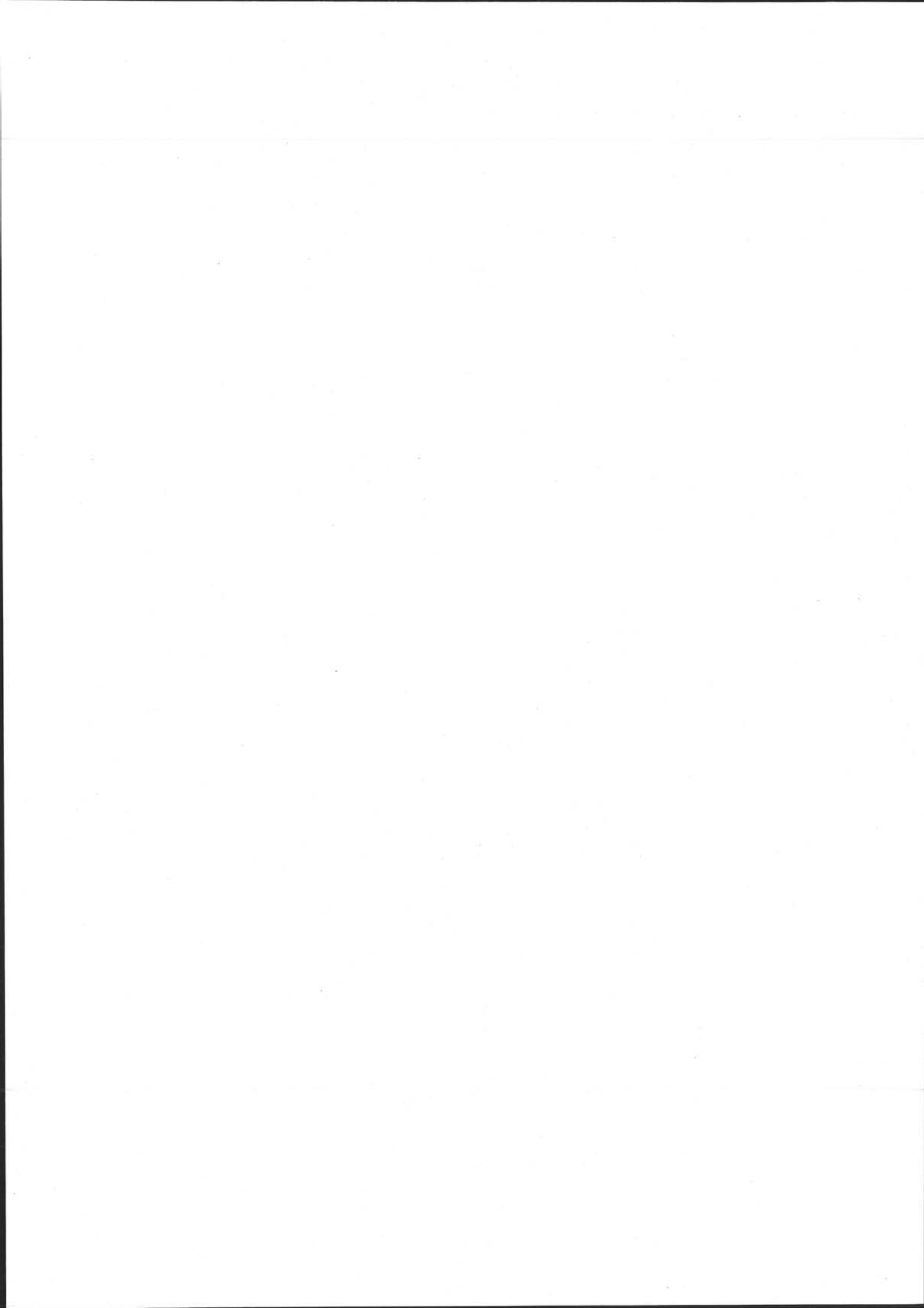
**Références :**

- [II. 1] : S. Wolf, R.N. Tauber : "Silicon processing for the VLSI", Vol. 1, Lattice Press.
- [II. 2] : Marc Madou : "Fundamentals of microfabrication", CRC Press, 1997.
- [II. 3] : S.M.Sze : "Semiconductor sensors", Wiley Interscience Publication, 1994.
- [II. 4] : Pascal Czuprynski : "Mise au point et caractérisation de procédés plasma intervenant lors de l'élaboration des interconnexions pour les filières CMOS 0.25/0.18  $\mu\text{m}$ ", thèse de l'université d'Orléans, soutenue le 12 janv. 1999.
- [II. 5] : G. Gautherin : "Interaction plasma-surface", Réactivité dans les plasma, Les Editions de la physique, 1983.
- [II. 6] : J.W. Coburn, H.F. Winters, Journ. Appl. Phys. Vol. 50, 1979.
- [II. 7] : J.W. Coburn, H.F. Winters, Journ. Vac. Sci. Technol., Vol. 16, 1979.
- [II. 8] : A.A. Ayon, R. Braff, C.C. Lin, H.H. Sawin, M.A. Schimdt : "Characterization of a Time Multiplexed Inductively Coupled Plasma Etcher", Journal of the Electrochem. Society, Vol. 146, pp. 339-349, 1999.
- [II. 9] : W.C. Tian, J.W. Weigold, S.W. Pang : "Comparison of  $\text{Cl}_2$  and F-based dry etching for high aspect ratio Si microstructures etched with an inductively coupled plasma source", Journ. Vac. Sci. Technol., Vol. 18, jully 2000.
- [II. 10] : J.B Lasky : "Wafer bonding for silicon-on-insulator technologies", Appl. Phys. Lett., Vol. 48, 1986.
- [II. 11] : W.P. Maszara, G. Goetz, A. Caviglia, J.B. McKitterick : "Bonding of silicon wafers for silicon-on-insulator", Journ. Appl. Phys, Vol. 64, n° 15, november 1988.
- [II. 12] : P.P. Gillis, J.J. Gilman, Journ. Appl. Phys., Vol. 35, 1964.
- [II. 13] : R.K. Iler : "The chemistry of silica", Wiley, New York, 1979.
- [II. 14] : L. Pauling : "The nature of the chemical bond", 3<sup>rd</sup> edition, Cornell University Press, 1960
- [II. 15] : T. Abe, M. Nakano, T. Itoh, 4th Int. Symp. On Silicon-on-insulator Technology and Devices, Electrochem. Society, may 1990.
- [II. 16] : M. Grundner, H. Jacob : "Investigations on hydrophilic and hydrophobic silicon (100) surfaces by x-ray photoelectron and high resolution energy loss spectroscopy", Journ. Appl. Phys. Vol. 39, pp. 73-82, 1986.

[II. 17] : K. Ljungberg, Y. Backlund, A. Soderbarg, S. Bengtsson, Journ. Electrochem. Soc., Vol. 142, 1995.

[II. 18] : K. Ljungberg, A. Soderbarg, Y. Backlund, Appl. Phys. Lett., Vol. 62, 1993.

[II. 19] : R. Bosh GmbH, Pat 4855017 and 4784720 (USA) and 4241045 (Germany), 1994.



## Chapitre III : Caractérisations expérimentales des microrefroidisseurs en silicium et simulations numériques

Après avoir réalisé des prototypes de refroidisseurs à microcanaux en silicium, grâce aux techniques de gravure et de soudure présentées dans le chapitre précédent, nous allons dans ce chapitre, les caractériser thermiquement et hydrauliquement. Ils se présentent sous la forme de rectangles de silicium de  $4 \times 3,5 \text{ cm}^2$ , d'épaisseur variant entre 1,5 mm et 1 mm selon les prototypes, et troués en deux endroits (Figure III. 1).

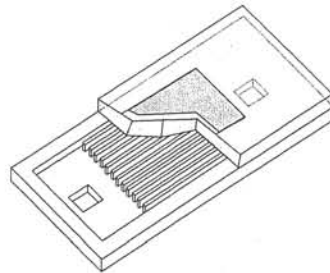


Figure III. 1 : coupe d'un refroidisseur

Chaque refroidisseur est alors collé sur un bloc de plexiglas, troué également, qui permet le branchement du réseau hydraulique, ainsi qu'une manipulation plus aisée.

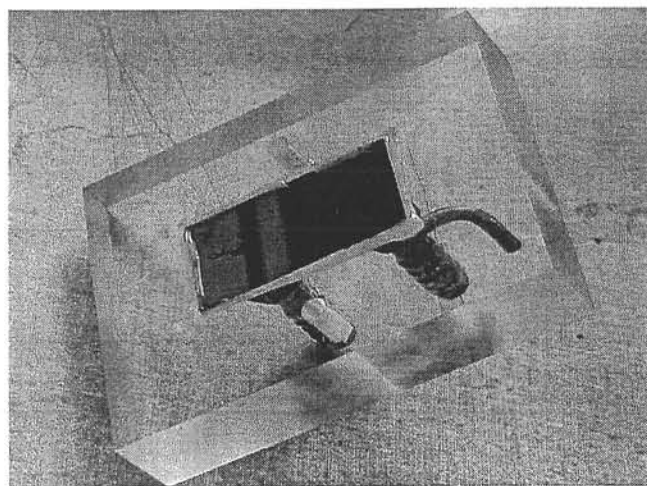
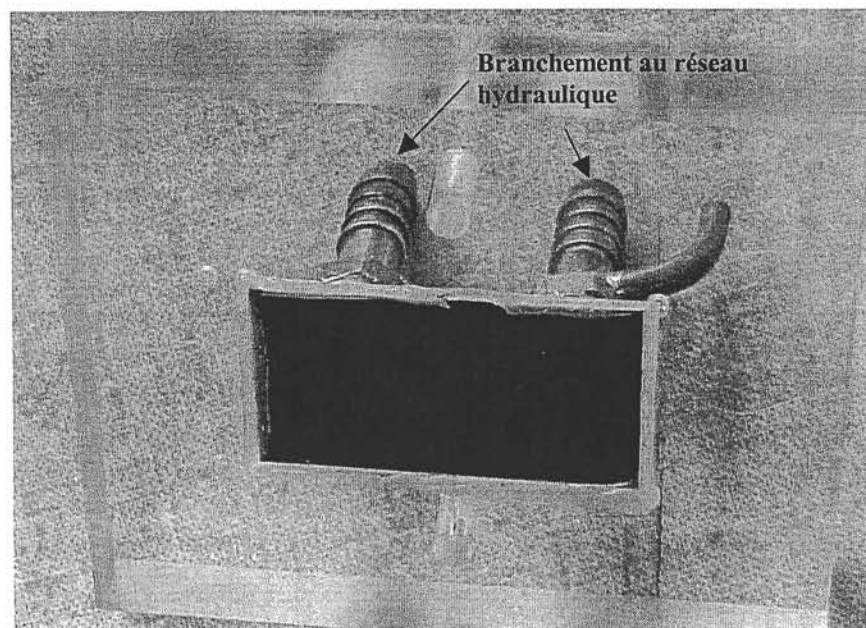


Figure III. 2a : Photographie du refroidisseur et de son support en plexiglas



**Figure III. 3b** : Photographie du refroidisseur et de son support en plexiglas

Ce chapitre comporte trois paragraphes, le premier est consacré au banc de mesure, le second à la présentation des résultats expérimentaux. Ceux-ci concernent bien évidemment nos refroidisseurs en silicium mais également ceux en cuivre de Luc Meysenc [III. 1], qui, même s'ils ne font pas partie de notre étude, fournissent des valeurs expérimentales utiles à notre approche. Dans le troisième paragraphe, nous abordons la partie simulation numérique, démarche nécessaire à la validation de certains paramètres, avant d'entreprendre l'approche conception présentée au quatrième chapitre ; nous exposerons les grandes caractéristiques des deux logiciels commercialisés que nous avons eus à disposition. Nous donnerons leurs principales possibilités, même si elles ne sont pas directement utilisées dans la présente étude.

### **III.1. Résultats expérimentaux**

#### **III.1.1. Présentation du banc de mesure**

Le banc de mesure, présenté sur la Figure III. 4, est constitué d'un circuit hydraulique en boucle ouverte, d'une source chauffante et de différents systèmes de mesure de température.

Le circuit hydraulique est lui-même composé d'un débitmètre à flotteur, d'un filtre 10  $\mu\text{m}$  limitant le risque d'encrassement des canaux et d'un manomètre numérique mesurant les pertes de pression de l'eau entre l'entrée et la sortie du refroidisseur en limite des collecteurs, avec une incertitude de 10 mBar.

Pour caractériser un refroidisseur, il faut appliquer sur sa face supérieure une puissance constante  $P$ , c'est le rôle de la source chauffante, et avoir accès à trois températures : celle de l'eau à l'entrée du refroidisseur  $T_e$ , celle de l'eau à la sortie  $T_s$  et celle de la surface supérieure du refroidisseur, que nous avons appelée température de jonction  $T_j$ .

A partir de ces différentes mesures, nous déduisons la résistance thermique totale par l'équation que l'on rappelle ici :

$$R_{\text{mestot}} = \frac{T_j - T_e}{P} \quad \text{eq. III. 1}$$

Pour faciliter les comparaisons, nous travaillerons sur les résistances thermiques carrées :

$$R_{\text{cmestot}} = \frac{T_j - T_e}{\varphi} \quad \text{eq. III. 2}$$

Les températures de l'eau à l'entrée et à la sortie sont mesurées par l'intermédiaire de thermocouples insérés dans les tuyaux du circuit hydraulique, et reliés à une chaîne d'acquisition utilisant le logiciel Madena. L'incertitude sur les mesures est de l'ordre de  $\pm 0,5$  °C.

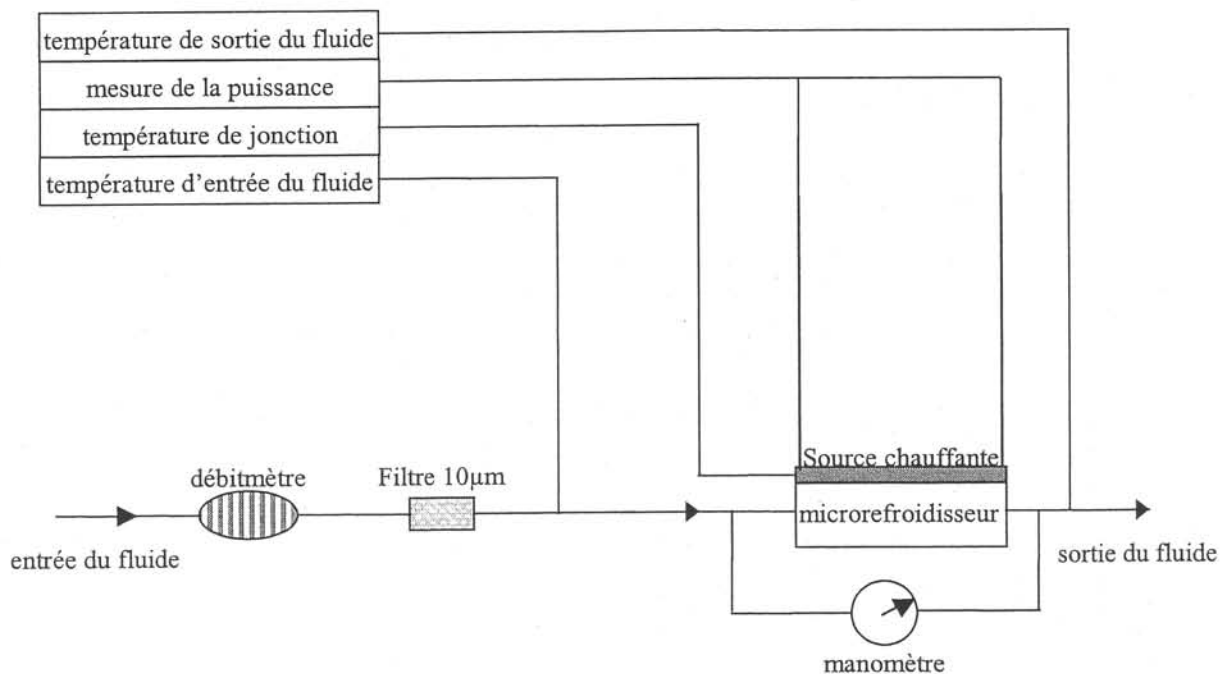


Figure III. 4 : Schéma de principe du banc de mesure



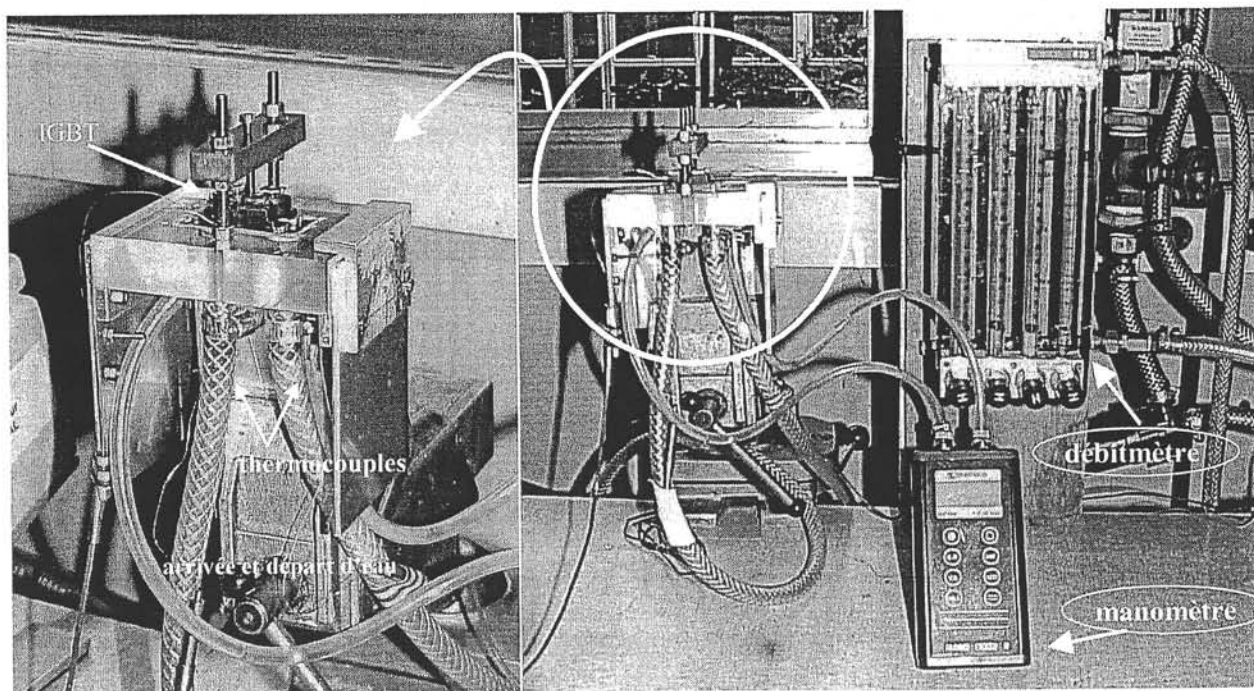


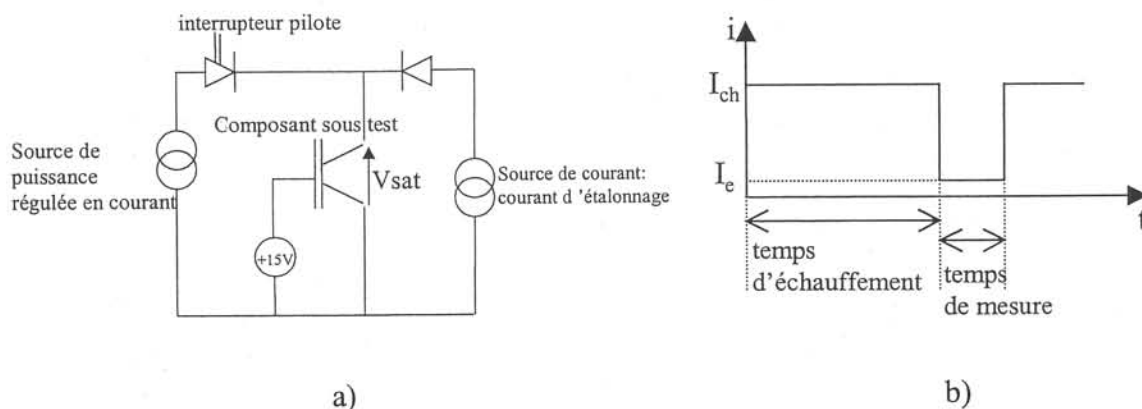
Figure III. 5 : photographies du banc de caractérisation

### III.1.2. Source chauffante et mesures de température de jonction

- Dans le cas des refroidisseurs en cuivre, un IGBT nu (sans boîtier) est directement brasé sur la face supérieure du refroidisseur, qui joue également le rôle de connecteur avec le drain. Les mesures du courant et de la tension fournissent la valeur de la puissance ( $P = \varphi_S S_P = U \cdot I$ ). La température de jonction de l'IGBT est dans ce cas égale à la température de la face supérieure du refroidisseur, car la résistance thermique de la brasure peut être considérée comme négligeable (moins de 1% de la résistance totale) [III. 2]. La mesure de cette température de jonction est faite de manière indirecte en mesurant une grandeur facile d'accès, dite paramètre thermosensible (PTS), dont la valeur varie avec la température suivant une loi connue. Le PTS généralement choisi est la chute de tension lorsque le composant est traversé par un faible courant de mesure  $I_e$  (10 mA) [III. 3]. Le montage de la Figure III. 6a permet de faire circuler un courant de la forme donnée par la Figure III. 6b. Le courant  $I_{ch}$ , délivré par l'interrupteur pilote assure l'échauffement de l'IGBT. Le temps d'application doit être suffisant pour atteindre un régime thermique permanent (de l'ordre de 100 ms), [III. 1], [III. 3], [III. 4]. Pour la mesure, ce courant est bloqué par l'interrupteur. Le composant sous test, commandé en permanence à la fermeture, est alors parcouru par le courant d'étalonnage. On mesure  $V_{sat}$  à ses bornes. Le temps de mesure est de l'ordre de 100 $\mu$ s. La loi  $V_{sat}(T_j)$  est

linéaire, croissante et sa pente est voisine de  $2\text{mV/K}$ . C'est cette méthode qui a été principalement utilisée pour les expériences de caractérisation des refroidisseurs en cuivre. Des travaux précédents ont montré que cette température est voisine de la température moyenne volumique de la puce en régime permanent [III. 5]. C'est la définition que nous avons donnée de la température de jonction (eq. III. 3).

$$T_j = \frac{1}{V_p} \iiint_{V_p} T(x,y,z) dV_p \quad \text{eq. III. 3}$$



**Figure III. 6 :** a) : Montage permettant la mesure du PTS du composant sous test  
 b) : Forme d'onde du courant traversant le composant sous test

- Dans le cas de refroidisseurs en silicium, cette méthode ne peut pas être utilisée car, pour reporter un IGBT nu sur la surface, il faut avoir recours à une couche de colle électriquement conductrice pour prendre le contact du drain, et cette couche représente une barrière thermique beaucoup trop élevée pour que le transfert thermique soit correct.

Nous avons alors opté pour une méthode de pressage : un transistor bipolaire en boîtier (type ISOTOP) est pressé sur la surface du refroidisseur. Le boîtier a été choisi pour sa surface de dissipation qui est de  $4\text{ cm}^2$ , égale à la surface du réseau de canaux.

Ici, la mesure du PTS n'est pas intéressante. En effet, elle donnerait la température de jonction de la puce de silicium qui est séparée de la surface du refroidisseur par la résistance thermique du boîtier élevée (de l'ordre de  $0,5\text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$ ), ce qui engendre des erreurs importantes. C'est pourquoi nous avons choisi de mesurer la température au niveau de la surface du microrefroidisseur grâce à un thermocouple inséré directement dans une rainure réalisée dans la semelle du boîtier.

Le couplage thermique entre le refroidisseur et le boîtier, et entre le refroidisseur et le thermocouple est assuré par une couche de graisse thermique. Cette graisse représente une résistance thermique carrée, appelée  $R_{cgraisse}$ , entrant en compte dans le bilan thermique de la résistance carrée totale mesurée,  $R_{cmestot}$  (eq. III. 4). Elle est difficile à estimer : en effet, elle dépend de l'épaisseur de la couche, que l'on estime pouvoir varier entre 20 et 50  $\mu\text{m}$ , mais aussi de sa conductivité thermique, qui dépend elle-même de la force de pressage. Nous obtenons donc :

$$R_{cmestot} = R_{cdiff} + R_{cconv} + R_{ccap} + R_{cgraisse} \quad \text{eq. III. 4}$$

Nous donnerons dans le paragraphe III.1.3.1, présentant les résultats de mesure, une estimation de l'erreur faite sur ces mesures.

Les problèmes de brasure, de couche de graisse thermique, et de toute interface pouvant se trouver entre la puce et le refroidisseur seraient totalement éliminés dans le cadre d'une intégration totale du microrefroidisseur directement en face arrière de la puce, dans le même volume de silicium. La jonction de la puce se trouverait alors dans la surface supérieure du refroidisseur, les performances de refroidissement n'en seraient qu'améliorées. Dans l'avenir une telle solution est techniquement envisageable (annexe 2).

Lors de cette campagne de mesures, notre principale difficulté a été d'obtenir une puissance dissipée, mesurable et constante, la plus grande possible. En effet, plus la puissance est élevée, plus les températures de la jonction et du fluide en sortie sont élevées, et donc plus les mesures sont précises. Ici, nous avons été limités en puissance car il faut rester dans l'aire de sécurité du transistor bipolaire fonctionnant en linéaire. C'est pourquoi les puissances atteintes ne sont pas très élevées : de l'ordre de 50  $\text{W}/\text{cm}^2$  plutôt que 200 à 300  $\text{W}/\text{cm}^2$  pour les applications de puissance visées à l'avenir.

- Une troisième méthode de mesure de température est également parfois utilisée ; il s'agit d'une mesure par caméra infrarouge. Cette mesure a l'avantage de donner, après étalonnage préalable, la carte de températures de la surface de la puce. Nous n'avons pas retenu cette méthode car elle nécessite l'utilisation d'un composant nu dont la surface est recouverte de peinture noire d'émissivité connue. Cette mesure a été testée, avec succès, par les chercheurs du GDR Composants Electroniques de Puissance pour valider les mesures indirectes et les modèles thermiques fins.

### III.1.3. Présentation des résultats de mesures

#### III.1.3.1. Microrefroidisseurs en silicium

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, nous disposons de plusieurs prototypes de microrefroidisseurs en silicium, que nous avons caractérisés grâce au banc de mesure présenté précédemment.

Les principaux paramètres géométriques de chaque prototype sont résumés dans le Tableau III. 1. Nous rappelons que le diffuseur, d'épaisseur  $e_d$ , est la partie en silicium du refroidisseur allant du sommet des canaux à la semelle du boîtier.

Les trois premiers prototypes sont des microrefroidisseurs dont les canaux sont de sections rectangulaires, le dernier possède des canaux de sections trapézoïdales.

	D ( $\mu\text{m}$ ) profondeur canal	l <sub>c</sub> ( $\mu\text{m}$ ) largeur canal	e ( $\mu\text{m}$ ) largeur ailette	e <sub>d</sub> ( $\mu\text{m}$ ) épaisseur diffuseur	n nombre canaux	L <sub>x</sub> = L <sub>y</sub> taille réseau canaux	section
<b>Prototype Si 1</b>	340	645	80	620	28	2x2 cm <sup>2</sup>	rectangle
<b>Prototype Si 2</b>	330	195	80	240	73	2x2 cm <sup>2</sup>	rectangle
<b>Prototype Si 3</b>	315	90	80	260	117	2x2 cm <sup>2</sup>	rectangle
<b>Prototype Si 4</b> (figure II.12)	180	fond du canal l <sub>c</sub> : 218	fond de ailette l <sub>c</sub> : 515	780	28	2x2 cm <sup>2</sup>	trapèze
		haut du canal l <sub>cm</sub> : 480	haut de ailette l <sub>cm</sub> : 255				

**Tableau III. 1** : Récapitulatif des paramètres géométriques des refroidisseurs en silicium.

Le Tableau III. 2 présente les résultats des mesures faites sur les quatre prototypes en silicium, pour différents débits d'eau et différentes valeurs de puissances dissipées sous la forme de  $R_{cmestot}$ . Elle représente donc la résistance thermique carrée du refroidisseur,  $R_{cmes}$ , et celle de la graisse thermique (eq. III. 4). Pour mieux qualifier les différents refroidisseurs, nous avons soustrait à cette résistance mesurée une valeur de résistance de graisse,  $R_{cgraisse}$ , qui nous semble justifiée, à savoir :

$$R_{cgraisse} = \frac{e_{graisse}}{k_{graisse}} = \frac{40 \cdot 10^{-6}}{0,7} = 0,57 \text{ K.cm}^2/\text{W} \quad \text{eq. III. 5}$$

Où  $e_{graisse}$  et  $k_{graisse}$  sont respectivement l'épaisseur de la couche de graisse (40  $\mu\text{m}$ ) et sa conductivité thermique (0,7 W/K).

La résistance carrée que nous utiliserons désormais est donc celle calculée à l'aide de la résistance carrée totale mesurée:

$$R_{cmes} = R_{cmestot} - R_{cgraisse} \quad \text{eq. III. 6}$$

Nous le voyons ici, cette résistance de graisse est loin d'être négligeable par rapport à celle "intrinsèque" du refroidisseur. Nous l'avons dit, il est difficile d'estimer la valeur exacte de cette résistance. Elle est très sensible à la variation d'épaisseur (+/- 5 µm de graisse correspondent à une variation sur la résistance de +/- 0,07 K.cm<sup>2</sup>/W). Dans ces conditions, la précision de mesure de la résistance carrée du refroidisseur,  $R_{cmes}$ , est estimée à 25 / 30 %.

	Q (l.min <sup>-1</sup> )	φ (W.cm <sup>-2</sup> )	T <sub>e</sub> (°C)	T <sub>j</sub> (°C)	T <sub>s</sub> (°C)	R <sub>cmestot</sub> (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )	ΔP (Bar)	R <sub>cmes</sub> (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )
<b>Proto</b>	1	54,5	14	68,5	-	0,99	0,2	<b>0,42</b>
<b>Si 1</b>	1,5	54,5	14	64	-	0,91	0,4	<b>0,34</b>
	2	54,5	14	61	-	0,86	0,66	<b>0,29</b>
<b>Proto</b>	0,6	19	17,5	51	-	0,92	0,24	<b>0,35</b>
<b>Si 2</b>	1	36	16	47	-	0,89	0,66	<b>0,32</b>
<b>Proto</b>	0,5	48	18	64,5	24,3	0,96	0,35	<b>0,39</b>
<b>Si 3</b>	1	48	17	58	20,3	0,847	1	<b>0,277</b>
	1,2	53	15,7	59	19	0,821	1,2	<b>0,25</b>
<b>Proto</b>	1	49	14	70,3	-	1,16	0,175	<b>0,59</b>
<b>Si 4</b>	1,5	49	14	62,7	-	1	0,38	<b>0,43</b>
	2	49	14	61,4	-	0,97	0,6	<b>0,4</b>

**Tableau III. 2** : Résultats des mesures sur des microrefroidisseurs en silicium

Dans certains cas, la température de l'eau en sortie n'est pas fournie dans le tableau résumant les résultats (Tableau III. 2) car l'élévation de température de l'eau n'est pas assez conséquente pour être significative, compte tenu de la précision de mesure des capteurs.

Les performances des refroidisseurs à canaux de sections rectangulaires présentées ici sont bonnes, puisque, selon les prototypes utilisés, il est possible de dissiper jusqu'à 240 W.cm<sup>-2</sup> pour une élévation de température de jonction de 60°C (performance du prototype 3 pour un débit de 1,2 l.min<sup>-1</sup>).

Dans le cas des canaux à section trapézoïdale, prototype Si 4, les performances sont beaucoup moins bonnes, comme nous l'avons annoncé dans le chapitre précédent ( $150 \text{ W.cm}^{-2}$  pour une élévation de température de jonction de  $60^\circ\text{C}$ ). Ceci est essentiellement dû à une diminution de la surface d'échange.

En ce qui concerne les débits, nous avons été limités par la résistance mécanique du diffuseur, donc par son épaisseur. En effet, le jet d'eau frappe directement contre cette membrane qui peut se fendre si la pression est trop forte. Lors du test des prototypes Si 2 et 3, dont les membranes étaient plus fines que celles des deux autres prototypes, nous avons augmenté le débit jusqu'à la rupture de la membrane et obtenu  $1 \text{ l.min}^{-1}$  dans le premier cas et  $1,2 \text{ l.min}^{-1}$  dans le deuxième.

La tenue mécanique du diffuseur sera donc une contrainte de dimensionnement à prendre en compte lors de la conception d'un refroidisseur. Dans une première étape, nous n'avons considéré que le rôle thermique de ce diffuseur, ce qui nous a conduit à une épaisseur trop faible en terme de résistance mécanique.

### III.1.3.2. Microrefroidisseurs en cuivre

Nous présentons ici des résultats obtenus sur des refroidisseurs en cuivre réalisés par Luc Meysenc durant sa thèse [III. 1]. Nous trouvons intéressant de rapporter ces résultats à titre comparatif, car ces refroidisseurs en cuivre sont constitués de canaux plus gros que ceux des refroidisseurs en silicium (les principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau III. 3), donc ils élargissent notre panel de valeurs de résistances thermiques mesurées et seront par la suite très utiles lors de validation des modèles numériques et analytiques.

	D ( $\mu\text{m}$ ) profondeur canal	lc ( $\mu\text{m}$ ) largeur canal	e ( $\mu\text{m}$ ) largeur ailette	e <sub>d</sub> ( $\mu\text{m}$ ) épaisseur diffuseur	n nombre canaux	L <sub>x</sub> = L <sub>y</sub> taille réseau canaux	section
<b>Prototype Cu 1</b>	3040	311	288	1800	27	1,6x1,6 cm <sup>2</sup>	rectangle
<b>Prototype Cu 2</b>	730	230	165	1800	41	1,6x1,6 cm <sup>2</sup>	rectangle

**Tableau III. 3** : Principaux paramètres géométriques des deux prototypes en cuivre réalisés au LEG

Dans ce cas, nous utilisons la méthode de mesure du paramètre thermosensible, présentée dans le premier paragraphe.

	Q (l.min <sup>-1</sup> )	$\phi$ (W.cm <sup>-2</sup> )	R <sub>cmes</sub> (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )
<b>Proto Cu 1</b>	0,63	156	0,27
	1,33	156	0,24
	1,75	156	0,23
	2	156	0,22
	3,5	156	0,2
<b>Proto Cu 2</b>	0,5	156	0,31
	0,7	156	0,26
	1	156	0,23
	1,3	156	0,22

**Tableau III. 4 :** Résultats des mesures sur des microrefroidisseurs en cuivre

Dans le meilleur des cas, il est donc possible de dissiper, grâce à ces refroidisseurs en cuivre, une densité de puissance de 300 W.cm<sup>-2</sup> pour une élévation de température de jonction de 60°C. Nous rappelons qu'il s'agit ici de refroidisseurs ne comprenant pas d'isolation électrique entre la puce et le fluide.

En conclusion de cette campagne de mesures, nous pouvons dire :

- Lorsque nous comparons les trois résistances thermiques totales carrées des trois prototypes silicium à canaux de section rectangulaire, nous remarquons qu'à débit égal la résistance thermique totale diminue avec la largeur des canaux. Nous remarquons également que le gain en puissance évacuée est plus faible pour les petites valeurs de largeur de canal.
- A débits comparables, les performances des refroidisseurs en cuivre (prototype Cu 1 à 1,33 l.min<sup>-1</sup>) et celles des refroidisseurs en silicium (prototype Si 3 à 1,2 l.min<sup>-1</sup>) sont très voisines (0,24 K.cm<sup>2</sup>.W<sup>-1</sup> et 0,25 K.cm<sup>2</sup>.W<sup>-1</sup>). La perte en conductivité thermique lors du passage du cuivre au silicium est donc compensée par un gain en surface d'échange.
- En ce qui concerne les pertes de pression (Tableau III. 2) qui se traduisent directement en puissance de la pompe, et donc en coût, un choix devra être fait. En effet, à 1 l.min<sup>-1</sup>, entre le prototype Si 2 et le prototype Si 3, la résistance thermique totale diminue de seulement 3 %, alors que les pertes de pression augmentent de 35 %. Cette première analyse qualitative nous conduit à estimer que la largeur de canal optimale se trouve autour de 150  $\mu$ m.

Les résultats des mesures faites sur nos refroidisseurs en silicium sont très satisfaisants en terme de performances. Ils nous confortent dans l'idée que cette approche est intéressante. Les valeurs des résistances thermiques ainsi obtenues vont maintenant servir de point de repère pour valider les résultats donnés par les outils de simulations présentés ci-après.

### **III.2. Simulation numérique**

De nombreuses simulations d'échanges thermiques ont été proposées ces dernières années au niveau de la puce ou de son support ([III. 7], [III. 8] ); peu d'études se sont intéressées à la simulation complète du dispositif de refroidissement, [III. 1], [III. 9]. Cette étape est pourtant nécessaire avant d'aborder une optimisation de l'ensemble du dispositif.

Nous avons eu à notre disposition deux logiciels utilisant la méthode des éléments finis : Fluxtherm (module de Flux3D, développé au LEG et commercialisé par la société CEDRAT) et Flotherm (de la société Flomic). Après avoir décrit les principales caractéristiques de ces outils, nous proposerons des simulations de plusieurs dispositifs de refroidissement en cuivre ou en silicium. Nous nous assurerons alors de la qualité de nos simulations en comparant les résultats obtenus avec des expériences réalisées sur plusieurs prototypes.

#### **III.2.1. Objet de l'étude**

Il s'agit de déterminer la valeur de la résistance thermique totale d'un refroidisseur dissipant des pertes supposées connues et uniformément réparties dans le volume du composant. Nous nous tiendrons par ailleurs, dans notre étude, au cas d'un système monopuce. Nous supposons connus les coefficients de conduction thermique des différentes couches. Dans toutes les simulations, les conditions aux limites sont :

- l'échange de puissance ne se fait que par la face inférieure de la puce, les autres faces du module sont supposées adiabatiques.
- nous considérons que la face inférieure des ailettes et des canaux est adiabatique. Cette hypothèse est vérifiée lorsque l'interface correspondant au scellement des canaux est de mauvaise qualité thermique. C'est le cas des microrefroidisseurs en cuivre qui sont scellés avec de la colle standard de mauvaise conductivité thermique.

Pour ce qui est des refroidisseurs en silicium, les conditions de collage au CIME nous permettent d'avoir de bonnes interfaces dans les zones de grandes surfaces collées, mais au niveau des ailettes, où la surface de collage est très faible, l'interface de



collage ne semble pas parfaite. C'est pourquoi, pour cette étude, nous considérons que l'extrémité des ailettes est adiabatique. Un nouvel équipement, permettant d'aligner et de coller les plaques dans une mini salle blanche de classe 1, va bientôt être installé au CIME et devrait donner des résultats bien meilleurs en terme de qualité d'interface de collage, aussi bien électriquement que thermiquement.

- l'échange entre les parois des canaux et le liquide est caractérisé par le coefficient  $h$ . Ce coefficient dépend, par l'intermédiaire du nombre de Nusselt, de plusieurs paramètres (fluide, forme et taille des microcanaux, cf eq.I.25 à eq.I.30), sa loi empirique de variation sera validée par comparaison avec les mesures faites sur les premiers modules.

### III.2.2. Les outils de simulation

Dans ce paragraphe nous allons présenter succinctement les deux logiciels de simulation numérique que nous avons utilisés pour la simulation des prototypes

#### III.2.2.1. Flux 3D

##### a. Description

Le logiciel Flux 3D, développé au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, [III. 10], permet, par l'intermédiaire du module Fluxtherm, de résoudre l'équation de la chaleur dans un système, en régime permanent. L'utilisateur doit définir la géométrie de son problème, en créant des points, puis des lignes, des surfaces et enfin des volumes. Il doit attribuer des propriétés physiques à ces surfaces et ces volumes, (par exemple, dans notre cas, les conductivités thermiques du silicium et de l'eau). Vient alors l'étape importante du maillage : ce logiciel étant à éléments finis, chaque ligne de la géométrie comporte des points plus ou moins rapprochés selon la précision de calcul désirée ; le logiciel crée alors le maillage dont les éléments sont des tétraèdres. La dernière étape est l'application des conditions aux limites aux frontières du système. La convection est caractérisée par une condition d'échange thermique le long des parois où elle doit se faire : l'utilisateur doit fournir la valeur du coefficient  $h$ .

La simulation donne, comme principal résultat, la température en tout point du domaine d'étude ; nous en déduisons la température de jonction moyenne volumique qui permet de calculer la résistance thermique carrée de convection et de diffusion :

$$R_{\text{conv}} + R_{\text{diff}} = \frac{\left| \frac{1}{V} \iiint_V T(x,y,z) \cdot dV - T_a \right|}{\varphi} \quad \text{eq. III. 7}$$

### b. Avantages

Le logiciel Flux3D présente deux avantages majeurs pour modéliser le comportement thermique des dispositifs électrique, à savoir :

- C'est un logiciel qui permet d'étudier le couplage électrothermique (module Flux Chip), [III. 11]. Cependant, dans la présente étude, qui concerne surtout le dimensionnement du microrefroidisseur, nous n'utiliserons pas cette possibilité et nous considérons la puissance dissipée comme une donnée.
- En règle générale, le défaut des logiciels à éléments finis est de conduire à des temps de calcul longs lorsque le maillage est dense, ce qui est le cas si l'on veut avoir une bonne prise en compte des phénomènes d'interfaces. En effet, ceux-ci nécessitent le maillage de zones très fines, ce qui conduit à un grand nombre d'éléments et donc d'équations à résoudre. Dans Flux 3D, le problème est grandement simplifié par l'introduction, le cas échéant, d'éléments superficiels avec saut de potentiel, pour représenter les zones très fines (accrochages, brasures) : ce sont les éléments coques. Leur introduction permet de traiter avec précision des zones d'épaisseur très différentes

### c. Défauts

Cependant, Flux3D présente pour nous essentiellement trois limites :

- L'échauffement et le déplacement du fluide ne sont pas pris en compte : le fluide est considéré comme isotherme. La convection est donc régie uniquement par le coefficient h, difficile à évaluer et qui doit être imposé par l'utilisateur.
- Le temps de calcul qui, malgré tout, reste important (d'une dizaine de minutes à plusieurs heures sur une station de travail si nous simulons le refroidisseur dans sa totalité).
- La nécessité d'un remaillage lorsqu'on modifie la géométrie du refroidisseur, ce qui rend cette méthode mal adaptée à la conception.

### III.2.2.2. Flotherm

#### a. Description

Le logiciel a été développé par la société Flomeric pour modéliser les aspects thermiques et hydrauliques rencontrés dans des applications variées allant de la climatisation d'une salle jusqu'au refroidisseur de l'électronique de puissance. Il est alors nécessaire de résoudre l'équation de Navier Stokes en plus de celles de la chaleur. Nous obtenons alors la température en tout point du domaine, la vitesse et la pression du fluide en tout point également. Comme avec Flux 3D, la température moyenne de la source chauffante est assimilée à la température de jonction et nous obtenons ainsi la résistance carrée totale.

#### b. Avantages

La conception du logiciel Flotherm apporte, dans notre cas, quatre avantages par rapport au précédent :

- Il permet la prise en compte de la convection fluide-ailette : le coefficient  $h$  n'est plus imposé par l'utilisateur, mais déterminé à partir des équations hydrauliques et thermiques.
- Il prend en compte la fluidique : le problème peut être résolu dans des situations diverses telles qu'un régime hydraulique établi ou non, un régime laminaire ou turbulent.
- Le logiciel possède des bibliothèques de matériaux, de formes géométriques, d'objets (ventilateur, pompe...).
- Et enfin, d'autres conditions échanges thermiques tels que le rayonnement ou la convection naturelle peuvent être traités.

#### c. Défauts

Flotherm présente les limitations suivantes :

- Le maillage parallélépipédique ne permet pas le calcul d'échange thermique au niveau de surfaces courbes ou de plans inclinés. Il n'est donc pas possible, par exemple, de simuler les refroidisseurs à canaux trapézoïdaux ou cylindriques.
- Le logiciel ne prend pas en compte le couplage électrothermique.
- Le temps de calcul est relativement court pour des applications simples (l'absence d'éléments coques est dans certains cas un handicap) ; cependant, et pour les mêmes raisons que celles évoquées pour Flux 3D, il reste trop long pour aboutir à une optimisation : le temps de résolution varie entre la minute et une dizaine d'heures selon la complexité du problème (les difficultés de convergence des calculs venant essentiellement de la partie hydraulique).

### III.2.3. Comparaison simulation – mesure : validation de la valeur du coefficient d'échange thermique h utilisé

Nous avons simulé les prototypes en cuivre et en silicium avec les deux logiciels et comparé les résultats à ceux donnés par la mesure.

Le coefficient d'échange thermique h imposé aux parois participant à l'échange convectif, dans Flux 3D, est calculé grâce aux formules du nombre de Nusselt détaillées dans le premier chapitre et rappelées ici :

pour le régime laminaire

$$Nu = -14,859 + 65,623 G - 71,907 G^2 + 29,384 G^3 \quad \text{eq. III. 8}$$

Pour le régime turbulent, nous travaillons avec la formule adaptée au nombre de Prandtl (qui vaut ici :  $Pr = 4,32$ ), c'est-à-dire :

$$Nu = 0,012 \cdot (Re^{0,87} - 280) \cdot Pr^{0,4} \quad \text{eq. III. 9}$$

La conductivité  $k_d$  est fixée à  $150 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour le silicium et à  $360 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour le cuivre

Le nombre de Reynolds également présenté dans les tableaux suivants est obtenu par :

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot D_h}{\mu} \quad \text{eq. III. 10}$$

(se rapporter à l'eq. I.20)

#### III.2.3.1. Cas de microrefroidisseurs en cuivre à canaux rectangulaires

Les résultats des simulations Flux 3D et des mesures sont présentés dans le Tableau III. 5. Nous avons comparé les résistances carrées totales qui donnent les performances globales du système. Elles ne peuvent pas être directement obtenue par Flux3D. Elles sont obtenues à partir de la résistance carrée de convection et la résistance carrée de diffusion, fournies par Flux 3D, auxquelles nous ajoutons la résistance carrée capacitive directement donnée par la mesure de la différence de température du fluide entre l'entrée et la sortie du système (eq. I.17).

	Q l.min <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> mesurée K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> Flux3D K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	écart mesure/ simulation %	régime d'écoulement choisi	Reynolds
<b>Proto Cu 1</b>	0,63	0,27	0,253	6,3	laminaire	353
	1,33	0,24	0,237	1,25	laminaire	745
	1,75	0,23	0,234	1,7	laminaire	980
	2	0,22	0,233	6	laminaire	1120
	3,5	0,2	0,23 0,19	15 4	laminaire turbulent	1960
<b>Proto Cu 2</b>	0,5	0,31	0,344	11	laminaire	643
	0,7	0,26	0,313	20,4	laminaire	901
	1	0,23	0,32	6,5	laminaire	1287
	1,3	0,22	0,24	9	turbulent	1673

**Tableau III. 5 :** Comparaison modèle numérique Flux 3D – mesure des résistances thermiques pour les deux prototypes en cuivre

Nous avons commencé par la modélisation du prototype Cu 1 dont les canaux sont larges. Comme nous le voyons dans le Tableau III. 5, les valeurs des résistances ne diffèrent pas de plus de 7% par rapport aux résultats expérimentaux.

La comparaison entre la résistance théorique de Flux3D et celle mesurée a donc pour principal intérêt de vérifier l'exactitude des équations donnant la valeur de Nu, selon les régimes d'écoulement (eq. III. 8 et eq. III. 9). Les personnes ayant proposé ces formules ([I. 17], [I.19]) les ont validées dans le cas de canaux de tailles millimétriques (largeur et profondeur de canaux de l'ordre du millimètre) ; mais elles n'ont pas été testées dans celui de canaux de tailles inférieures (largeur et profondeur de canaux de l'ordre de la centaine de microns). Les prototypes de silicium devront permettre d'étendre le domaine d'étude de validité de ces formules empiriques.

Le même travail a été fait avec le deuxième prototype, Cu 2, dont les canaux, plus étroits, correspondent à la limite de réalisation possible sur cuivre au LEG. Nous constatons encore une bonne adéquation simulation / mesure, avec une erreur moyenne de 10%, ce qui est tout à fait raisonnable. Nous pouvons donc conclure que les hypothèses faites lors de l'élaboration des équations (eq. III. 8 et eq. III. 9) sont vérifiées et que cette extrapolation est toujours performante pour des canaux de quelques centaines de microns.

Les résultats de simulation Flux3D présentés ont été déterminés en calculant, pour chaque géométrie et chaque débit, le coefficient de convection h en régime laminaire (eq.I.26) et en régime turbulent (eq I.27). Nous avons reporté dans le Tableau III. 5 la valeur de la résistance

totale modélisée la plus proche de celle mesurée. Les régimes d'écoulement correspondant ainsi retenus se présentent de façon logique : pour une géométrie donnée, le régime turbulent apparaît pour les plus grands débits, et la transition laminaire / turbulent se fait à débit plus faible pour le prototype à petits canaux (prototype Cu 2) que pour le prototype à grands canaux. Nous voyons que la transition laminaire / turbulent a lieu pour un nombre de Reynolds (eq. III. 10) compris entre 1300 et 1600. Il semblerait que le nombre de Reynolds de transition diminue lorsque la section des canaux diminue, puisque la transition dans les canaux de quelques millimètres est donnée, dans la littérature, pour  $Re = 2300$ . D'après les discussions que nous avons eues avec les spécialistes de mécanique des fluides, cette conclusion est à prendre avec précaution. Une étude poussée sur le régime d'écoulement dans les microcanaux reste à faire pour pouvoir progresser dans ce domaine.

### **III.2.3.2. Cas de microrefroidisseurs en silicium à canaux rectangulaires**

Etant données les mauvaises performances des prototypes de sections trapézoïdales, nous n'avons fait de simulations que dans le cas de microrefroidisseurs à canaux de sections rectangulaires.

Dans le Tableau III. 6, nous présentons les résultats des mesures et ceux obtenus par Flux 3D. Pour cette comparaison, nous avons pris les valeurs expérimentales du Tableau III. 2, c'est-à-dire la résistance thermique totale mesurée à laquelle nous avons soustrait une résistance de graisse thermique correspondant à une couche de graisse d'une épaisseur de  $40 \mu\text{m}$ .

Ces simulations ont également été faites avec Flotherm, elles donnent des résultats similaires à ceux de Flux 3D, nous ne les présenterons donc pas dans ce tableau.

	Q l.min <sup>-1</sup>	R <sub>e</sub> mesurée K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	R <sub>e</sub> Flux 3D K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	écart mesure/ simulation %	régime d'écoulement	Reynolds
<b>Proto</b>	1	0,42	0,46	9,5	turbulent	1871
<b>Si 1</b>	1,5	0,34	0,31	8,8	turbulent	2808
	2	0,29	0,24	17	turbulent	3744
<b>Proto</b>	0,6	0,35	0,37	5	laminaire	800
<b>Si 2</b>	1	0,32	0,33	3	laminaire	1332
<b>Proto</b>	0,5	0,39	0,14	64	laminaire	534
<b>Si 3</b>	1	0,277	0,107	61	laminaire	1068
	1,2	0,25	0,102	60	laminaire	1281

**Tableau III. 6 :** Comparaison mesure / modèle (Flux3D) dans le cas de microrefroidisseurs en silicium à canaux rectangulaires

Avec le premier prototype en silicium, dont la largeur des canaux est comparable à celle des canaux en cuivre, nous avons voulu tester l'influence éventuelle de la qualité des parois sur la convection. Nous avons appliqué pour le calcul de Nu les mêmes formules que pour le cuivre (eq. III. 8 et eq. III. 9). Nous remarquons que l'erreur moyenne est du même ordre de grandeur que pour les refroidisseurs en cuivre. Nous en déduisons que l'état de surface, loin d'être parfaitement lisse dans le cas du silicium, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, ne semble pas avoir une influence majeure sur le coefficient d'échange thermique des canaux de cette taille.

Avec les prototypes Si 2 et Si 3, nous avons voulu tester la validité des formules de Nusselt dans les canaux de faibles largeurs (prototype Si 2 :  $lc=195 \mu\text{m}$ , prototype Si 3 :  $lc=90 \mu\text{m}$ ). Les résultats de la simulation par Flux 3D du prototype Si 2 ont la même cohérence avec les mesures que ceux du prototype Si 1. Nous en déduisons donc que les formules du nombre de Nu (eq. III. 8 et eq. III. 9) sont toujours valables pour des canaux de largeurs de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$ .

En ce qui concerne le prototype Si 3, les formules ne semblent plus adaptées. Les résultats présentés sont obtenus avec la formule laminaire. Les résistances modélisées sont jusqu'à deux fois plus petites que les mesures. Les résultats des simulations en régime turbulent ne sont pas plus cohérents : le nombre de Nusselt peut devenir négatif, et la résistance en régime turbulent est supérieure à celle obtenue en régime laminaire. Les simulations faites avec un coefficient d'échange thermique obtenu grâce au calcul du nombre de Nusselt avec d'autres

formules telles que celles de J.Taine [III. 12], présentées au premier chapitre, ne sont pas non plus satisfaisantes.

Nous ne sommes donc plus dans le domaine de validité des formules classiques donnant le nombre de Nusselt. Une explication est envisagée : la taille des canaux est trop faible pour que l'écoulement de l'eau soit considéré comme fluide. Ce résultat corrobore la conclusion donnée par les chercheurs du LEGI (Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels) qui participent avec le LEG et le LPCS (Laboratoire de Physique des Composants à Semiconducteurs), entre autres, au programme régional, commencé il y a un an et qui s'intitule "Sondes pariétales de type MEMS en technologie silicium. Application au contrôle de l'écoulement". En effet, les premières études de microfluidique engagées par ce programme semblent démontrer que les principes de la mécanique des fluides classiques ne sont plus valables pour des canaux inférieurs à 100  $\mu\text{m}$ .

Pour ce qui est de la transition laminaire / turbulent, nous pouvons constater qu'elle a lieu pour un nombre de Reynolds de 1500 environ, pour des canaux larges de 650  $\mu\text{m}$  à 195  $\mu\text{m}$ . Dans la suite de ce travail, nous placerons donc la limite laminaire / turbulent à cette valeur du nombre de Reynolds.

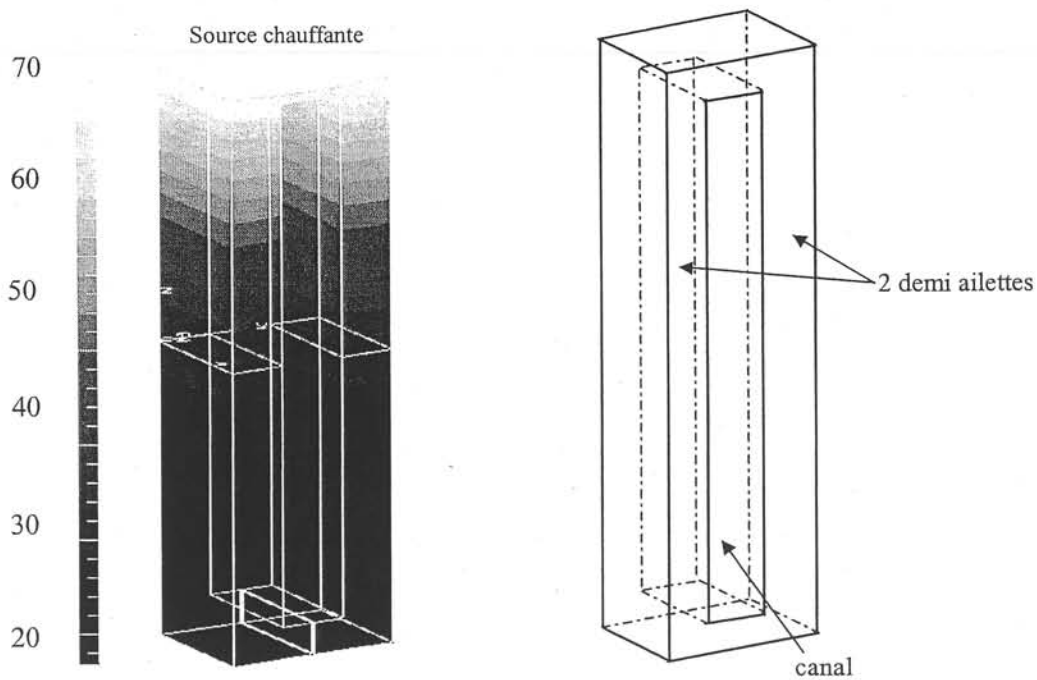
#### **III.2.4. Autres résultats donnés par les deux logiciels**

Nous venons d'exploiter le principal intérêt que présentent pour nous les deux logiciels, à savoir la connaissance de la température de jonction d'un composant chauffant en fonction des paramètres géométriques et hydrauliques d'un refroidisseur.

Voyons à présent les autres résultats qu'il est possible d'obtenir.

Nous l'avons dit, Flux 3D résout l'équation de la chaleur le long d'une ailette. Il est possible ensuite de tracer les isothermes dans cette ailette. C'est ce que nous avons fait sur la Figure III. 7. Compte tenu des différentes symétries, et pour gagner en temps de calcul, nous ne simulons qu'un motif constitué d'un canal et de ses deux demi ailettes situées de part et d'autre.





**Figure III. 7 :** Isothermes dans les deux demi ailettes, données par Flux 3D : simulation d'un canal et de ses deux demi-aiettes en silicium

Sur cette figure, nous voyons que les isothermes sont toutes parallèles entre elles et perpendiculaires à l'axe des ailettes. L'écoulement de la chaleur est donc unidirectionnel, selon l'axe Oz. Cette remarque nous sera très utile lors de l'élaboration du modèle analytique basé sur le bilan de puissance fait sur une tranche d'ailette. Il sera présenté dans le chapitre suivant.

Le logiciel Flotherm prend également en compte l'écoulement fluide dans le refroidisseur. Nous simulons la structure entière. Nous avons alors accès à la carte de la température dans le refroidisseur (Figure III. 8), mais aussi à la répartition des pertes de charge (Figure III. 10, Figure III. 11) et du vecteur vitesse (Figure III. 9). Grâce à ces simulations, nous avons pu vérifier, par exemple, que le fluide est réparti de façon uniforme dans les canaux dans la situation où les trous sont centrés (ce qui est le cas de nos refroidisseurs) : Figure III. 10, Figure III. 9. Une circulation du fluide avec les trous placés sur une diagonale ne permet pas une aussi bonne répartition Figure III. 11.

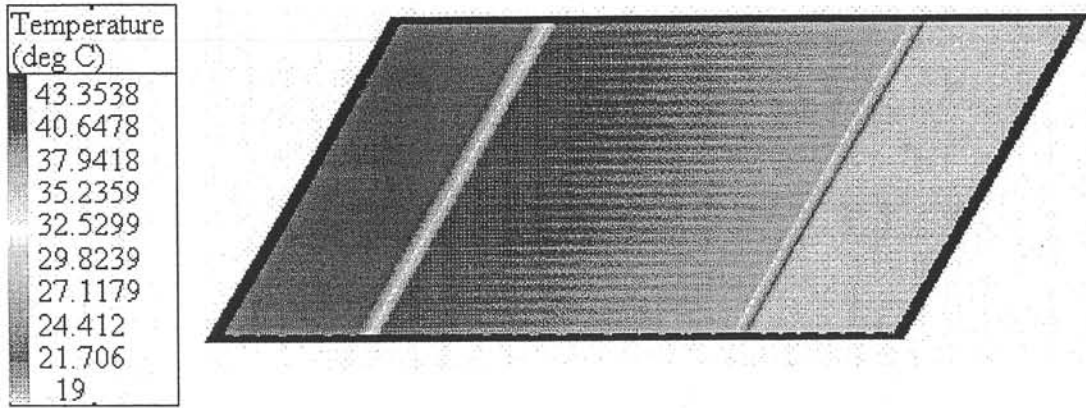


Figure III. 8 : Cartographie de la température du fluide dans le refroidisseur

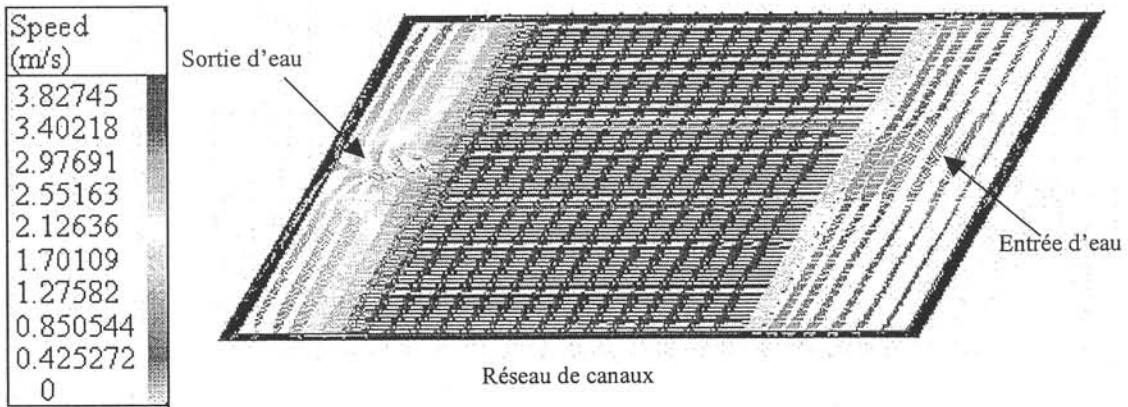


Figure III. 9 : Répartition du vecteur vitesse de fluide dans le refroidisseur

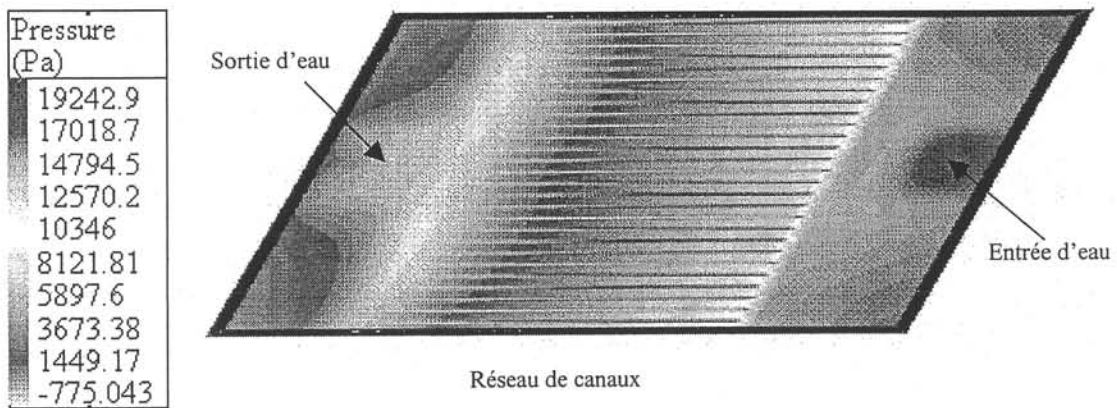


Figure III. 10 : Cartographie de la pression du fluide dans le refroidisseur dont les trous sont centrés par rapport aux collecteurs

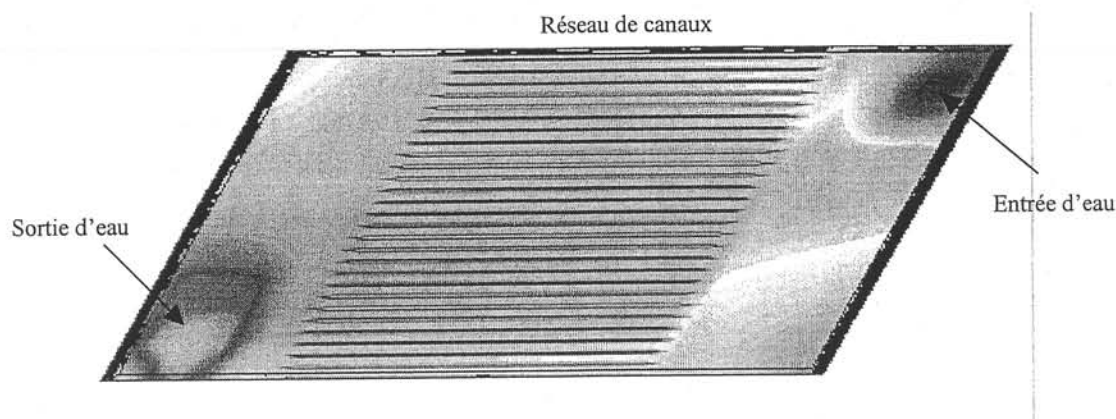


Figure III. 11 : Cartographie de la pression du fluide dans le refroidisseur dont les trous sont sur une diagonale

### III.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue l'expérimentation mise en œuvre pour caractériser hydrauliquement et thermiquement les refroidisseurs et les problèmes qu'elle pose. L'injection d'une puissance suffisante et mesurable sur la surface du microrefroidisseur en silicium reste un problème tant qu'on ne dispose pas d'une puce directement reportée sur la surface (telle que celle qui est utilisée dans le cas des refroidisseurs en cuivre) ou d'une puce directement intégrée dans le diffuseur en silicium. Cette expérimentation prouve cependant le bon comportement thermique des refroidisseurs en silicium.

L'utilisation des deux outils complémentaires de simulation, Flux3D et Flotherm, a été une étape essentielle dans l'étude des microrefroidisseurs. En effet, nous avons pu ainsi définir un domaine de validité des équations empiriques qui n'étaient testées que dans le cas de canaux millimétriques ; ce domaine semble s'étendre jusqu'à des largeurs des canaux comprises entre  $150\ \mu\text{m}$  et  $200\ \mu\text{m}$ . De plus, nous avons maintenant une idée de la valeur du nombre de Reynolds de transition "laminaire / turbulent" dans les microcanaux. Cependant, ces outils ont des temps de calcul trop longs qui les rendent peu efficaces en terme de conception. C'est pourquoi nous avons cherché à utiliser un modèle analytique qui sera plus à même de nous aider dans notre démarche d'optimisation géométrique, thermique et hydraulique des refroidisseurs en silicium.

Cependant la simulation numérique des comportements thermiques et hydrauliques des échanges présentée ici reste sujette à caution ; à titre d'exemple la détermination du nombre

de Nusselt, dont les formules sont données avec 20% d'erreur, conduit à des valeurs encore beaucoup trop imprécises.

Un travail, plus en amont, portant sur l'hydraulique et la thermique des microcanaux doit être mené. Certains sont en cours, notamment dans le cadre d'un programme "Thématiques prioritaires" de la région Rhône Alpes impliquant le LEGI, le LPCS et le LEG et dont nous avons parlé précédemment.

### Références :

- [III. 1] : L. Meysenc : "Etude des micro-échangeurs intégrés pour le refroidissement des semiconducteurs de puissance", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, février 1998.
- [III. 2] : D. Lafore : "Evaluation de la puissance dissipée dans un IGBT", rapport GdR Composant Electronique de Puissance / GIRCEP, ESIM, 1996.
- [III. 3] : C. Gramfort : "Détermination de la température d'un semiconducteur : méthode de la chute de tension directe", EPF'85, Grenoble, 1985.
- [III. 4] : C. Schaeffer : "Analyse des comportements électrique et thermique des interrupteurs de puissance IGBT à technologie hybride", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, janvier 1992.
- [III. 5] : E. Farjah : "Contribution aux caractérisations électrique et thermique des transistors de puissance à grille isolée", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, octobre 1994.
- [III. 6] : S. Dilhaire, T. Phan, E. Schaub, W. Claeys : "Sondes laser et methodologies pour l'analyse thermique à l'échelle micrométrique. Application à la microélectronique", Revue Générale de Thermique, vol. 37, n° 1, janvier 1998.
- [III. 7] : J.M Dorkel, P. Tounsi, P. Leturq : "Three dimensional thermal modeling based on the two-port network theory for hybrid or monolithic integrated power circuits", IEEE Trans. On Comp., Packaging and Manufacturing Technology, Vol. 19, n° 4, pp. 501-507, December 1996.
- [III. 8] : A. Weisberg, H.H. Bau : "Analysis of microchannels for integrated cooling", Inter. Journ. Of Heat and Mass Transfer, vol. 35, 1992, pp. 2465-2474.
- [III. 9] : C. Gillot : "Etude et réalisation d'une fonction interrupteur en technologie hybride à haute intégration", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, septembre 2000.
- [III. 10] : J.C. Sabonnadière, J.L. Coulomb : "Elements finis et CAO", Edition Hermès, Paris, 1986.
- [III. 11] : S. Raël : "Conception de micro-échangeurs dédiés au refroidissement des composants d'électroniques de puissance", Rapport post-doctoral, LEG, 1997.
- [III. 12] : J. Taine, J.P Petit : "Transferts thermiques, Mécanique des fluides anisothermes", édition Dunod Université, 1989.

## Chapitre IV : Modélisation analytique et optimisation

Dans le chapitre précédent, grâce aux deux logiciels de simulation numérique et aux résultats expérimentaux, nous avons validé les formules du nombre de Nusselt et du coefficient d'échange thermique  $h$ , présentées dans le premier chapitre, et défini leur domaine de validité. Cependant, nous l'avons vu, ces logiciels ont des temps de calcul prohibitifs pour la conception. Dans ce chapitre, nous présentons les modèles analytiques à une dimension et à trois dimensions que nous utiliserons pour la conception. La dernière partie est consacrée à l'adaptation d'une méthode d'optimisation.

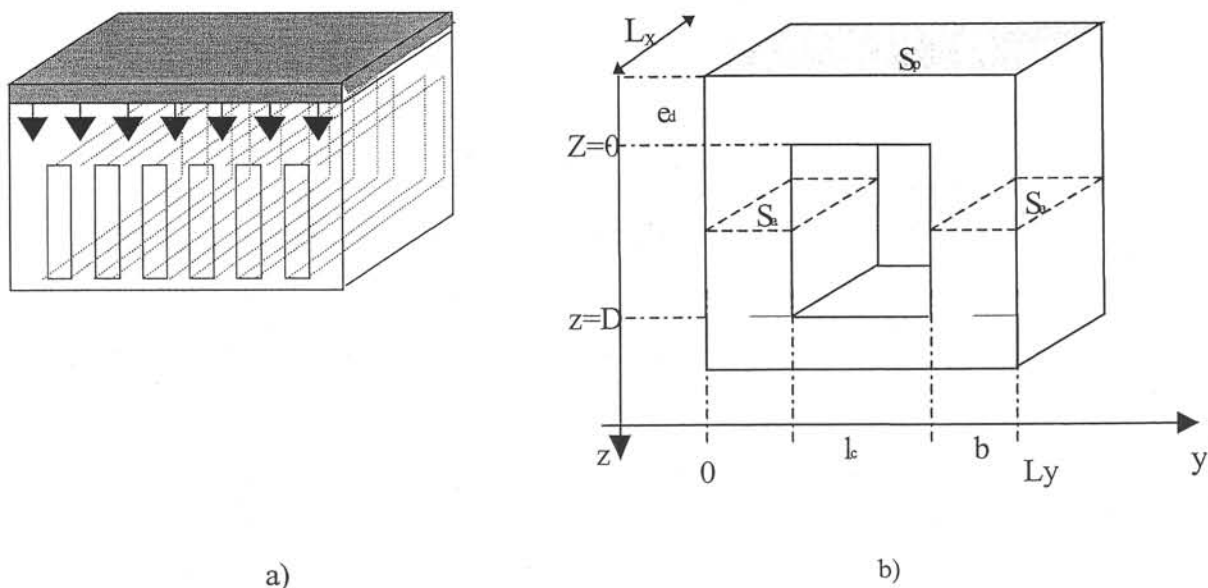
### IV.1. Modélisation analytique

L'objectif de ce chapitre est de définir un modèle analytique de la résistance thermique totale dépendant uniquement des paramètres géométriques du microrefroidisseur et des propriétés thermiques des matériaux utilisés. Cette démarche est pratiquement obligatoire si on veut procéder à une optimisation [IV. 1]. Ce travail est à faire pour les résistances de convection et de diffusion. En effet, en ce qui concerne la résistance capacitive, la formule analytique de l'équation eq.I.17 est suffisante.

L'obtention d'un modèle analytique n'est possible qu'en simplifiant le problème : il faut donc poser des hypothèses. Pour cela, nous considérerons deux cas : le cas simple pour lequel l'écoulement de la chaleur dans le refroidisseur est unidirectionnel (la surface de la puce est égale à la surface du diffuseur,  $S_p = S_d$ , voir le chapitre I) et le cas plus général d'un écoulement de flux de chaleur en trois dimensions ( $S_p < S_d$ ). Dans tous les cas, compte tenu des résultats des simulations numériques dans les ailettes, le flux de chaleur, dans ces dernières, sera toujours considéré unidirectionnel et parallèle à l'axe Oz : les isothermes sont donc des plans perpendiculaires à Oz et caractérisées par leur température  $T(z)$ .

Notre objectif étant le dimensionnement d'un microrefroidisseur, nous n'étudions que le cas du régime permanent.

## IV.1.1. Modèle analytique à une dimension



**Figure IV. 1 :** a) Cas d'un écoulement du flux de chaleur 1D, b) Paramètres géométriques d'un canal rectangulaire et de ses deux demi-ailettes

Nous avons vu que, compte tenu des symétries et de l'unidirectionnalité du flux suivant l'axe Oz, le domaine d'étude pouvait être réduit à celui présenté sur la Figure IV. 1b où la côte b est la largeur d'une demi ailette.

Les conditions aux frontières sont :

- l'injection surfacique de puissance est uniforme (la densité de flux  $\varphi_p$  est constante) sur la face supérieure,
- la température du fluide est uniforme et égale à  $T_a$ ,
- l'échange thermique entre le fluide et les parois se fait uniquement par convection forcée et il est caractérisé par un coefficient d'échange thermique h constant sur toute la surface d'échange,
- les frontières  $y = 0$  et  $y = L$  sont adiabatiques du fait de l'unidirectionnalité du flux la frontière  $z = D$  est également considérée comme adiabatique :  $\varphi(D)=0$ . En  $z = D$ , le matériau est donc à la température du fluide :  $T(D)=T_a$ . Nous avons présenté la justification d'une telle hypothèse dans le chapitre précédent.

#### IV.1.1.1. Résistance de diffusion

Dans ce cas, nous utilisons directement l'expression donnée au chapitre I (eq. I.11) :

$$R_{\text{cdiff}} = \sum_{i=1}^n \frac{e_{di}}{k_{di}} = \frac{T_j - T(0)}{\varphi} \quad \text{eq.IV. 1}$$

où n est le nombre de couches constituant le diffuseur.

#### IV.1.1.2. Résistance de convection

Dans le domaine  $z = 0$  à  $z = D$ , tout l'échange thermique se fait par convection forcée.

Le bilan de puissance sur une tranche d'ailette comprise entre  $z$  et  $z+dz$  s'écrit donc :

$$S_a(z) \cdot \varphi(z) = S_a(z+dz) \cdot \varphi(z+dz) + h \cdot (T(z) - T_a) \cdot dS_c(z) \quad \text{eq.IV. 2}$$

Avec  $S_a$ , la surface d'ailette et  $S_c$  la surface d'échange convectif (Figure IV. 1b).

La loi de Fournier s'écrit :

$$\varphi(z) = -k_{si} \cdot \frac{dT(z)}{dz} \quad \text{eq.IV. 3}$$

Et conduit à l'équation différentielle suivante :

$$k \cdot \frac{d}{dz} (S_a(z) \cdot \frac{dT}{dz}) = h(T(z) - T_a) \cdot \frac{dS_c}{dz} \quad \text{eq.IV. 4}$$

Les conditions aux limites sont d'une part :

$$\varphi(D) = 0 \quad \text{eq.IV. 5}$$

et d'autre part, en appliquant la continuité en  $z=0$  :

$$S_a(0) \varphi(0) = S_p \varphi_p - h(T(0) - T_a) S_c(0) \quad \text{eq.IV. 6}$$

La résolution de l'eq.IV. 4 dépend de la section de canaux, nous distinguerons ici deux cas.

##### IV.1.1.2.a. Canaux de section rectangulaire

Dans ce cas, les surfaces d'ailette et d'échange s'écrivent respectivement :

$$S_a(z) = 2bL_x \quad \text{eq.IV. 7}$$

$$S_c(z) = L_x(l_c + 2z)$$

En posant l'élévation de la température :

$$\theta(z) = T(z) - T_a \quad \text{eq.IV. 8}$$



On trouve l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} = \beta^2 \cdot \theta(z) \quad \text{eq.IV. 9}$$

avec  $\beta = \sqrt{\frac{h}{\alpha \cdot k_{si} \cdot l_c}}$

La solution de l'équation différentielle est de la forme :

$$\theta(z) = A \cdot \text{sh}(\beta z) + B \cdot \text{ch}(\beta z) \quad \text{eq.IV. 10}$$

Compte tenu des conditions aux limites, nous obtenons la température selon z :

$$\theta(z) = \theta_0 \cdot \frac{\text{ch}(\delta u \cdot (1 - \frac{z}{l_c}))}{\text{ch}(\delta u)} \quad \text{eq.IV. 11}$$

où  $u = \sqrt{\frac{h \cdot l_c}{\alpha \cdot k_{si}}}$

avec  $\alpha = \frac{b}{l_c}$  ;  $\delta = \frac{D}{l_c}$

Et le flux de chaleur :

$$\varphi(z) = \varphi_0 \cdot \frac{\text{sh}(\delta u \cdot (1 - \frac{z}{l_c}))}{\text{sh}(\delta u)} \quad \text{eq.IV. 12}$$

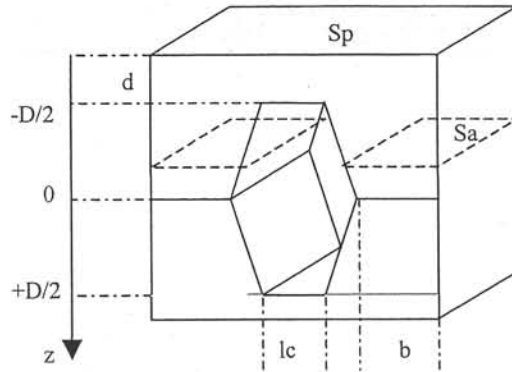
avec  $\varphi_0 = u \cdot \text{th}(\delta u) \cdot \frac{k_d}{l_c} \cdot \theta_0$

Nous écrivons alors la résistance carrée de convection pour un refroidisseur à canaux rectangulaires [IV. 7] :

$$R_{\text{conv}} = \frac{\theta_0}{\varphi_p} = \frac{1+2\alpha}{h} \cdot \frac{1}{1+2 \cdot \frac{\text{th}(\delta u)}{u}} \quad \text{eq.IV. 13}$$

#### IV.1.1.2.b. Canaux à section hexagonale

Les canaux à section hexagonale s'obtiennent par le collage de deux plaques possédant des tranchées trapézoïdales. Pour étudier des canaux à section trapézoïdale correspondant à notre prototype, il suffit de limiter le domaine d'étude, représenté en Figure IV. 2, à  $-D/2 < z < 0$ .



**Figure IV. 2 :** Paramètres géométriques d'un canal hexagonal et de ses deux demi ailettes

Dans ce cas, les surfaces d'ailettes et d'échange s'écrivent respectivement :

$$S_a(z) = 2L_x((b+a) - \tan(\gamma)z)$$

eq.IV. 14

$$S_c(z) = L_x(l_c + \frac{2}{\cos\gamma}z)$$

La démarche pour aboutir à  $R_{cconv}$  est la même que dans le cas des canaux rectangulaires, cependant, étant donnée la dépendance en  $z$  des deux surfaces, les calculs sont beaucoup plus fastidieux.

Pour les résoudre, nous avons utilisé le logiciel de calcul Macsyma. La formule de  $R_{cconv}$  obtenue est compliquée et longue, c'est pourquoi nous la présentons en annexe 3.

Remarque : si l'on veut travailler avec des canaux de section triangulaire, il suffira de reprendre les formules de l'eq.IV. 14 ci-dessus en posant  $l_c = 0$ .

### IV.1.1.3. Validation du modèle à une dimension

#### IV.1.1.3.1. Canaux de section rectangulaire

Pour vérifier la validité de l'équation analytique de la résistance de convection en fonction des paramètres géométriques des canaux (eq.IV. 13), nous avons comparé dans le Tableau IV. 1 les résultats obtenus par l'utilisation de cette équation avec des résultats expérimentaux présentés dans le chapitre précédent (Tableau III.2).

	Q l.min <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> mesure K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> modèle analytique K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	écart mesure/ modèle %	R <sub>c</sub> simulation numérique K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	régime d'écoulement	Reynolds
<b>Proto Cu 1</b>	0,63	0,27	0,25	7,4	0,253	laminaire	353
	1,33	0,24	0,234	2,5	0,237	laminaire	745
	1,75	0,23	0,23	0	0,234	laminaire	980
	2	0,22	0,23	4,5	0,233	laminaire	1120
	3,5	0,2	0,22 0,19	10 5	0,23 0,19	laminaire turbulent	1960
<b>Proto Cu 2</b>	0,5	0,31	0,34	9,6	0,344	laminaire	643
	0,7	0,26	0,33	27	0,313	laminaire	901
	1	0,23	0,32	39	0,32	laminaire	1287
	1,3	0,22	0,23	4,5	0,24	turbulent	1673

**Tableau IV. 1** : Comparaison des valeurs mesurées des résistances carrées totales avec celles obtenues par le modèle analytique, dans le cas de refroidisseurs en cuivre à canaux de section rectangulaire.

Nous constatons une erreur faible de l'ordre de 6%. Cette erreur est du même ordre que celle constatée avec la simulation numérique, également présentée dans le tableau. La même comparaison a été faite pour les prototypes en silicium à section rectangulaire, Tableau IV. 2.

Dans ce tableau, les résultats expérimentaux, R<sub>c</sub> mesure, sont, comme dans le chapitre précédent (Tableau III.6) les résistances mesurées, auxquelles nous avons soustrait une résistance de graisse thermique correspondant à une couche de graisse de 40 μm.

Comme dans le cas du cuivre, la simulation analytique donne des résultats comparables à ceux des méthodes numériques, avec les mêmes problèmes de précision par rapport aux résultats expérimentaux.

	Q l.min <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> mesure K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> modèle analytique K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	écart mesure/ modèle %	R <sub>c</sub> simulation numérique K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	régime d'écoulement	Reynolds
<b>Proto</b> <b>Si 1</b>	1	0,42	0,5	19	0,46	turbulent	1871
	1,5	0,34	0,33	3	0,31	turbulent	2808
	2	0,29	0,25	14	0,24	turbulent	3744
<b>Proto</b> <b>Si 2</b>	0,6	0,35	0,38	8	0,37	laminaire	800
	1	0,32	0,36	12,5	0,33	laminaire	1332
<b>Proto</b> <b>Si 3</b>	0,5	0,39	0,18	53	0,14	laminaire	534
	1	0,277	0,15	45	0,107	laminaire	1068
	1,2	0,25	0,14	44	0,102	laminaire	1281

**Tableau IV. 2** : Comparaison des valeurs mesurées des résistances carrées totales (à laquelle nous avons soustrait la résistance thermique d'une couche de graisse de 40 μm d'épaisseur) avec celles obtenues par le modèle analytique, dans le cas de refroidisseurs en silicium à canaux de section rectangulaire.

L'examen de la formule de R<sub>cconv</sub> de l'équation eq.IV. 13 montre que, si les ailettes étaient parfaites (c'est-à-dire de conductivité k<sub>Si</sub> infinie), alors :

$$u = \sqrt{\frac{h \cdot l_c}{\alpha \cdot k_{Si}}} \rightarrow 0 \quad \text{eq.IV. 15}$$

et donc R<sub>cconv</sub> devient :

$$R_{cconv} \rightarrow \frac{1}{h} \cdot \frac{1+2\alpha}{1+2\delta}$$

$$\text{où } \alpha = \frac{b}{l_c} \text{ et } \delta = \frac{D}{l_c}$$

Le terme 1/h représente la résistance carrée de convection d'un refroidisseur plan. On voit que la résistance carrée de convection du microrefroidisseur à ailettes parfaites est multipliée par l'expression  $\frac{1+2\alpha}{1+2\delta}$  ; en développant cette expression, on constate qu'elle est égale au facteur S<sub>p</sub>/S<sub>c</sub>. Pour réduire R<sub>cconv</sub> il faut donc augmenter h et la surface d'échange c'est-à-dire diminuer α et augmenter δ.

Nous avons vu dans le premier chapitre que h croît avec δ, dans le domaine d'étude qui nous intéresse, pour l'exemple d'un régime laminaire. L'augmentation de δ est donc bénéfique pour les deux conditions. Il reste maintenant à minimiser α.

Pour les refroidisseurs en silicium, nous travaillons avec des plaques d'épaisseur standard. La profondeur  $D$  est donc limitée et fixée au maximum réalisable.

Or, si  $D$  est fixée, il faut diminuer la largeur des canaux  $l_c$  pour augmenter  $\delta$ . Et si  $l_c$  diminue, il faut réduire d'autant plus  $b$  pour diminuer  $\alpha$ .

Pour diminuer au maximum la résistance, il faut réaliser des canaux et des ailettes étroits et profonds et donc réaliser des refroidisseurs avec un grand nombre de canaux par unité de longueur.

Mais en réalité, les ailettes ne sont pas parfaites,  $u$  ne "tend" donc plus vers zéro, nous retrouvons donc l'équation de  $R_{cconv}$  :

$$R_{cconv} = \frac{1+2\alpha}{h} \cdot \frac{1}{1+2 \cdot \frac{\text{th}(\delta u)}{u}} \quad \text{eq.IV. 16}$$

Les thermiciens parlent d'efficacité d'ailette  $\varepsilon$  :

$$\varepsilon = \frac{1+2 \cdot \frac{\text{th}(\delta u)}{u}}{1+2\delta} \quad \text{et } \varepsilon \leq 1; \quad \varepsilon = 1 \text{ si l'ailette est parfaite) } \quad \text{eq.IV. 17}$$

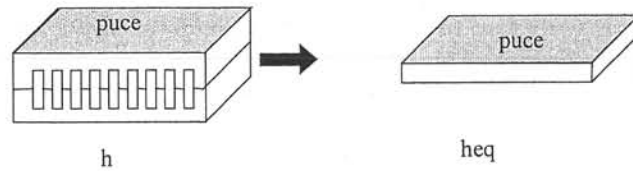
On écrit donc:

$$R_{cconv} = \frac{1}{\varepsilon h} \cdot \frac{S_p}{S_c} \quad \text{eq.IV. 18}$$

Pour réduire  $R_{cconv}$ , il faut augmenter la surface d'échange  $S_c$  et le coefficient d'échange thermique  $h$ , tout en maintenant l'efficacité d'ailette la plus proche de 1. Cela implique deux contraintes contradictoires sur la géométrie des ailettes et des canaux : ils doivent être étroits et longs pour augmenter la surface d'échange et le coefficient  $h$  ; les ailettes ne doivent pas être trop étroites, ni trop longues, pour conserver une bonne efficacité. Ces résultats justifient notre démarche de dimensionnement par l'emploi d'une méthode d'optimisation.

Nous introduisons ici la notion de coefficient d'échange thermique équivalent :  $h_{eq}$ . Ce coefficient est déterminé de façon à ce que la résistance de convection carrée d'un microrefroidisseur plan de surface  $S_p$  soit égale à celle d'un microrefroidisseur à ailettes de surface d'échange  $S_c$ , [IV. 2]. Dans ces conditions :

$$h_{eq} = \frac{1}{R_{cconv}} \quad \text{eq.IV. 19}$$



**Figure IV. 3 :** Refroidisseur à canaux et son refroidisseur plan équivalent

Cette méthode, qui consiste à découpler la partie microcanaux du diffuseur, peut être utilisée lors de simulations avec Flux3D. Le temps de calcul en est ainsi considérablement réduit. En effet, la partie canaux et ailette est éliminée, ce qui, non seulement diminue le domaine d'étude, mais aussi relâche la contrainte existante sur le maillage, puisqu'il n'y a plus de zones étroites (ailettes) à traiter.

Nous avons également calculé les pertes de pression par la formule eq. I.22 rappelée ici :

$$\Delta P = \frac{4 \cdot C_f \cdot L}{D_h} \cdot \rho \frac{V^2}{2} \tag{eq.IV. 20}$$

La comparaison avec les pertes mesurées fait l'objet du Tableau IV. 3.

	Q l/min	$\Delta P$ mesurées Bar	$\Delta P$ modélisées Bar	Erreur %
<b>Proto</b>	1	0,2	0,09	55
<b>Si 1</b>	1,5	0,4	0,19	52
	2	0,66	0,32	51
<b>Proto</b>	0,6	0,24	0,14	41
<b>Si 2</b>	1	0,66	0,23	65
<b>Proto</b>	0,5	0,35	0,58	65
<b>Si 3</b>	1	1	1,17	17
	1,2	1,2	1,4	16

**Tableau IV. 3 :** Comparaisons entre les valeurs pertes de pression mesurées et modélisées avec les équations I.23 et I.25.

Nous pouvons remarquer que pour les prototypes silicium 1 et 2, les pertes de pression réelles sont jusqu'à deux fois supérieures à celles calculées. Ceci s'explique par le fait que la mesure nous donne les pertes de pression du système total (canaux, collecteurs, tuyauterie), alors que

le modèle ne fournit que les pertes de pression dues aux canaux. Il est important de remarquer que la majorité des pertes se fait dans le réseau de canal, ce qui assure une bonne répartition du fluide dans ce réseau. Du plus, le coefficient de frottement utilisé pour le calcul de ces pertes, eq. I.23 et eq. I.25, est donné empiriquement pour des canaux dont les parois sont lisses. Or, comme nous l'avons vu, la présence de "scalping" sur les flancs des canaux et "d'herbe" sur le fond modifie de façon non négligeable la valeur de ce coefficient.

Pour ce qui est du prototype Si 3, nous voyons que la différence entre la mesure et la théorie est plus faible. Il semblerait que les pertes de pression dues aux collecteurs et au montage hydraulique deviennent négligeables par rapport à celles dues aux canaux, d'où une erreur minimisée. Cependant, il est possible que les équations du coefficient de frottement ne soient plus valables dans cette gamme de largeur de canal.

Nous pouvons cependant conclure sur le fait qu'il faudra, lors d'une optimisation, contraindre les pertes de pression théoriques à une valeur jusqu'à deux fois plus petite que celle réellement tolérée.

#### IV.1.1.3.2. Canaux de section hexagonale

	Q l.min <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> mesure K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	R <sub>c</sub> modèle analytique K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup>	écart mesure/ simulation %	régime d'écoulement	Reynolds
<b>Proto</b>	1	0,59	0,42	29	turbulent	3430
<b>Si 4</b>	1,5	0,43	0,32	25	turbulent	5140
	2	0,4	0,26	37	turbulent	6850

**Tableau IV. 4 :** Comparaison des valeurs mesurées des résistances carrées totales (à laquelle nous avons soustrait la résistance thermique d'une couche de graisse de 40 μm d'épaisseur) avec celles obtenues par le modèle analytique, voir annexe 3, dans le cas de refroidisseurs en silicium à canaux de section trapézoïdale.

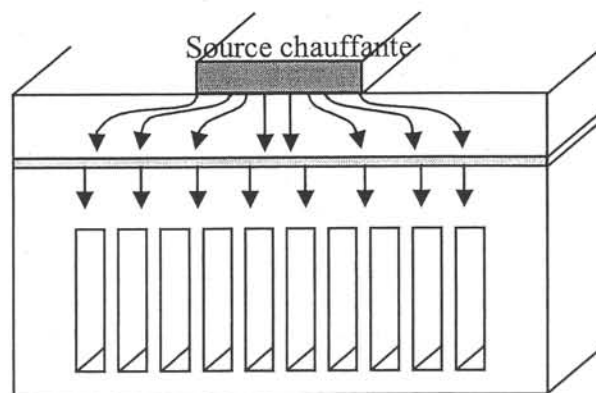
Les résultats analytiques ne sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux (erreur moyenne de 30 %). Ceci est essentiellement dû au fait que le nombre de Nusselt dans le cas de canaux de section trapézoïdales n'a pas été aussi bien traité, dans la littérature, que celui de canaux de section rectangulaire. Dans notre cas, nous avons considéré le trapèze comme un demi cercle et utilisé la formule du nombre de Nusselt donné pour des canaux de section circulaire :

$$\text{Nu} = 0,023 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,4} \quad \text{eq.IV. 21}$$

Cette approximation n'est pas très fine, cependant, le modèle analytique des canaux trapézoïdaux existe et pourra être utilisé pour des applications diverses futures dont le nombre de Nusselt sera connu (notamment dans le cas d'échangeur double phase). Mais, comme nous l'avons justifié précédemment, les performances obtenues en monophasique étant médiocres, nous ne poursuivrons pas dans cette voie. [IV. 3], [IV. 4].

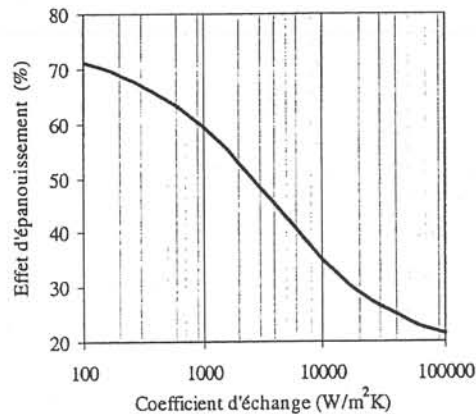
#### IV.1.2. Modèle analytique à trois dimensions

Ce modèle devient nécessaire dès que les dimensions de la puce sont inférieures à celles de la surface du diffuseur ( $S_p < S_d = L_{dx} \cdot L_{dy}$ ). Le problème est d'autant plus intéressant lorsque le diffuseur est constitué de plusieurs matériaux (Cu-AlN-Cu ou Si-SiO<sub>2</sub>-Si) (Figure IV. 4). Il s'agit alors de calculer la valeur des résistances de diffusion de chaque couche du diffuseur. L'équipe du LAAS a développé une méthode analytique, dans le logiciel LAASTHERM ([IV. 6]) bien adaptée à ce type de calcul si la surface d'échange convectif est un plan et si le paramètre  $h$  est connu ; les résultats de ces études ont mis en évidence l'influence du paramètre  $h$  sur l'épanouissement du flux thermique dans le diffuseur : plus  $h$  est grand et moins l'effet d'épanouissement pour une structure donnée est important.



**Figure IV. 4 :** Effet d'épanouissement : le flux de chaleur s'étale pour rencontrer une plus grande surface d'échange.





**Figure IV. 5** : Evolution de l'effet d'épanouissement en fonction du coefficient h

Nous allons nous inspirer de ces travaux en faisant l'hypothèse que nous pouvons découpler l'étude en deux étapes :

- les canaux et les ailettes sont remplacés par un plan de surface  $S_d$  de coefficient d'échange thermique  $h_{eq}$  défini précédemment.
- les résistances de diffusion des différentes couches sont calculées en tenant compte de l'épanouissement du flux, et donc en utilisant un modèle à trois dimensions.

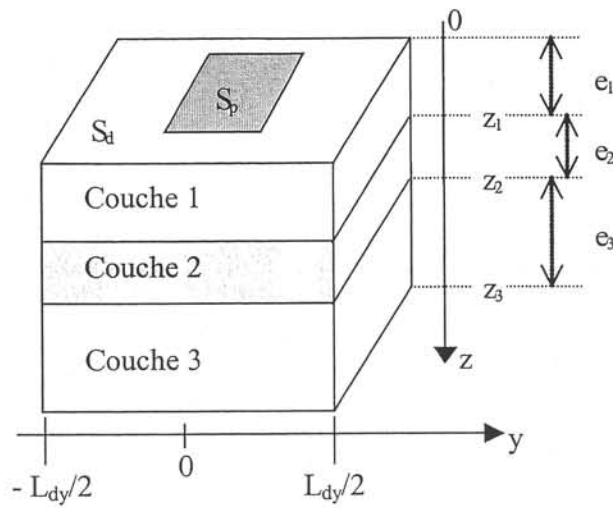
Le modèle analytique proposé par S. Rael, [IV. 7], n'est intéressant que s'il est facile à employer. C'est en particulier le cas pour des systèmes monopuces qui font l'objet de notre étude et pour lesquels la puce est centrée sur le refroidisseur. Nous nous plaçons dans le cas où l'empilement est parallélépipédique.

Nous limiterons notre étude à trois couches : les couches 1 et 3 sont en silicium, la couche 2 est un isolant électrique, ici de l'oxyde de silicium (Figure IV. 6). L'étude peut être généralisée à n couches.

Dans cette étude :

le flux  $\phi_p$  sous la source chauffante est imposé et constant, il est nul à l'extérieur de la source.

- Les parois  $x = \pm L_{dx}/2$  et  $y = \pm L_{dy}/2$  sont adiabatiques : on appliquera une condition aux limites dite de Neumann particulière, à savoir :  $-k \cdot \frac{dT}{dy} = 0$
- Les interfaces entre les couches peuvent être caractérisées par une conductance thermique  $g_i$
- La face inférieure permet un échange convectif caractérisé par un coefficient d'échange thermique équivalent  $h_{eq}$ .



**Figure IV. 6 :** Refroidisseur monopuce à diffuseur multicouches parallélépipédiques, avec épanouissement de la chaleur

Nous noterons,  $\theta(x,y,z) = T(x,y,z) - T_a$ , l'échauffement d'un point du système par rapport à la température du fluide supposée constante ( $T_a$ ).

Dans chaque couche, l'équation à résoudre est :

$$\Delta\theta = 0 \quad (\text{Laplacien de l'augmentation de température égale à zéro}).$$

Nous recherchons une solution par la méthode de séparation des variables. Pour la  $m^{\text{ième}}$  couche, nous poserons :

$$\theta_m(x,y,z_m) = X_m(x) \cdot Y_m(y) \cdot Z_m(z_m) \tag{eq.IV. 22}$$

avec  $z_1 = z$

$$z_m = z - \sum_{i=1}^{m-1} e_i$$

La résolution de cette équation, et l'application des conditions de Neumann sur les surfaces latérales conduisent à une solution de la forme :

$$\theta_m(x,y,z_m) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} (A_{ij}(m) \cdot \text{sh}(\gamma_{ij} z_m) + B_{ij}(m) \cdot \text{ch}(\gamma_{ij} z_m)) \cdot \cos(\alpha_i x) \cdot \cos(\beta_j y) \tag{eq.IV. 23}$$

avec :  $\alpha_i = i \cdot \frac{2\pi}{L_{dx}}$

$$\beta_j = j \cdot \frac{2\pi}{L_{dy}}$$

$$\gamma_{ij} = \sqrt{\alpha_i^2 + \beta_j^2}$$

Pour obtenir la solution, il faut déterminer les coefficients  $A_{ij}(m)$  et  $B_{ij}(m)$  en appliquant les autres conditions aux limites.

La condition de Neumann sur la surface supérieure est la suivante :

Le flux  $\phi_p$  est imposé sous la puce et nul ailleurs. Pour trouver la solution analytique du problème, on introduit une fonction source  $s(x,y)$  qui est définie de la façon suivante :

$$s(x,y) = \phi_p s_x(x) \cdot s_y(y) \quad \text{eq.IV. 24}$$

où  $s_x$  et  $s_y$  sont des fonctions présentées sur la Figure IV. 7 :

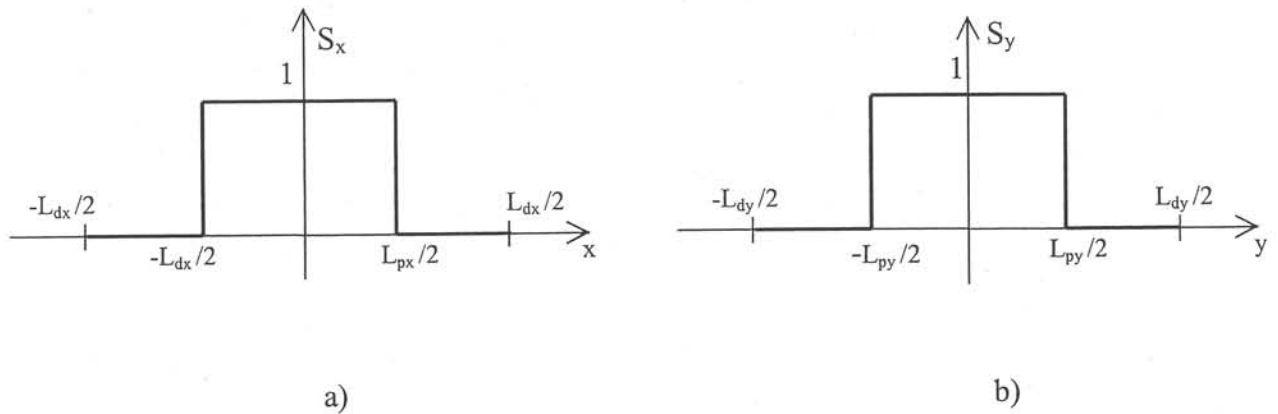


Figure IV. 7 : Définition des fonctions  $s_x$  et  $s_y$

La condition de Neumann sur la surface supérieure s'écrit donc :

$$-k_1 \frac{\partial \theta}{\partial z}(x, y, 0) = s(x, y) \quad \text{eq.IV. 25}$$

Cette condition permet de calculer les  $A_{ij}(1)$  à condition d'écrire  $s_x$  et  $s_y$  sous la forme d'une somme de termes en  $\cos(\alpha_i x)$  ou en  $\cos(\beta_j y)$ . Ce résultat est obtenu en décomposant en séries de Fourier les fonctions périodiques paires de périodes  $L_{dx}$  et  $L_{dy}$  et dont les motifs sont représentés en Figure IV. 7.

Nous appliquons alors les conditions de continuité aux interfaces 1,2 et 2,3 à savoir :

$$\theta_{m+1}(x, y, 0) = \theta_m(x, y, e_m) - \frac{1}{g_m} \phi_m(x, y, e_m) \quad \text{eq.IV. 26}$$

$$\phi_{m+1}(x, y, 0) = \phi_m(x, y, e_m) \quad \text{eq.IV. 27}$$

La condition d'échange convectif sur la face arrière donne :

$$-k_3 \frac{\partial \theta_3}{\partial Z} \Big|_{z=e_3} = h_{eq} \cdot \theta_3(x, y, z) \Big|_{z=e_3}$$

$$B_{ij}(3) = \frac{k_3 \gamma_{ij} + h_{eq} \cdot \tanh(\gamma_{ij} e_3)}{h_{eq} + k_3 \gamma_{ij} \tanh(\gamma_{ij} e_3)} A_{ij}(3) \quad \text{eq.IV. 28}$$

Ces conditions aux interfaces permettent le calcul des coefficients  $A_{ij}(m)$  et  $B_{ij}(m)$  et par conséquent celui de la température en tout point. Ce calcul est donné en annexe 4.

Nous obtenons alors l'équation analytique de la résistance thermique d'un diffuseur multicouches dans le cas d'un écoulement du flux de chaleur tridimensionnel. La résistance thermique totale s'obtient en additionnant cette résistance aux deux autres (convective et capacitive).

Dans le cas unidimensionnel, nous avons procédé à une validation expérimentale. En ce qui concerne le cas tridimensionnel, nous n'avons pas disposé de prototypes ayant une isolation électrique par couche d'oxyde. Des simulations nous ont montré que l'effet d'épanouissement existant dans un diffuseur simple-couche (uniquement constitué de silicium) n'est pas flagrant ; c'est pourquoi, étant données les incertitudes de mesures dont nous avons parlé dans le chapitre précédent, une expérimentation, dans ce cas simple-couche, ne nous a pas paru pertinente. Pour cette raison, nous ne présentons pas de comparaison mesure / modèle "3D".

Il n'en demeure pas moins que cette modélisation analytique est opérationnelle et nécessaire dans le cas classique cuivre – nitrure d'aluminium – cuivre, qui n'est pas l'objet de ce travail. L'outil que nous venons de présenter est prêt à être utilisé dans ce cas, il peut également être étendu aux modules multipuces et permettre leur optimisation thermique.

### IV.1.3. Conclusion

Nous avons mis au point et testé deux modèles analytiques simples d'emploi donnant des résultats comparables à ceux que nous avons obtenus par les simulations numériques et réduisant fortement les temps de calcul. Les valeurs quantitatives des performances ne sont pas toujours d'une grande précision, cependant ces modèles donnent bien, dans les limites de leur domaine de validité, des évolutions correctes de la résistance thermique totale et des pertes de pression, en fonction des paramètres géométriques.

S'ils sont très utiles à l'étude des variations des paramètres les uns par rapport aux autres, ces modèles ne permettent pas une optimisation complète aisée d'un refroidisseur, étant donné le nombre de variables et la complexité des équations.

C'est pourquoi nous avons travaillé, en collaboration avec l'équipe Conception et Diagnostic Intégrés du LEG, à l'adaptation d'un logiciel d'optimisation à notre problème [IV. 8].

## IV.2. Optimisation

Cette étude a pour but l'optimisation d'un refroidisseur complet, c'est-à-dire la minimisation de la résistance thermique totale, mais aussi celle d'autres paramètres tels que les pertes de pression. Il s'agit d'une optimisation sous contraintes utilisant le logiciel spécialisé, PASCOSMA, conçu au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble [IV. 9], [IV. 8] dans lequel nous avons introduit les modèles analytiques présentés dans les paragraphes précédents. Cet outil met en oeuvre une méthodologie pour le dimensionnement de dispositifs modélisables analytiquement, et évite toute programmation au concepteur. L'outil génère directement un programme d'optimisation sous contraintes, à partir du modèle analytique et d'une fonction "objectif".

Avant de décrire notre application avec PASCOSMA de façon plus détaillée, nous allons donner quelques généralités sur les méthodes d'optimisation.

### IV.2.1. Outil d'optimisation

#### IV.2.1.1. Dimensionnement en tant que problème d'optimisation sous contraintes

Le problème de dimensionnement d'un système se résume ainsi : trouver les valeurs des paramètres géométriques et de fonctionnement qui, tout en vérifiant les contraintes (technologiques et/ou économiques), minimisent la résistance carrée totale  $R_{ctot}$  qui est appelée fonction "objectif". En terme d'équation, ceci peut s'écrire ainsi :

$$\text{Minimiser} \quad : f_{obj}=f(a,b,c...) \quad \text{eq.IV. 29}$$

$$\begin{aligned} \text{Soumis aux contraintes} \quad : \quad & a_{min} < a < a_{max} \\ & b_{min} < b < b_{max} \\ & c_{min} < c < c_{max} \end{aligned} \quad \text{eq.IV. 30}$$

Mais la résolution de ce problème ne peut pas se faire directement avec les formulations eq.IV. 29 et eq.IV. 30 , car il faut rendre explicites les relations entre les différents paramètres. Ces relations sont évidemment contenues dans le modèle analytique du dispositif. Elles constituent le modèle analytique brut qui, lorsque nous lui associons la fonction "objectif", devient le modèle optimisable brut.

#### IV.2.1.2. Reformulation du problème : du “ modèle brut ” à une formulation directement solvable

Pour obtenir une formulation équivalente à la précédente (eq.IV. 29 et eq.IV. 30), mais qui soit directement solvable, il faut d’abord faire apparaître de façon explicite les liens entre les différents paramètres. Une des façons d’effectuer cette “ manipulation symbolique ” est de partir de l’expression de la fonction "objectif" dans laquelle on substitue tous les paramètres qui apparaissent et dont on dispose d’une expression d’égalité. Ces opérations de substitution doivent être faites de façon récurrente jusqu’à que l’on ne puisse plus continuer par « manque » d’expressions. Cette manipulation doit être faite pour tous les paramètres soumis à des contraintes.

A la fin de ce traitement, nous obtenons un ensemble de paramètres, appelés paramètres d’entrée  $P_e$ , en fonction desquels tous les autres paramètres (la fonction "objectif", les paramètres sous contrainte, autres), peuvent être exprimés. Ces derniers seront appelés paramètres de sortie  $P_s$ . Ce n’est qu’après ces opérations que le problème peut être formulé de façon directement solvable par un algorithme d’optimisation ; le problème se présente donc sous la forme :

$$\text{Minimiser : } f_{obj}(P_{e_1}, P_{e_2}, \dots, P_{e_n}) \tag{eq.IV. 31}$$

Soumis aux contraintes :

$$\begin{aligned} P_{s_{1\min}} &\leq P_{s_1}(P_{e_1}, P_{e_2}, \dots, P_{e_n}) \leq P_{s_{1\max}} \\ P_{s_{2\min}} &\leq P_{s_2}(P_{e_1}, P_{e_2}, \dots, P_{e_n}) \leq P_{s_{2\max}} \\ &\dots \\ P_{s_{m\min}} &\leq P_{s_m}(P_{e_1}, P_{e_2}, \dots, P_{e_n}) \leq P_{s_{m\max}} \\ P_{e_{1\min}} &\leq P_{e_1} \leq P_{e_{1\max}} \\ &\dots \\ P_{e_{N\min}} &\leq P_{e_N} \leq P_{e_{N\max}} \end{aligned} \tag{eq.IV. 32}$$

Il est important de remarquer que selon l'ordre dans lequel sont faites les substitutions, d'une part, nous obtenons un nombre et à un ensemble différent de paramètres d'entrée, et d'autre part, ce travail de substitution pourra être plus ou moins difficile selon la complexité du problème. Seul le nombre  $N$  de paramètres d'entrée trouvés ne change pas, il sera toujours supérieur ou égal au degré de liberté du modèle.

#### **IV.2.1.3. Algorithmes d'optimisation**

Les algorithmes utilisent en général la méthode des gradients. Il existe plusieurs types d'algorithmes d'optimisation qui diffèrent essentiellement par la manière de traiter les dérivées qui sont soit approchées numériquement, soit calculées exactement. Les premiers algorithmes d'optimisation ont utilisé le calcul numérique des dérivées. Cependant, de nombreux défauts dus à la précision du calcul pouvaient apparaître, et notamment des instabilités, [IV. 10]. PASCOSMA a été développé, à partir de 1996, en utilisant directement le calcul exact des dérivées. Il faut donc pouvoir disposer des expressions symboliques des dérivées de la fonction "objectif" et des paramètres de sortie,  $Ps_1, Ps_2, \dots, Ps_m$ , par rapport aux paramètres d'entrée,  $Pe_1, Pe_2, \dots, Pe_n$ .

Mais l'obtention de ces dérivées partielles sous forme symbolique peut représenter un travail long et difficile, source d'erreurs. Les risques sont d'autant plus grands que le modèle est complexe et que le nombre de variables est important. Dans le passé, cette méthode a rarement été utilisée car les calculs devaient être faits "à la main".

#### **IV.2.1.4. Méthodologie et outil PASCOSMA**

Les opérations symboliques de substitution et de dérivation, de même que la génération automatique des programmes en langage procédural (FORTRAN), sont réalisées par PASCOSMA, à l'aide du logiciel MACSYMA. Un algorithme de minimisation est ensuite lié aux programmes précédents. L'algorithme d'optimisation utilisé actuellement est de type séquentiel quadratique, [IV. 11], de la bibliothèque d'analyse numérique Harwell. Ce type d'algorithme est ici très efficace en terme de convergence et de temps de calcul. L'approche présente plusieurs intérêts : grâce à l'utilisation intensive du calcul symbolique automatique, elle permet de considérer des modèles analytiques complexes pouvant éventuellement inclure différents domaines de la physique. L'utilisation des techniques de génération automatique de

programmes et celles du calcul formel permettent au concepteur de "raisonner" directement sur le modèle analytique et non sur des lignes de programmation.

Les limitations de l'outil PASCOSMA proviennent de l'utilisation d'un algorithme d'optimisation local, de type gradient. D'une part, le programme peut converger vers un optimum local (et non global), ou même ne pas converger, en fonction du point initial choisi. Il convient donc de faire plusieurs essais avec des valeurs initiales différentes. D'autre part, il faut remarquer que les paramètres discrets sont gérés comme s'ils étaient continus par ce type d'algorithme d'optimisation. Lorsque le nombre de paramètres discrets est restreint, ils peuvent souvent être considérés comme continus, en acceptant le fait que l'optimum corresponde à une des deux valeurs discrètes les plus proches de "l'optimum continu". Cette entorse à la théorie donne en pratique de bons résultats que l'on peut vérifier facilement en fixant successivement le paramètre discret aux deux valeurs trouvées et en réalisant à nouveau des optimisations.

La méthodologie n'a été que brièvement exposée ici. Pour une information plus complète, nous invitons le lecteur à se reporter à deux articles de F. Wurtz et J. Fandino ([IV. 9], [IV. 12]).

En conclusion, PASCOSMA réalise de façon automatique et transparente pour le concepteur les étapes présentées dans les paragraphes précédents puis génère un programme exécutable à partir du modèle analytique brut du dispositif et de la fonction "objectif", fournis par le concepteur. Reste alors à fixer le cahier des charges : les paramètres contraints se voient attribués soit une valeur fixe, soit un intervalle de valeurs possibles et une valeur initiale.

La fonction "objectif" soumise aux contraintes du cahier de charges est minimisée.

#### **IV.2.2. Optimisation d'un refroidisseur à écoulement de flux de chaleur unidirectionnel**

Nous avons généré un exécutable PASCOSMA pour l'optimisation d'un refroidisseur en silicium à flux de chaleur unidirectionnel et constitué d'un diffuseur monocouche. La fonction "objectif", c'est-à-dire la fonction à minimiser, est la résistance thermique totale carrée,  $R_{ctot}$ .

Nous rappelons que :

$$R_{ctot} = R_{cconv} + R_{cdiff} + R_{ccap}$$

L'équation de la résistance carrée de convection est celle décrite par l'équation eq.IV. 13, celle de la résistance de diffusion en eq.IV. 1, et celle de la résistance capacitive est rappelée ici :



$$R_{ccap} = \frac{S_p}{2mC_p} \quad (\text{eq. I.17})$$

Les paramètres d'entrée sont les variables géométriques (largeur d'ailette  $e$ , de canal  $l_c$ , profondeur  $D$ , épaisseur du diffuseur  $e_d$ , taille du réseau de canaux  $L_x, L_y$ ), la densité de puissance dissipée  $\phi$  et le débit du fluide  $Q_t$ . Les paramètres de sortie sont le nombre de Reynolds, la résistance carrée de convection  $R_{conv}$ , les pertes de charges  $\Delta P$ , l'élévation de la température de l'eau  $\Delta T$ . Tous les autres paramètres, tels que du coefficient d'échange thermique, du coefficient d'échange thermique équivalent, de la vitesse du fluide, du diamètre hydraulique, du nombre de Nusselt etc., sont des paramètres intermédiaires. Le programme comporte également des constantes que sont la viscosité du fluide, sa capacité calorifique, la conductivité thermique du silicium, etc.

Il faut maintenant définir un cahier des charges.

#### IV.2.2.1. Définition du cahier des charges

Ce cahier des charges représente l'ensemble des valeurs, ou intervalles de valeurs, imposées aux paramètres que l'on veut contraindre. Il peut être très rapidement modifié, sans nécessiter une nouvelle programmation.

Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire celui d'un refroidisseur en silicium, nous avons quatre grands types de contraintes :

- les contraintes technologiques : l'épaisseur du diffuseur  $e_d$  minimum est fixée à 250  $\mu\text{m}$ , car, comme nous l'avons dit dans le chapitre II, le débit maximum toléré au-delà duquel la membrane se fissure (de l'ordre de 2 à 3 l/min), dépend directement de cette épaisseur. Dans le cas d'une optimisation à une dimension, l'épaisseur optimale du diffuseur sera évidemment toujours égale à la valeur minimum imposée.

La profondeur  $D$  maximum des canaux est limitée. Dans le cas de plaques standards (épaisseur = 500  $\mu\text{m}$ ), elle est automatiquement limitée par l'épaisseur totale de la plaque et celle minimum du diffuseur. Nous fixons dans ce cas  $D_{max} \approx 350 \mu\text{m}$ . Dans le cas où on utilise des plaques plus épaisses (exemple du prototype Si1) la profondeur des canaux est imposée inférieure à 800  $\mu\text{m}$ . Au-delà de cette profondeur les flans des profils obtenus risquent d'être trop inclinés.

La largeur minimum d'ailette est également contrainte. En effet nous estimons qu'en dessous de 40  $\mu\text{m}$  une bonne tenue mécanique des ailettes n'est plus assurée.

- une contrainte thermique : il s'agit de limiter l'élévation de la température du fluide afin de faciliter son refroidissement par un système secondaire, dans le cas d'une circulation en boucle fermée. C'est pourquoi nous limitons cette élévation de température à  $\Delta T = 10\text{ }^\circ\text{C}$ .

- deux contraintes hydrauliques : limitation du nombre de Reynolds : pour un régime laminaire, ce nombre de Reynolds doit être inférieur à celui défini dans le chapitre III comme nombre de transition, c'est-à-dire,  $Re = 1500$ . Il doit être supérieur à cette valeur si l'on veut se placer dans le cas d'un régime turbulent.

Nous limitons également les pertes de pression  $\Delta P$ , car elles sont directement liées à la puissance motrice ( $P_m$ ) de la pompe permettant la circulation de l'eau, donc à son coût et à son encombrement :

$$P_m = \Delta P \cdot Q_t \quad \text{eq.IV. 33}$$

où  $Q_t$  est le débit volumique total.

Comme nous l'avons dit, l'équation eq.IV. 20, permettant le calcul des pertes de pression, ne prend en compte que les pertes de pression dans le réseau de canaux. Elles sont deux fois plus faibles que les pertes de pression globales. Nous limitons les pertes dans les canaux à 1 Bar, et donc les pertes totales à 2 Bars ce qui correspond à une puissance motrice de la pompe de 6,7 W pour un débit de 2  $\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$ .

- les contraintes de validité : nous avons vu dans le chapitre III que les formules permettant le calcul du nombre de Nusselt sont valables lorsque la largeur de canal est supérieure à 195  $\mu\text{m}$ . C'est pourquoi nous contraindrons  $l_c$  à être supérieure à cette limite.

Ce cahier des charges est résumé dans le Tableau IV. 5. Nous avons fixé la surface du réseau de canaux à 2 x 2  $\text{cm}^2$ , ce qui correspond aux prototypes réalisés, et imposé une densité de puissance dissipée de 100  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Il sera très facile de modifier le cahier des charges, mais également de changer de matériau pour, par exemple, optimiser un refroidisseur en cuivre, ainsi que de fluide, en adaptant les constantes caractéristiques correspondantes. L'exécutable que nous utilisons ici peut donc être

très rapidement adapté à toutes sortes de refroidisseurs à convection forcée dans des canaux à section rectangulaire. Le temps de calcul d'un optimum étant de l'ordre de la dizaine de secondes, ce logiciel est un outil parfaitement adapté à la conception.

#### IV.2.2.2. Résultats d'optimisation dans le cas d'un écoulement laminaire

Nous avons exécuté le programme avec le cahier des charges correspondant à un écoulement en régime laminaire et pour des plaques d'épaisseur standard. Le Tableau IV. 5 résume les contraintes imposées, les valeurs initiales données aux paramètres d'entrée contraints et bien sûr la valeur de l'optimum obtenu. Nous ne présentons ici qu'un seul jeu de valeurs initiales, cependant, nous avons fait plusieurs essais avec d'autres valeurs et chaque fois obtenu le même résultat d'optimisation. Ceci montre la robustesse du logiciel PASCOSMA qui permet d'éviter de rester focalisé sur un optimum local.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$\varphi$ (W.cm <sup>-2</sup> )	= 100	-	100
$e_d$ (μm)	> 250	250	250
D (μm)	< 250	100	113
e (μm)	> 40	80	40
$l_c$ (μm)	> 195	210	195
n	-	-	85
$Q_t$ (l.min <sup>-1</sup> )	< 5	1	0,53
$\Delta P$ (Bar)	< 1	-	1
$\Delta T$ (°C)	< 10	-	10
$P_m$ (W)	-	-	0,8
Re	< 1500	-	1120
$R_{ctot}$ (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )	-	-	<b>0,38</b>

**Tableau IV. 5 :** Résultat d'optimisation d'un refroidisseur unidimensionnel en silicium en régime d'écoulement laminaire

Nous le voyons, le refroidisseur optimum réalisé dans des plaques de silicium d'épaisseur standard, fonctionnant en régime laminaire et étudié dans les limites de validité de notre modèle analytique, c'est-à-dire une largeur de canal supérieure à 195  $\mu\text{m}$ , permet de dissiper 100  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour une élévation de température de jonction de 38°C.

Nous remarquons que le logiciel a « choisi » de positionner les pertes de pression et l'élévation de température du fluide en butée maximum, et de limiter la profondeur de canal à 113  $\mu\text{m}$ . La largeur d'ailette est à son minimum : pour une profondeur de canal de 113  $\mu\text{m}$  l'efficacité de l'ailette reste voisine de 1, même si l'épaisseur de cette ailette est minimum (40  $\mu\text{m}$ ).

Afin d'observer l'évolution du point optimum en fonction des contraintes imposées, nous avons exécuté le programme avec d'autres cahiers des charges dont nous donnons un exemple dans le Tableau IV. 6. Nous avons réduit la tolérance au niveau de la perte de pression maintenant limitée à 0,5 Bar. La résistance thermique totale optimum est plus élevée que dans le cas précédent.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$\phi$ ( $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	= 100	-	100
$e_d$ ( $\mu\text{m}$ )	> 250	250	250
D ( $\mu\text{m}$ )	< 250	100	152
e ( $\mu\text{m}$ )	> 40	80	40
$l_c$ ( $\mu\text{m}$ )	> 195	210	195
n	-	-	85
$Q_t$ ( $\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$ )	< 5	1	0,58
$\Delta P$ (Bar)	< <b>0,5</b>	-	0,5
$\Delta T$ (°C)	< 10	-	10
$P_m$ (W)	-	-	0,48
Re	< 1500	-	990
$R_{\text{ctot}}$ ( $\text{K}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{W}^{-1}$ )	-	-	<b>0,41</b>

**Tableau IV. 6 :** Résultat d'une deuxième optimisation d'un refroidisseur unidimensionnel en silicium en régime d'écoulement laminaire pour des pertes de pression autorisées plus faibles

Nous voyons ici que le débit est sensiblement le même que dans le cas précédent mais que la profondeur de canal est augmentée de 113  $\mu\text{m}$  à 152  $\mu\text{m}$ , de manière à adapter les pertes de pression à la nouvelle contrainte.

Dans un dernier tableau, Tableau IV. 7, nous avons étudié le cas où la profondeur de canal maximum tolérée est de 800  $\mu\text{m}$ , c'est-à-dire que l'épaisseur de la plaque utilisée est alors de l'ordre du millimètre. Cette valeur maximum est atteinte lors de l'optimisation, et le refroidisseur obtenu est alors plus performant que les deux précédents : il permet l'évacuation de 100  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour une élévation de température de jonction de 20°C.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$\varphi$ ( $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	100	-	100
$e_d$ ( $\mu\text{m}$ )	> 250	250	250
D ( $\mu\text{m}$ )	< 800	100	800
e ( $\mu\text{m}$ )	> 40	80	64
$l_c$ ( $\mu\text{m}$ )	> 195	210	195
n	-	-	77
$Q_t$ ( $\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$ )	< 4	1	2
$\Delta P$ (Bar)	< 1	-	0,13
$\Delta T$ (°C)	< 10	-	3
$P_m$ (W)	-	-	0,43
Re	< 1500	-	1330
$R_{\text{ctot}}$ ( $\text{K}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{W}^{-1}$ )	-	-	<b>0,2</b>

**Tableau IV. 7** : Résultat d'une troisième optimisation d'un refroidisseur unidimensionnel en silicium en régime d'écoulement laminaire pour une profondeur de canal autorisée supérieure

Il est intéressant de noter ici que la largeur d'ailette ne correspond plus au minimum autorisé puisqu'elle est optimisée à 64  $\mu\text{m}$  : pour cette profondeur, nous voyons apparaître le rôle de l'efficacité d'ailette : pour la maintenir proche de 1, le logiciel augmente la largeur de l'ailette.

Il faut noter aussi que, contrairement au cas précédent, l'optimisation se fait en plaçant la profondeur en butée maximum mais en gardant  $\Delta T$  et  $\Delta P$  bien inférieures à leurs limites autorisées.

### IV.2.2.3. Résultats d'optimisation dans le cas d'un écoulement turbulent

La même démarche a été réalisée pour un écoulement turbulent. Un deuxième exécutable a donc été fait à partir des équations du modèle analytique en régime turbulent. Le cahier des charges ne diffère de celui utilisé pour un régime d'écoulement laminaire que par la contrainte appliquée sur le nombre de Reynolds. Ici il doit être supérieur à 1500.

Dans le Tableau IV. 8 nous présentons un premier résultat.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$\varphi$ (W.cm <sup>-2</sup> )	100	-	100
$e_d$ (μm)	> 250	250	250
D (μm)	< 250	250	250
e (μm)	> 40	80	40
$l_c$ (μm)	< 195	200	240
n	-	-	71
$Q_t$ (l.min <sup>-1</sup> )	< 4	1	2
$\Delta P$ (Bar)	< 1	-	1
$\Delta T$ (°C)	< 10	-	3
$P_m$ (W)	-	-	3,33
Re	>1500	-	2800
$R_{ctot}$ (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )	-	-	<b>0,14</b>

**Tableau IV. 8** : Résultat d'optimisation d'un refroidisseur unidimensionnel en silicium en régime d'écoulement turbulent

Nous voyons ici que, contrairement aux résultats du régime laminaire, la largeur des canaux n'est plus minimum. La section des canaux optimum est ici proche du carré. Ce résultat est en accord avec la courbe représentant l'évolution du coefficient d'échange thermique en fonction de  $\delta$  ( $\delta = D/l_c$ ). Nous remarquons également que les performances thermiques sont bien meilleures que celles obtenues dans le cas d'un écoulement laminaire, en effet, cette configuration permet l'évacuation de 100 W.cm<sup>-2</sup> pour une élévation de température de jonction de 14°C.

Une deuxième optimisation a été réalisée pour un autre cahier des charges limitant les pertes de pression à 0,5 Bar. Le résultat est présenté dans le Tableau IV. 9.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$\varphi$ (W.cm <sup>-2</sup> )	100	-	100
$e_d$ (μm)	> 250	250	250
D (μm)	< 250	250	250
e (μm)	> 40	80	40
$l_c$ (μm)	< 195	200	343
n	-	-	52
$Q_t$ (l.min <sup>-1</sup> )	< 4	1	1,5
$\Delta P$ (Bar)	< <b>0,5</b>	-	0,5
$\Delta T$ (°C)	< 10	-	3,7
$P_m$ (W)	-	-	1,25
Re	>1500	-	2515
$R_{ctot}$ (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )	-	-	<b>0,21</b>

**Tableau IV. 9:** Résultat d'une deuxième optimisation d'un refroidisseur unidimensionnel en silicium en régime d'écoulement turbulent pour des pertes de pression tolérées plus faibles

Nous remarquons ici que la diminution des pertes de pression entraîne une augmentation de la largeur de canal et une diminution du débit. L'élévation de la température du fluide est ainsi légèrement supérieure à celle du cas précédent.

Enfin, comme dans le cas de l'écoulement laminaire, un dernier cas autorisant une profondeur maximale de canal de 800 μm est proposé.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$\varphi$ (W.cm <sup>-2</sup> )	100	-	100
$e_d$ (μm)	> 250	250	250
D (μm)	< 800	250	645
e (μm)	> 40	80	136
$l_c$ (μm)	< 195	200	195
n	-	-	60
$Q_t$ (l.min <sup>-1</sup> )	< 5	1	5
$\Delta P$ (Bar)	< 1	-	1
$\Delta T$ (°C)	< 10	-	1,4
$P_m$ (W)	-	-	8,33
Re	>1500	-	4000
$R_{ctot}$ (K.cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> )	-	-	<b>0,09</b>

**Tableau IV. 10** : Résultat d'une deuxième optimisation d'un refroidisseur unidimensionnel en silicium en régime d'écoulement turbulent pour une profondeur de canal autorisée supérieure

Nous remarquons ici que les canaux ne sont plus de section carrée mais que la largeur d'ailette a plus que doublé. L'efficacité d'ailette est ici une composante importante du dimensionnement thermique. Nous obtenons ici un refroidisseur extrêmement performant puisqu'il est capable de dissiper 100 W.cm<sup>2</sup> pour une élévation de température de jonction de 9°C. Notons cependant que le débit nécessaire est très important : 5 l.min<sup>-1</sup>.

#### IV.2.2.4. Conclusion

Nous en venons alors à comparer les deux modes de refroidissement, c'est-à-dire les deux régimes d'écoulement. Si nous considérons uniquement les performances thermiques, il est évident que le régime turbulent permet une évacuation de chaleur plus importante.

Cependant il faut également comparer les résultats en terme de puissance motrice  $P_m$  de la pompe nécessaire à l'obtention du débit recommandé.

A titre d'exemple nous comparons le refroidisseur à canaux profonds en régime laminaire, Tableau IV. 7, et celui à canaux peu profonds en régime turbulent, Tableau IV. 9. Ils ont des résistances carrées totales identiques, mais le fonctionnement du refroidisseur en régime laminaire nécessite une pompe de 0,1 W, le deuxième une pompe de 1,25 W. Par ailleurs,



l'obtention de canaux de 250  $\mu\text{m}$  de profondeur est mieux maîtrisée et moins coûteuse que celle des canaux de 800  $\mu\text{m}$  de profondeur autorisée dans le deuxième cas.

Nous voyons ici que le cahier des charges doit être défini de façon très soignée et très précise en fonction de chaque application. Chaque utilisateur doit déterminer ses degrés de tolérance en terme de technologie, de puissance de pompe et de performances thermiques. Nous donnons l'exemple du refroidisseur d'un convertisseur situé dans une voiture [IV. 13]. Dans ce cas, il est intéressant d'utiliser le fluide du circuit de refroidissement du moteur thermique. La puissance de la pompe n'est plus une limitation et le régime turbulent semble le mieux adapté. Un refroidisseur tel que celui du Tableau IV. 10 peut être préconisé : il permet d'évacuer 100  $\text{W}\cdot\text{cm}^2$  pour une élévation de température de jonction de 9°C et avec une pompe de 8,5 W. Cette conclusion est particulièrement intéressante. En effet, la température de l'eau en entrée du refroidisseur est proche de 90°C, une élévation de température de l'eau de 1,4°C correspond à une température de jonction de 100 °C encore admissible.

Dans ce paragraphe, nous nous sommes limités au dimensionnement d'un refroidisseur à écoulement de flux de chaleur unidirectionnel. Voyons maintenant le cas plus général d'un écoulement de flux de chaleur tridirectionnel dans un diffuseur multicouches.

### **IV.2.3. Optimisation d'un refroidisseur à écoulement de flux de chaleur tridirectionnel**

Nous avons présenté dans le paragraphe IV.1.2 un modèle analytique prenant en compte l'épanouissement du flux de chaleur dans un diffuseur du refroidisseur dans le cas où la surface effective du diffuseur est supérieure à celle du composant chauffant (Figure IV. 4). Cet épanouissement est fonction du coefficient de transfert  $h$  (Figure IV. 5), mais aussi de l'épaisseur du diffuseur et de sa constitution. En effet, une couche de matériau de conductivité thermique différente, intégrée dans le diffuseur, peut jouer le rôle de barrière thermique et "forcer" le flux à s'épanouir.

Comme nous l'avons vu ce modèle met en œuvre des fonctions décomposées en série. Le logiciel Pascosma n'étant pas prévu pour ce type de calcul, une adaptation a été nécessaire. Lors des calculs il faut être attentif au nombre de termes utilisés dans les séries. Si ce nombre est trop réduit, nous pouvons avoir des problèmes de convergence vers un minimum local. Grâce à des essais avec différentes valeurs, nous avons sélectionné un nombre minimal de termes égal à 100.

### IV.2.3.1. Définition du cahier des charges

Ce cahier des charges est le même que celui défini dans le cas d'un écoulement de flux de chaleur unidirectionnel auquel nous ajoutons d'autres paramètres. Dans le cas précédent  $L_x \cdot L_y$  était la surface du composant et celle du diffuseur. Ici nous définissons deux surfaces :

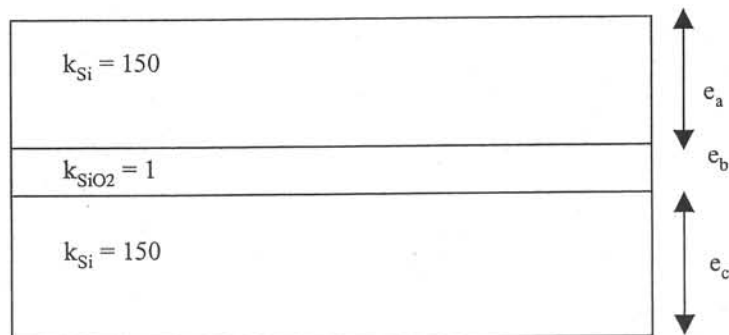
$L_{dx} \cdot L_{dy}$  correspondant à la surface du diffuseur et  $L_{px} \cdot L_{py}$  correspondant à la surface du composant.

Nous avons fixé la surface du composant à  $1,4 \times 1,4 \text{ cm}^2$ , puisque c'est un standard de boîtier de composant de puissance.

Nous avons limité la surface maximum effective du diffuseur à  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ .

Nous l'avons dit, le refroidisseur "3D" est intéressant surtout si le diffuseur est multicouche. Dans notre cas cette configuration correspond à l'intégration d'une fine couche d'oxyde de silicium dans le diffuseur. Cette couche permet d'isoler électriquement le composant du refroidisseur. Etant données les propriétés de l'oxyde (champ de claquage =  $8 \cdot 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$ ) une épaisseur de  $3 \text{ }\mu\text{m}$  peut isoler un IGBT polarisé à  $2400 \text{ V}$ .

Le diffuseur se présente donc sous la forme de trois couches empilées : silicium – oxyde – silicium. Le cahier des charges doit donc comporter les épaisseurs des trois couches et la conductivité des matériaux (Figure IV. 8).



**Figure IV. 8** : Coupe du diffuseur tri-couches et valeur des conductivités thermiques en  $\text{W.K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

Les thermiciens introduisent la notion de conductance d'interface,  $g_i$ , pour quantifier l'influence d'un accrochage ou d'une brasure dans le bilan thermique. Cette inductance est équivalente à l'inverse d'une résistance thermique. Dans notre cas, nous considérons que les interfaces entre les trois couches sont thermiquement invisibles du fait des technologies utilisées pour obtenir cet empilement, les conductances sont donc infinies.

### IV.2.3.2. Résultats d'optimisation dans le cas d'un écoulement laminaire

Un premier calcul a été fait pour un jeu de paramètres. L'optimisation obtenue est présentée dans le Tableau IV. 11. La résistance thermique carrée totale correspond à une résistance thermique pour un  $\text{cm}^2$  de composant. Nous constatons que l'optimum est trouvé pour une surface de diffuseur environ 3,3 fois supérieure à celle de composant. Il est également à noter que l'épaisseur du diffuseur optimale n'est pas la minimale autorisée, contrairement au cas unidirectionnel. Nous voyons donc que pour que l'épanouissement ait lieu, il faut laisser au flux de chaleur la possibilité de s'étaler.

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$L_{px}$ (cm)		1,4	1,4
$L_{py}$ (cm)	-	1,4	1,4
$\varphi$ ( $\text{W.cm}^2$ )	-	400	400
$L_{dx}$ (cm)	$< 5$	1,5	2,54
$L_{dy}$ (cm)	$< 5$	1,5	2,54
$e_a$ ( $\mu\text{m}$ )	$20 < e_a < 250$	100	100
$e_b$ ( $\mu\text{m}$ )	-	3	3
$e_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$20 < e_c < 250$	100	100
$D$ ( $\mu\text{m}$ )	$< 800$	100	800
$e$ ( $\mu\text{m}$ )	$> 40$	40	40,6
$l_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$> 195$	200	200
$n$	-	-	106
$Q_t$ ( $\text{l.min}^{-1}$ )	$< 4$	1	3,1
$\Delta P$ (Bar)	$< 1$	-	0,2
$\Delta T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$< 10$	-	10
$P_m$ (W)			1
$Re$	$< 1500$	-	1490
$R_{ctot}$ ( $\text{K.cm}^2.\text{W}^{-1}$ )	-	-	<b>0,24</b>

**Tableau IV. 11 :** Résultat d'une optimisation d'un refroidisseur en silicium en régime d'écoulement laminaire. Le diffuseur est tricouche et l'écoulement du flux de chaleur tridimensionnel.

Afin d'évaluer l'importance de l'épanouissement, nous présentons dans le Tableau IV. 12 les résultats obtenus pour un écoulement unidirectionnel avec la même couche d'isolant électrique : la surface du diffuseur est donc imposée à  $1,4 \times 1,4 \text{ cm}^2$ .

Paramètres	Contraintes	Valeur initiale	Optimum
$L_{px}$ (cm)		1,4	1,4
$L_{py}$ (cm)	-	1,4	1,4
$\varphi$ ( $\text{W.cm}^2$ )	-	400	400
$L_{dx}$ (cm)	-	1,4	1,4
$L_{dy}$ (cm)	-	1,4	1,4
$e_a$ ( $\mu\text{m}$ )	$50 < e_a < 600$	200	100
$e_b$ ( $\mu\text{m}$ )	-	3	3
$e_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$50 < e_c < 600$	200	100
$D$ ( $\mu\text{m}$ )	$< 800$	100	800
$e$ ( $\mu\text{m}$ )	$> 40$	80	40,2
$l_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$> 195$	250	200
$n$	-	-	58
$Q_t$ ( $\text{l.min}^{-1}$ )	$< 4$	1	1,15
$\Delta P$ (Bar)	$< 1$	-	0,065
$\Delta T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$< 10$	-	10
$P_m$ (W)	-	-	0,12
Re	$< 1500$	-	993
$R_{\text{ctot}}$ ( $\text{K.cm}^2.\text{W}^{-1}$ )	-	-	<b>0,29</b>

**Tableau IV. 12** : Résultat d'une optimisation d'un refroidisseur en silicium en régime d'écoulement laminaire. Le diffuseur est tricouche et l'écoulement du flux de chaleur unidimensionnel.

Nous voyons que la résistance totale augmente de 20% environ lorsque l'on passe d'une configuration d'un écoulement du flux de chaleur tridirectionnel à un écoulement unidirectionnel. Ceci permet de bien quantifier le rôle de l'épanouissement du flux thermique. Cependant l'augmentation de la surface du diffuseur accompagnant le gain thermique est de 330%. Un critère devrait être défini pour sélectionner, selon les demandes, le dimensionnement prenant en compte la totalité du problème (bonne résistance thermique, encombrement du refroidisseur, coût en silicium...) le plus performant.

A titre d'exemple, si la surface du diffuseur est supérieure à celle du composant de 15%, la résistance thermique carrée totale est alors de  $0,26 \text{ K.cm}^2.\text{W}^{-1}$ , soit inférieure de seulement 10% par rapport au cas unidirectionnel.

Par ailleurs, si nous comparons les deux résultats unidirectionnel sans isolation électrique (Tableau IV. 7) et avec isolation (Tableau IV. 12), nous constatons une augmentation de la résistance thermique de 45%. Cette augmentation n'est plus que de 20% si l'épanouissement est permis (Tableau IV. 11).

A titre de comparaison, nous avons effectué une optimisation tridimensionnelle d'un refroidisseur en cuivre. Dans ce cas l'isolation électrique est obtenue grâce à une couche de nitrure d'aluminium, AlN, de  $270 \mu\text{m}$  d'épaisseur et d'une conductivité thermique de  $170 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ . Nous constatons une forte dégradation des performances thermiques due à la présence de l'isolant malgré une surface de diffuseur 4,3 fois supérieure à celle du composant.

### **IV.3. Conclusion**

Les modèles analytiques donnent de bons résultats dans le domaine de validité défini lors des simulations numériques. Ils ont le double avantage d'être simples et rapides. Ils sont donc bien adaptés aux outils d'optimisation. La conception optimale réalisée avec Pascosma aboutit dans certains cas à des choix de valeurs de paramètres difficiles à prévoir par une démarche "manuelle". Compte tenu des délais de réalisations technologiques, nous n'avons pas pu tester les refroidisseurs ainsi optimisés. Cependant toutes les précautions ont été prises lors de la définition du cahier des charges pour rester dans le domaine de validité défini précédemment.

## Références :

[IV. 1] : D. Roye : "Modélisation thermique des machines électriques tournantes. Application à la machine à induction", Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, nov. 1983.

[IV. 2] : C. Perret, J. Boussey, C. Schaeffer, M. Coyaud : "Analytic modeling, optimisation and realisation of cooling devices in silicon technology", IEEE Trans. On Comp. And Packaging Tech., dec. 2000, vol. 23, n° 4, pp. 665-672.

[IV. 3] : N.T. Nguyen, D. Bochnia, R. Kiehnscherf, W. Dotzel : "Investigation of forced convection in microfluid systems", Sensors and Actuators, A 55, pp. 49-55, 1996.

[IV. 4] : J. R. Rujano, M.M. Rahman : "Analysis and computation of conjugate heat transfer in trapezoidal microchannel heat sinks in a silicon substrate", Nat. Heat Transfer Conf., vol. 3, ASME, 1995.

[IV. 5] : P. Tounsi : "Méthodologie de la conception thermique des circuits électroniques hybrides et problèmes connexes", Thèse de doctorat de l'INSA, Toulouse, décembre 1992.

[IV. 6] : J.M. Dorkel, A. Napieralski, P. Leturq : "Implementation of a new approach to thermal analysis of plane multilayers systems", Numerical Heat Transfer, Vol. 13, pp. 319-336, 1988.

[IV. 7] : S. Raël : "Conception de micro-échangeurs dédiés au refroidissement des composants d'électroniques de puissance", Rapport post-doctoral, LEG, 1997.

[IV. 8] : C. Perret, J. Fandino, C. Schaeffer, J. Boussey, S. Rael : "Conception et optimisation d'un microrefroidisseur en cuivre pour composants électronique", Revue Internationale de Génie Electrique, 2001.

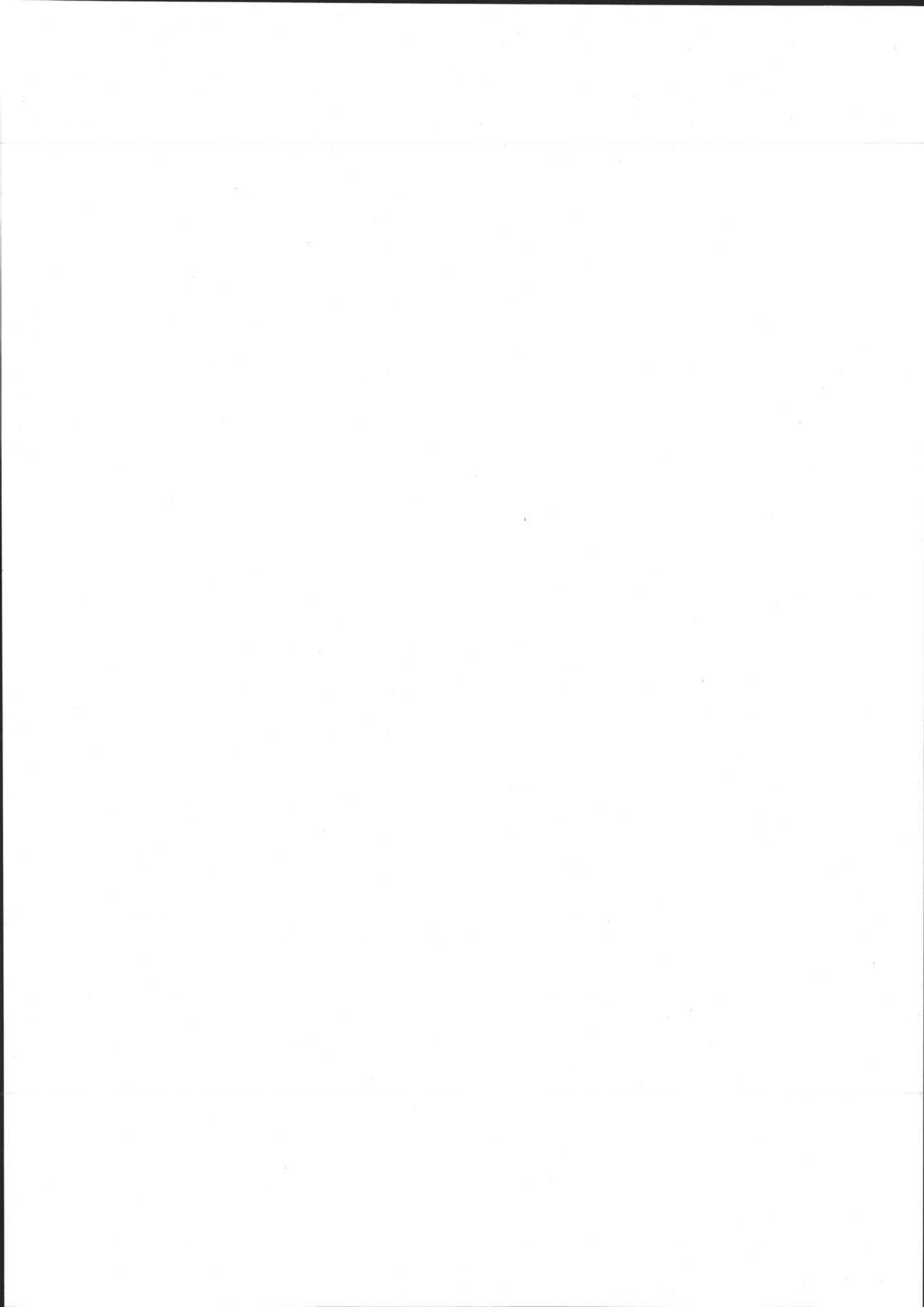
[IV. 9] : F. Wurtz : "Une nouvelle approche pour la conception sous contraintes de machines électriques", Thèse de doctorat, INPG, 1996.

[IV. 10] : L. Meysenc, L. Saludjian, A. Bricard, S. Raël, C. Schaeffer : "A high heat flux IGBT micro exchanger setup", IEEE Trans. Comp. Pack. and Manuf. Techno., Part A, Vol. 20, pp. 334-341, sept. 1997.

[IV. 11] : C. Singh, D. Sarkar : "Practical considerations in the optimisation of induction motor design", IEE-B, Vol. 139, n°4, jully 1992.

[IV. 12] : J. Fandino, F. Wurtz, J. Bignon : "Nouvelle méthodologie de conception de dispositifs électrotechniques", Revue Internationale de Génie Electrique, Vol. 2, n°1, pp83-100, 1999.

[IV. 13] : O.Karim, C. Gillot, C. Schaeffer, E. Gimet, S. Derou : "Heat Sink Exchanger Dimensioning for Hybrid Vehicle", 6<sup>th</sup> International Workshop Thermal Investigation of ICs and Systems, Sept. 2000, Budapest.



## Conclusions et perspectives

L'évacuation des pertes générées par les modules de puissance est un problème d'actualité en électronique de puissance. En effet, l'augmentation des fréquences de fonctionnement et de la compacité des convertisseurs conduit à des densités puissances volumiques à dissiper de plus en plus importantes. Les problèmes thermiques sont donc cruciaux.

L'utilisation de refroidisseurs à microcanaux usinés dans du silicium, et fonctionnant par convection forcée monophasique, s'inscrit totalement dans cette évolution. En effet, une telle technique améliore la compacité et diminue le coût et le poids de l'assemblage module / refroidisseur, grâce à un degré d'intégration élevé. La fatigue thermomécanique relativement importante lors de l'utilisation de refroidisseurs plus classiques, en cuivre par exemple, est également très diminuée du fait de l'utilisation du seul matériau silicium et de son oxyde.

La réalisation de tels refroidisseurs est, à l'heure actuelle, possible grâce à la maîtrise des technologies récentes et en pleine expansion, que sont la gravure profonde du silicium et l'autosoudure directe silicium sur silicium. La gravure chimique humide du silicium, utilisée lors des premiers essais de cette étude, a été vite dépassée par la gravure plasma, et donc abandonnée. La technique d'autosoudure du silicium sur son oxyde est très utile car elle donne la possibilité d'intégrer, dans le diffuseur du refroidisseur, une fine couche d'oxyde de silicium permettant l'isolation électrique du refroidisseur par rapport au module de puissance, sans engendrer des pertes de performances thermiques trop importantes.

Des caractérisations expérimentales hydrauliques et thermiques d'un premier lot de prototypes de refroidisseurs en silicium ont été réalisées en reportant une source de chaleur sur la surface du refroidisseur sans isolation électrique. Nous nous sommes placés dans le cas d'un écoulement de flux de chaleur unidirectionnel. Les bonnes performances thermiques obtenues par ces prototypes, comparables à celles des refroidisseurs en cuivre, nous ont confortés dans notre démarche. Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés avec ceux donnés par les deux logiciels de simulation utilisés, à savoir Flux 3D et Flotherm ; ces comparaisons ont permis de tester des lois empiriques thermiques et hydrauliques et de définir leur domaine de validité. Nous avons observé une bonne adéquation entre ces différents résultats jusqu'à des tailles de canaux critiques de l'ordre de  $195 \times 340 \mu\text{m}^2$ . Pour des tailles inférieures, largeur de canal égale à  $90 \mu\text{m}$  par exemple, ces lois thermiques et hydrauliques



ne sont plus valables. Des études de microthermique et de micromécanique des fluides apparaissent donc nécessaires pour la modélisation de refroidisseurs à microcanaux de largeur inférieure à 150  $\mu\text{m}$ .

La détermination de la nature de l'écoulement dans les microcanaux, en fonction du nombre de Reynolds, a été affinée. Nous avons placé la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent pour un nombre de Reynolds égal à 1500.

Ainsi, l'utilisation de ces logiciels, accompagnée d'une comparaison avec des résultats expérimentaux, a permis de calibrer certains paramètres importants.

L'analyse de ces simulations a justifié l'adaptation d'un modèle analytique à notre étude, afin d'obtenir des résultats théoriques en un temps de calcul court, et permettre son intégration dans un logiciel d'optimisation sous contraintes (Pascosma). L'outil mis au point a donné satisfaction, il est facilement adaptable à d'autres refroidisseurs monophasiques réalisés dans d'autres matériaux et utilisant d'autres fluides. Une extension à un module multipuce est également possible.

En conclusion de ces trois années et demi de thèse, comportant une forte composante technologique, plusieurs remarques peuvent être faites. La première concerne les délais de réalisation qui sont souvent sous estimés. En effet, la fabrication des refroidisseurs a nécessité plusieurs étapes réalisées en divers lieux, grâce à plusieurs intervenants travaillant avec des méthodes et des contraintes différentes. La coordination de toutes ces actions a été une tâche à la fois instructive et consommatrice de temps. La deuxième remarque concerne le cadencement imposé par ces délais qui a beaucoup influencé sur le déroulement chronologique des opérations, les études théoriques ayant souvent été faites dans les temps d'attente. C'est ainsi que le modèle trapézoïdal par exemple, a été développé en prévision de réalisations par gravure chimique, technologie qui a finalement été remplacée par la gravure plasma permettant de graver des canaux rectangulaires. Les refroidisseurs optimum conçus théoriquement dans la dernière partie de la thèse n'ont pas pu être expérimentalement testés pour les mêmes raisons.

### **Perspectives :**

Ces travaux ont montré que les refroidisseurs monophasiques en silicium peuvent conduire à de très bonnes performances thermiques, surtout dans des conditions d'écoulement turbulent.

Cependant, cette technique de refroidissement présente des contraintes d'utilisation :

- dans la pratique, le fluide circule en boucle fermée, ce qui nécessite la présence d'un refroidisseur secondaire et d'une pompe. Des problèmes d'encrassement des canaux peuvent apparaître et un filtre approprié doit être installé.

- le branchement du refroidisseur au circuit hydraulique pose des problèmes de tenue mécanique, de fixation et d'étanchéité. Sur nos prototypes, ils ont été résolus par l'utilisation d'un support en plexiglas, ... mais aussi grâce à l'ingéniosité du service technique du LEG (en particulier de M. Mallet, voir les figures III.2, III.4, III.6). Cependant ce point doit être approfondi pour une réalisation industrielle.

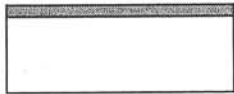
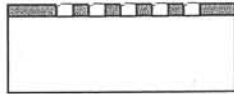
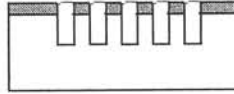
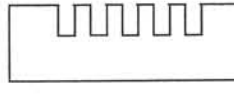
Ces différentes remarques ont fait naître l'idée de l'utilisation de refroidisseurs diphasiques, usinés dans le silicium et ne nécessitant plus de branchement au réseau hydraulique. La thèse d'Yvan Avenas, débutée en octobre 1999, traite de ce sujet. Les technologies silicium qui seront utilisées alors sont celles que nous avons développées. Les problèmes qui apparaissent actuellement concernent le remplissage correct des microcanaux pour l'obtention d'un effet caloduc performant. Il est à noter que ces microcaloducs jouent le rôle "d'épanouisseur" de flux de chaleur, rendant le refroidissement secondaire plus aisé.

Quelque soit le mode choisi, l'utilisation d'un refroidisseur en silicium diminue le risque de fatigue thermique. Cependant, tant que le composant est reporté sur le refroidisseur, un stress thermomécanique subsiste au niveau de l'interface. Ce problème sera totalement éliminé si le refroidisseur est usiné dans le même substrat de silicium que le composant. Le diagramme de cheminement, présenté en annexe 2, démontre la faisabilité de cette intégration. Il est à noter que dans l'ordre où elles sont proposées, toutes les étapes technologiques sont compatibles les unes avec les autres, et que l'isolation électrique par une couche d'oxyde de silicium, elle aussi techniquement possible, sera particulièrement intéressante.

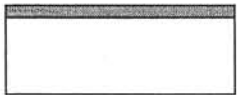
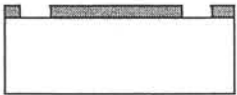




## Annexe 1 : Diagramme de cheminement de la réalisation de refroidisseur en technologie silicium

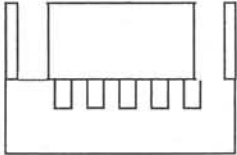
### Gravure des canaux et des collecteurs dans la face avant de la plaque A :

Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = canaux + collecteurs	
Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	
Gravure Plasma	$SF_6 + C_4F_8$	
Elimination de la résine	Remove à température ambiante	

**Gravure des trous d'entrée et de sortie du fluide dans la face avant de la plaque B :**



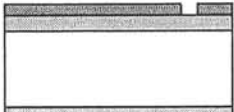
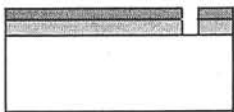

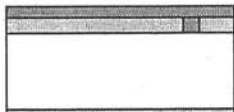
Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = trous	
Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	
Gravure Plasma	$SF_6 + C_4F_8$	
Elimination de la résine	Remove à température ambiante	

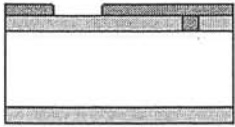
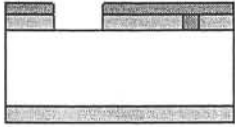
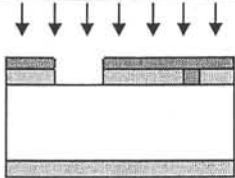
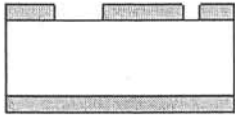
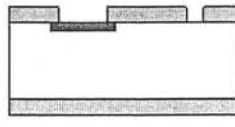
**Autosoudure de la face avant de la plaque A et de la face avant de la plaque B :**

Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Deoxydation	Solution Buffered HF à 28°C	
"Hydrophilisation" des surfaces	$H_2O_2 + H_2O + NH_3$ dans des proportions 1 : 5 :1 à 80°C	
Alignement		
Autosoudure	Vide primaire, température ambiante	
Recuit	20 heures à 450 °C, sous azote	



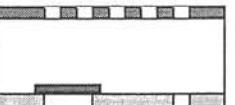
## Annexe 2 : Diagramme de cheminement de la réalisation de diodes et de leur refroidisseur intégré

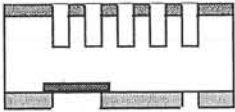
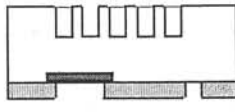
**Réalisation des diodes sur la face avant de la plaque A. Substrat de silicium 4 pouces, polis double face avec méplat :**

Étapes	Conditions	
Oxydation thermique		
Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = ouverture cathode	
Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	
Gravure oxyde	Solution Buffered HF à 28°C	
Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Élimination résine	Remover à température ambiante	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = ouverture anode	


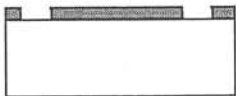


Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	
Gravure oxyde	Solution Buffered HF à 28°C	
Nettoyage	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , 15 min	
Implantation	Type de dopant, énergie, temps	
Elimination résine	Remove à température ambiante	
Diffusion	Température et temps	

### Gravure des canaux et des collecteurs dans la face arrière de la plaque A :

Gravure humide oxyde face arrière	Solution Buffered HF à 28°C	
Nettoyage	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , 15 min	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = canaux + collecteurs	
Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	

Gravure Plasma	$SF_6 + C_4F_8$	
Elimination de la résine	Remove à température ambiante	

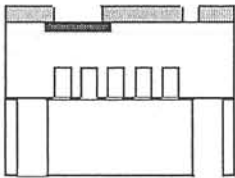
### Gravure des trous d'entrée et de sortie du fluide dans la face avant de la plaque B :

Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = trous	
Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	
Gravure Plasma	$SF_6 + C_4F_8$	
Elimination de la résine	Remove à température ambiante	

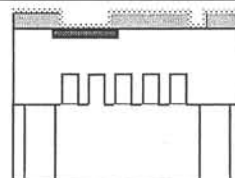
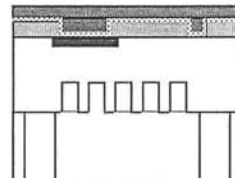
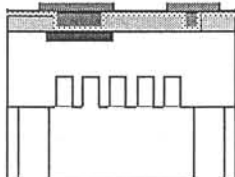
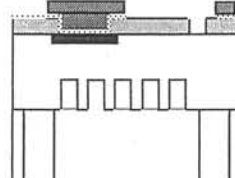
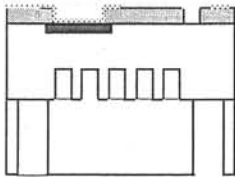
### Autosoudure de la face arrière de la plaque A et de la face avant de la plaque B :

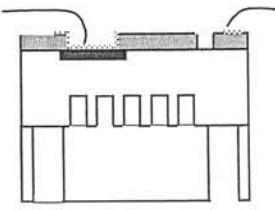
Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Deoxydation	Solution Buffered HF à 28°C	
"Hydrophilisation" des surfaces	$H_2O_2 + H_2O + NH_3$ dans des proportions 1 : 5 : 1 à 80°C	
Alignement		



Autosoudure	Vide primaire, température ambiante	
Recuit	20 heures à 450 °C, sous azote	

### Métallisation des contacts de la diode :

Nettoyage	$H_2SO_4 + H_2O_2$ , 15 min	
Dépôt Aluminium	Pulvérisation ou CVD	
Dépôt de résine	4000 tours/ min	
Recuit de résine	1 min 30 sec. à 120 °C	
Lithographie	Niveau = trous de contact	
Développement résine		
Recuit de résine	2 min. à 130 °C	
Gravure Aluminium		
Elimination de la résine	Remove à température ambiante	

Recuit aluminium	30 minutes à 435°C	
Découpe		
Montage hydraulique		
Soudure des prises de contact		



### Annexe 3 : Equation analytique de la résistance carrée de convection dans le cas de canaux à section trapézoïdale

Résolution de l'équation IV. 2 :

$$S_a(z) \cdot \varphi(z) = S_a(z+dz) \cdot \varphi(z+dz) + h \cdot (T(z) - T_a) \cdot dS_c(z) \quad \text{eq.IV. 1}$$

avec les surfaces d'ailettes et d'échange présentées par les équations IV. 14 :

$$S_a(z) = 2L \cdot ((b+a) - \tan(\gamma)z) \quad \text{eq.IV. 2}$$

$$S_c(z) = L \cdot \left(1c + \frac{2}{\cos\gamma}z\right)$$

L'équation analytique de la résistance carrée de convection s'écrit, avec

ALPHA :	rapport hauteur sur largeur de canal
HC :	hauteur de canal
KD :	conductivité thermique du matériau
H :	coefficient d'échange thermique
GAMMA :	angle d'inclinaison des parois du canal par rapport au fond
PHIP :	flux de chaleur délivré par la source chauffante

$$\begin{aligned} R_{conv} = & ((28800 \times ALPHA + 14400) \times HC^8 \times KD^4 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \times \\ & \tan(GAMMA)^8 \\ & + ((172800 \times ALPHA^2 + 86400 \times ALPHA) \times HC^7 \times KD^4 \times LC \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \\ & + (100608 \times ALPHA + 50304) \times H \times HC^9 \times KD^3 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^3 \times \tan(GAMMA)^7 \\ & + ((460800 \times ALPHA^3 + 230400 \times ALPHA^2) \times HC^6 \times KD^4 \times LC^2 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \\ & + (435072 \times ALPHA^2 + 217536 \times ALPHA) \times H \times HC^8 \times KD^3 \times LC \times PHIP \times \cos(GAMMA)^3 \\ & + (33664 \times ALPHA + 16832) \times H^2 \times HC^{10} \times KD^2 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^2 \times \\ & \tan(GAMMA)^6 \\ & + ((720000 \times ALPHA^4 + 360000 \times ALPHA^3) \times HC^5 \times KD^4 \times LC^3 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \\ & + (882048 \times ALPHA^3 + 441024 \times ALPHA^2) \times H \times HC^7 \times KD^3 \times LC^2 \times PHIP \times \\ & \cos(GAMMA)^3 \\ & + (126160 \times ALPHA^2 + 63080 \times ALPHA) \times H^2 \times HC^9 \times KD^2 \times LC \times PHIP \times \cos(GAMMA)^2 \\ & + (2672 \times ALPHA + 1336) \times H^3 \times HC^{11} \times KD \times PHIP \times \cos(GAMMA) \times \tan(GAMMA)^5 \\ & + ((725760 \times ALPHA^5 + 362880 \times ALPHA^4) \times HC^4 \times KD^4 \times LC^4 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \\ & + (1052352 \times ALPHA^4 + 526176 \times ALPHA^3) \times H \times HC^6 \times KD^3 \times LC^3 \times PHIP \times \\ & \cos(GAMMA)^3 \\ & + (206928 \times ALPHA^3 + 103464 \times ALPHA^2) \times H^2 \times HC^8 \times KD^2 \times LC^2 \times PHIP \times \\ & \cos(GAMMA)^2 \\ & + (9216 \times ALPHA^2 + 4608 \times ALPHA) \times H^3 \times HC^{10} \times KD \times LC \times PHIP \times \cos(GAMMA) \\ & + (42 \times ALPHA + 21) \times H^4 \times HC^{12} \times PHIP \times \tan(GAMMA)^4 \\ & + ((483840 \times ALPHA^6 + 241920 \times ALPHA^5) \times HC^3 \times KD^4 \times LC^5 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \\ & + (787392 \times ALPHA^5 + 393696 \times ALPHA^4) \times H \times HC^5 \times KD^3 \times LC^4 \times PHIP \times \\ & \cos(GAMMA)^3 \\ & + (190336 \times ALPHA^4 + 95168 \times ALPHA^3) \times H^2 \times HC^7 \times KD^2 \times LC^3 \times PHIP \times \\ & \cos(GAMMA)^2 \\ & + (12592 \times ALPHA^3 + 6296 \times ALPHA^2) \times H^3 \times HC^9 \times KD \times LC^2 \times PHIP \times \cos(GAMMA) \\ & + (144 \times ALPHA^2 + 72 \times ALPHA) \times H^4 \times HC^{11} \times LC \times PHIP \times \tan(GAMMA)^3 \\ & + ((207360 \times ALPHA^7 + 103680 \times ALPHA^6) \times HC^2 \times KD^4 \times LC^6 \times PHIP \times \cos(GAMMA)^4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&+(366720 \times \text{ALPHA}^6+183360 \times \text{ALPHA}^5) \times H \times \text{HC}^4 \times \text{KD}^3 \times \text{LC}^5 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3 \\
&+(102352 \times \text{ALPHA}^5+51176 \times \text{ALPHA}^4) \times H^2 \times \text{HC}^6 \times \text{KD}^2 \times \text{LC}^4 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2 \\
&+(8672 \times \text{ALPHA}^4+4336 \times \text{ALPHA}^3) \times H^3 \times \text{HC}^8 \times \text{KD} \times \text{LC}^3 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA}) \\
&+(180 \times \text{ALPHA}^3+90 \times \text{ALPHA}^2) \times H^4 \times \text{HC}^{10} \times \text{LC}^2 \times \text{PHIP}) \times \text{TAN}(\text{GAMMA})^2 \\
&+((51840 \times \text{ALPHA}^8+25920 \times \text{ALPHA}^7) \times \text{HC} \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^7 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \\
&+(97920 \times \text{ALPHA}^7+48960 \times \text{ALPHA}^6) \times H \times \text{HC}^3 \times \text{KD}^3 \times \text{LC}^6 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3 \\
&+(30288 \times \text{ALPHA}^6+15144 \times \text{ALPHA}^5) \times H^2 \times \text{HC}^5 \times \text{KD}^2 \times \text{LC}^5 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2 \\
&+(3072 \times \text{ALPHA}^5+1536 \times \text{ALPHA}^4) \times H^3 \times \text{HC}^7 \times \text{KD} \times \text{LC}^4 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA}) \\
&+(96 \times \text{ALPHA}^4+48 \times \text{ALPHA}^3) \times H^4 \times \text{HC}^9 \times \text{LC}^3 \times \text{PHIP}) \times \text{TAN}(\text{GAMMA}) \\
&+(5760 \times \text{ALPHA}^9+2880 \times \text{ALPHA}^8) \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^8 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \\
&+(11520 \times \text{ALPHA}^8+5760 \times \text{ALPHA}^7) \times H \times \text{HC}^2 \times \text{KD}^3 \times \text{LC}^7 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3 \\
&+(3840 \times \text{ALPHA}^7+1920 \times \text{ALPHA}^6) \times H^2 \times \text{HC}^4 \times \text{KD}^2 \times \text{LC}^6 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2 \\
&+(448 \times \text{ALPHA}^6+224 \times \text{ALPHA}^5) \times H^3 \times \text{HC}^6 \times \text{KD} \times \text{LC}^5 \times \text{PHIP} \times \text{COS}(\text{GAMMA}) \\
&+(18 \times \text{ALPHA}^5+9 \times \text{ALPHA}^4) \times H^4 \times \text{HC}^8 \times \text{LC}^4 \times \text{PHIP})/(14400 \times H \times \text{HC}^8 \times \text{KD}^4 \\
&\times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \times \text{TAN}(\text{GAMMA})^8+(86400 \times \text{ALPHA} \times H \times \text{HC}^7 \times \text{KD}^4 \times \text{LC} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \\
&+(230400 \times \text{ALPHA} \times H \times \text{HC}^8 \times \text{KD}^4+50304 \times H^2 \times \text{HC}^9 \times \text{KD}^3) \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3) \\
&\times \text{TAN}(\text{GAMMA})^7+(230400 \times \text{ALPHA}^2 \times H \times \text{HC}^6 \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^2 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \\
&+(806400 \times \text{ALPHA}^2 \times H \times \text{HC}^7 \times \text{KD}^4+217536 \times \text{ALPHA} \times H^2 \times \text{HC}^8 \times \text{KD}^3) \\
&\times \text{LC} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3+(112320 \times \text{ALPHA} \times H^2 \times \text{HC}^9 \times \text{KD}^3+16832 \times H^3 \times \text{HC}^{10} \times \text{KD}^2) \\
&\times \text{COS}(\text{GAMMA})^2) \times \text{TAN}(\text{GAMMA})^6+(360000 \times \text{ALPHA}^3 \times H \times \text{HC}^5 \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^3 \\
&\times \text{COS}(\text{GAMMA})^4+(1382400 \times \text{ALPHA}^3 \times H \times \text{HC}^6 \times \text{KD}^4+441024 \times \text{ALPHA}^2 \times H^2 \times \text{HC}^7 \times \text{KD}^3) \\
&\times \text{LC}^2 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3+(379200 \times \text{ALPHA}^2 \times H^2 \times \text{HC}^8 \times \text{KD}^3+63080 \times \text{ALPHA} \times H^3 \\
&\times \text{HC}^9 \times \text{KD}^2) \\
&\times \text{LC} \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2+(11120 \times \text{ALPHA} \times H^3 \times \text{HC}^{10} \times \text{KD}^2+1336 \times H^4 \times \text{HC}^{11} \times \text{KD}) \\
&\times \text{COS}(\text{GAMMA}) \times \text{TAN}(\text{GAMMA})^5+(362880 \times \text{ALPHA}^4 \times H \times \text{HC}^4 \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^4 \\
&\times \text{COS}(\text{GAMMA})^4+(1440000 \times \text{ALPHA}^4 \times H \times \text{HC}^5 \times \text{KD}^4+526176 \times \text{ALPHA}^3 \times H^2 \times \text{HC}^6 \times \text{KD}^3) \\
&\times \text{LC}^3 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3+(560640 \times \text{ALPHA}^3 \times H^2 \times \text{HC}^7 \times \text{KD}^3+103464 \times \text{ALPHA}^2 \times H^3 \times \text{HC}^8 \\
&\times \text{KD}^2) \times \text{LC}^2 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2+(36800 \times \text{ALPHA}^2 \times H^3 \times \text{HC}^9 \times \text{KD}^2+4608 \times \text{ALPHA} \\
&\times H^4 \\
&\times \text{HC}^{10} \times \text{KD}) \times \text{LC} \times \text{COS}(\text{GAMMA})+200 \times \text{ALPHA} \times H^4 \times \text{HC}^{11} \times \text{KD}+21 \times H^5 \times \text{HC}^{12}) \\
&\times \text{TAN}(\text{GAMMA})^4+(241920 \times \text{ALPHA}^5 \times H \times \text{HC}^3 \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^5 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \\
&+(967680 \times \text{ALPHA}^5 \times H \times \text{HC}^4 \times \text{KD}^4+393696 \times \text{ALPHA}^4 \times H^2 \times \text{HC}^5 \times \text{KD}^3) \\
&\times \text{LC}^4 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3+(470400 \times \text{ALPHA}^4 \times H^2 \times \text{HC}^6 \times \text{KD}^3+95168 \times \text{ALPHA}^3 \\
&\times H^3 \times \text{HC}^7 \times \text{KD}^2) \times \text{LC}^3 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2+(47760 \times \text{ALPHA}^3 \times H^3 \times \text{HC}^8 \times \text{KD}^2 \\
&+6296 \times \text{ALPHA}^2 \times H^4 \times \text{HC}^9 \times \text{KD}) \times \text{LC}^2 \times \text{COS}(\text{GAMMA})+(680 \times \text{ALPHA}^2 \times H^4 \\
&\times \text{HC}^{10} \times \text{KD}+72 \times \text{ALPHA} \times H^5 \times \text{HC}^{11}) \times \text{LC}) \times \text{TAN}(\text{GAMMA})^3 \\
&+(103680 \times \text{ALPHA}^6 \times H \times \text{HC}^2 \times \text{KD}^4 \times \text{LC}^6 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^4 \\
&+(414720 \times \text{ALPHA}^6 \times H \times \text{HC}^3 \times \text{KD}^4+183360 \times \text{ALPHA}^5 \times H^2 \times \text{HC}^4 \times \text{KD}^3) \\
&\times \text{LC}^5 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^3+(233280 \times \text{ALPHA}^5 \times H^2 \times \text{HC}^5 \times \text{KD}^3+51176 \\
&\times \text{ALPHA}^4 \times H^3 \times \text{HC}^6 \times \text{KD}^2) \times \text{LC}^4 \times \text{COS}(\text{GAMMA})^2+(31040 \times \text{ALPHA}^4 \times H^3 \\
&\times \text{HC}^7 \times \text{KD}^2+4336 \times \text{ALPHA}^3 \times H^4 \times \text{HC}^8 \times \text{KD}) \times \text{LC}^3 \times \text{COS}(\text{GAMMA})
\end{aligned}$$

### Annexe 4 : Calcul du champs de température d'un refroidisseur à écoulement de flux de chaleur tridimensionnel

Cette annexe qui reprend une partie du rapport de stage de Mariella Epifanie a pour but de donner au lecteur l'ensemble des équations nécessaires à la mise en application du modèle analytique 3D.

Comme nous l'avons vu dans le quatrième chapitre, figure IV.8, le calcul des coefficients  $A_{ij}$ ,  $B_{ij}$  et  $\gamma_{ij}$  commence par la décomposition en séries de Fourier de la fonction  $s(x,y) = q_s \cdot s_x(x) \cdot s_y(y)$ , où  $q_s$  est le flux de chaleur imposé par la puce. Cette fonction source peut être développée en double série de Fourier en la considérant comme la restriction à l'intervalle  $[-L_{dx}/2, L_{dx}/2] \cdot [-L_{dy}/2, L_{dy}/2]$  d'une fonction périodique, de période  $L_{dx}$  selon  $x$  et  $L_{dy}$  selon  $y$ . Nous devons garantir qu'elle soient paires suivant  $x$  et  $y$ , afin que l'application de cette fonction périodique ne change pas la physique de notre problème.

En développant en séries de Fourier  $s_x$  et  $s_y$  on obtient:

$$\left\{ \begin{array}{l} s_x(x) = \sum_{i=0}^{\infty} s_{xi} \cdot \cos(\alpha_i \cdot x) \\ s_{x0} = \frac{L_{px}}{L_{dx}} \\ (\forall i \in \mathbb{N}^*) \left( s_{xi} = 4 \frac{\sin\left(\alpha_i \frac{L_{px}}{2}\right)}{\alpha_i L_{dx}} \right) \end{array} \right. \quad (1)$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} s_y(y) = \sum_{i=0}^{\infty} s_{yi} \cdot \cos(\beta_i \cdot y) \\ s_{y0} = \frac{L_{py}}{L_{dy}} \\ (\forall i \in \mathbb{N}^*) \left( s_{yi} = 4 \frac{\sin\left(\beta_i \frac{L_{py}}{2}\right)}{\beta_i L_{dy}} \right) \end{array} \right. \quad (2)$$

En substituant les équations(1) et (2) dans l'équation (3), [eq. IV. 23], nous obtenons en définitive (4):

$$s(x,y) = q_p s_x(x) \cdot s_y(y) \quad (3)$$

$$s(x,y) = q_p \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} s_{xi} \cdot s_{yj} \cdot \cos(\alpha_i x) \cdot \cos(\beta_j y) \quad (4)$$

et en substituant la (4) dans la (5), [eq. IV. 24], nous avons l'expression qui permet d'obtenir les coefficients  $A_{ij}(1)$ :

$$-k_1 \frac{\partial \theta}{\partial z}(x,y,0) = s(x,y) \quad (5)$$

$$\gamma_{ij} A_{ij}(1) = -\frac{q_p}{k_1} s_{xi} s_{yj} \quad (\forall (i,j) \in N^2) \quad (6)$$

### 1) Conditions de continuité aux interfaces

La condition générale de continuité entre deux couches adjacentes  $m$  et  $m+1$  ( $m \in N_n$ ) est:

$$\begin{cases} \theta_{m+1}(x,y,0) = \theta_m(x,y,e_m) - \frac{1}{g_m} q_m(x,y,e_m) \\ q_{m+1}(x,y,0) = q_m(x,y,e_m) \end{cases} \quad (7)$$

où  $g_m$  est la conductance thermique par rapport à la surface d'échange, caractérisant la qualité du contact entre les deux milieux [eq. IV. 25], [eq. IV. 26].

En appliquant l'équation (7) au cas de trois couches, nous obtenons:

– *interface couches 1 - 2*

$$\begin{cases} \theta_2(x,y,0) = \theta_1(x,y,e_1) - \frac{1}{g_1} q_1(x,y,e_1) \\ q_2(x,y,0) = q_1(x,y,e_1) \end{cases} \quad (8)$$

– *interface couches 2 - 3*

$$\begin{cases} \theta_3(x,y,0) = \theta_2(x,y,e_2) - \frac{1}{g_2} q_2(x,y,e_2) \\ q_3(x,y,0) = q_2(x,y,e_2) \end{cases} \quad (9)$$

## 2) Développement des équations du champ de température

Dans ce paragraphe nous allons développer les équations du champ de température (10), par rapport à toutes les conditions aux limites posées au paragraphe précédent. Dans un premier temps nous aboutirons au système général liant les différents coefficients du champ. Puis nous développerons ce système pour l'adapter à notre cas tri-couches.

$$\begin{cases} \theta_1(x, y, z_1) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} [A_{ij}(1) \sinh(\gamma_{ij} z_1) + B_{ij}(1) \cosh(\gamma_{ij} z_1)] \cdot \cos(\alpha_i x) \cdot \cos(\beta_j y) \\ \theta_2(x, y, z_2) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} [A_{ij}(2) \sinh(\gamma_{ij} z_2) + B_{ij}(2) \cosh(\gamma_{ij} z_2)] \cdot \cos(\alpha_i x) \cdot \cos(\beta_j y) \\ \theta_3(x, y, z_3) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} [A_{ij}(3) \sinh(\gamma_{ij} z_3) + B_{ij}(3) \cosh(\gamma_{ij} z_3)] \cdot \cos(\alpha_i x) \cdot \cos(\beta_j y) \end{cases} \quad (10)$$

### 2.1) Lien général entre les coefficients du champ de température

#### 2.1.1) Détermination des coefficients pour $(i,j) \neq (0,0)$

Pour obtenir le lien entre les différents coefficient du champ de température (10) dans le cas multi couches, on doit imposer les conditions de continuité (7), pour  $(i,j) \in \mathbb{N}^2 \setminus (0,0)$ , entre les couches  $m$  et  $m+1$  ( $m \in \mathbb{N}_n$ ).

◆ On commence par la première équation du système (7):

$$\theta_{m+1}(x, y, 0) = \theta_m(x, y, e_m) - \frac{1}{g_m} q_m(x, y, e_m) \quad (10 \text{ bis})$$

Nous calculons chaque terme de cette équation:

$$\triangleright \theta_{m+1}(x, y, 0) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} B_{ij}(m+1) \cdot \cos(\alpha_i \cdot x) \cdot \cos(\beta_j \cdot y) \quad (11)$$

$$\triangleright \theta_m(x, y, e_m) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} [A_{ij}(m) \cdot \sinh(\gamma_{ij} \cdot e_m) + B_{ij}(m) \cdot \cosh(\gamma_{ij} \cdot e_m)] \cdot \cos(\alpha_i \cdot x) \cdot \cos(\beta_j \cdot y) \quad (12)$$

➤ Pour obtenir l'expression de la densité de flux, nous appliquons la "Loi de Fourier":

$$\vec{q} = -k \cdot \text{grad}\theta \quad (13)$$



et nous obtenons:

$$\begin{aligned} q_m(x, y, e_m) &= -k_m \cdot \text{grad}(\theta(x, y, e_m)) = \\ &= -k_m \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \cos(\alpha_i \cdot x) \cdot \cos(\beta_j \cdot y) \cdot [A_{ij}(m) \cdot \gamma_{ij} \cdot \cosh(\gamma_{ij} \cdot e_m) + B_{ij}(m) \cdot \gamma_{ij} \cdot \sinh(\gamma_{ij} \cdot e_m)] \end{aligned} \quad (14)$$

Nous substituons alors les expressions trouvées (11), (12), (14) dans la (10) et nous obtenons une relation symbolique entre les coefficients  $A_{ij}$  et  $B_{ij}$  de la couche  $m$  et le coefficient  $B_{ij}$  de la couche  $(m+1)$ :

$$\begin{aligned} B_{ij}(m+1) &= \\ &= \left[ \sinh(\gamma_{ij} \cdot e_m) + \frac{k_m}{g_m} \gamma_{ij} \cosh(\gamma_{ij} \cdot e_m) \right] \cdot A_{ij}(m) + \left[ \cosh(\gamma_{ij} \cdot e_m) + \frac{k_m}{g_m} \gamma_{ij} \sinh(\gamma_{ij} \cdot e_m) \right] \cdot B_{ij}(m) \end{aligned} \quad (15)$$

◆ On considère maintenant la deuxième équation du système (7):

$$q_{m+1}(x, y, 0) = q_m(x, y, e_m) \quad (16)$$

On a déjà le terme  $q_m(x, y, e_m)$ . Il suffit alors d'obtenir l'expression de  $q_{m+1}(x, y, 0)$  en appliquant ici aussi la "Loi de Fourier":

$$q_{m+1}(x, y, 0) = -k_{m+1} \cdot \text{grad}(\theta(x, y, 0)) = -k_{m+1} \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \cos(\alpha_i \cdot x) \cdot \cos(\beta_j \cdot y) \cdot A_{ij}(m+1) \quad (17)$$

L'équation (16) donne alors la relation entre les coefficients  $A_{ij}$  et  $B_{ij}$  de la couche  $m$  et le coefficient  $A_{ij}$  de la couche  $(m+1)$ :

$$A_{ij}(m+1) = \frac{k_m}{k_{m+1}} A_{ij}(m) \cdot \cosh(\gamma_{ij} \cdot e_m) + \frac{k_m}{k_{m+1}} B_{ij}(m) \cdot \sinh(\gamma_{ij} \cdot e_m) \quad (18)$$

On unifie les équations (15) et (18) dans un seul système et obtient la relation de proportionnalité entre les coefficients :

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} A_{ij}(m+1) \\ B_{ij}(m+1) \end{pmatrix} = [M_{ij}(m)] \cdot \begin{pmatrix} A_{ij}(m) \\ B_{ij}(m) \end{pmatrix} \\ [M_{ij}(m)] = \begin{bmatrix} \frac{k_m}{k_{m+1}} \cosh(\gamma_{ij} e_m) & \frac{k_m}{k_{m+1}} \sinh(\gamma_{ij} e_m) \\ \sinh(\gamma_{ij} e_m) + \gamma_{ij} \frac{k_m}{g_m} \cosh(\gamma_{ij} e_m) & \cosh(\gamma_{ij} e_m) + \gamma_{ij} \frac{k_m}{g_m} \sinh(\gamma_{ij} e_m) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (19)$$

Nous pouvons lier chaque coefficient de chaque couche à ceux de la première couche en utilisant la relation de récurrence:

pour  $n = 2, 3$

$$\begin{pmatrix} A_{ij}(n) \\ B_{ij}(n) \end{pmatrix} = \prod_{m=n-1}^1 [M_{ij}(m)] \begin{pmatrix} A_{ij}(1) \\ B_{ij}(1) \end{pmatrix} \quad (20)$$

où on peut dire que:

$$\prod_{m=n-1}^1 [M_{ij}(m)] = \begin{bmatrix} M_{11}(i, j) & M_{12}(i, j) \\ M_{21}(i, j) & M_{22}(i, j) \end{bmatrix} \quad (21)$$

### 2.1.2) Détermination des coefficients pour $(i, j) = (0, 0)$

Les termes  $(i, j) = (0, 0)$  nécessitent un traitement particulier. En effet, les termes  $\gamma_{00} \cdot A_{00}(m)$  sont définis, mais pas les termes  $A_{00}(m)$ . On doit alors effectuer un développement en série de Taylor des termes  $(0, 0)$  d'ordre inférieur à ceux de l'équation (10):

$$[A_{00}(m) \cdot \sinh(\gamma_{00} z_m) + B_{00}(m) \cdot \cosh(\gamma_{00} z_m)] \cdot \cos(\alpha_0 x) \cdot \cos(\beta_0 y) = B_{00}(m) + \gamma_{00} A_{00}(m) \cdot z_m \quad (22)$$

Comme précédemment, nous appliquons les équations de continuité (7):

◆ On obtient les expressions de la première équation (10bis):

$$\triangleright \theta_{(m+1)_{00}}(x, y, 0) = B_{00}(m+1) \quad (23)$$

$$\triangleright \theta_{m_{00}}(x, y, e_m) = B_{00}(m) + \gamma_{00} A_{00}(m) \cdot e_m \quad (24)$$

$$\triangleright q_{m_{00}}(x, y, e_m) = -k_m \cdot \gamma_{00} A_{00}(m) \quad (25)$$

Cette condition conduit alors à l'expression:

$$B_{00}(m+1) = B_{00}(m) + \gamma_{00} A_{00}(m) \cdot e_m + \frac{k_m}{g_m} \gamma_{00} A_{00}(m) = \left( e_m + \frac{k_m}{g_m} \right) \cdot \gamma_{00} A_{00}(m) + B_{00}(m) \quad (26)$$

◆ Pour la deuxième équation de continuité (16) on considère :

$$q_{(m+1)00}(x, y, 0) = -k_{m+1} \cdot \gamma_{00} A_{00}(m+1) \quad (27)$$

qui conduit, avec la (24) à:

$$\gamma_{00} A_{00}(m+1) = \frac{k_m}{k_{m+1}} \gamma_{00} A_{00}(m) \quad (28)$$

En définitive, on obtient pour le cas (0,0):

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(m+1) \\ B_{00}(m+1) \end{pmatrix} = [M_{00}(m)] \cdot \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(m) \\ B_{00}(m) \end{pmatrix} \\ [M_{00}(m)] = \begin{bmatrix} \frac{k_m}{k_{m+1}} & 0 \\ e_m + \frac{k_m}{g_m} & 1 \end{bmatrix} \end{cases} \quad (29)$$

Même dans ce cas, on obtient un lien entre les termes de la couche n générique et ceux de la couche 1:

pour n = 2, 3

$$\begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(n) \\ B_{00}(n) \end{pmatrix} = \prod_{m=n-1}^1 [M_{00}(m)] \cdot \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(1) \\ B_{00}(1) \end{pmatrix} \quad (30)$$

Comme dans le cas (i,j) ≠ (0,0), on peut appliquer la relation de récurrence et obtenir:

$$\prod_{m=n-1}^1 [M_{00}(m)] = \begin{bmatrix} M_{11}(0,0) & M_{12}(0,0) \\ M_{21}(0,0) & M_{22}(0,0) \end{bmatrix} \quad (31)$$

## 2.2) Application au cas de l'échangeur tri-couches

A partir des équations générales trouvées dans le chapitre précédent, on propose maintenant de continuer le travail commencé dans le rapport de S. Rael pour l'adapter à notre étude. Dans le cas tri-couches, nous avons six coefficients  $A_{ij}(1)$ ,  $A_{ij}(2)$ ,  $A_{ij}(3)$ ,  $B_{ij}(1)$ ,  $B_{ij}(2)$ ,  $B_{ij}(3)$ .

Pour trouver le système de six équations à six inconnues, il faut développer le système (19) et sa relation de récurrence (18), dans le cas  $(i,j) \in \mathbb{N}^2 \setminus (0,0)$ , le système (27) et sa relation de récurrence (28) dans le cas  $(i,j) = (0,0)$ . Pour rendre plus clairs les passages mathématiques, on partage les développements des termes  $(i,j) \neq (0,0)$  et le cas  $(i,j) = (0,0)$ .

□ Termes  $(i,j) \in \mathbb{N}^2 \setminus (0,0)$

◆ La condition de Neumann (6) donne la valeur symbolique du coefficient  $A_{ij}(1)$ :

$$\gamma_{ij} A_{ij}(1) = -\frac{q_p}{k_1} s_{xi} s_{yj} \quad (\forall (i,j) \in \mathbb{N}^2)$$

◆ Les conditions de continuité (7) donnent les relations entre les tri-couches:

– Couches 1 – 2

Dans ce cas,  $n=2$  et  $m=1$  :

$$\begin{pmatrix} A_{ij}(2) \\ B_{ij}(2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_1}{k_2} \cosh(\gamma_{ij} e_1) & \frac{k_1}{k_2} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \\ \sinh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \cosh(\gamma_{ij} e_1) & \cosh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{ij}(1) \\ B_{ij}(1) \end{pmatrix} \quad (32)$$

– Couches 2 - 3

Dans ce cas,  $n=3$  et  $m=2$  :

$$\begin{pmatrix} A_{ij}(3) \\ B_{ij}(3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_2}{k_3} \cosh(\gamma_{ij} e_2) & \frac{k_2}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \\ \sinh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \cosh(\gamma_{ij} e_2) & \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{ij}(2) \\ B_{ij}(2) \end{pmatrix} \quad (33)$$

- ♦ Il reste à définir la relation entre les coefficients  $A_{ij}(1)$  et  $B_{ij}(1)$ . Pour cela on applique la condition de Fourier (34) sur la face inférieure de l'échangeur. Elle donne une relation entre les coefficients  $A_{ij}(3)$  et  $B_{ij}(3)$ . Ensuite, avec des manipulations symboliques, on peut obtenir le résultat cherché. Si dans la (34) on appelle:

$$B_{ij}(3) = -\frac{k_3 \gamma_{ij} + h \cdot \tanh(\gamma_{ij} e_3)}{h + k_3 \gamma_{ij} \tanh(\gamma_{ij} e_3)} A_{ij}(3) \quad (\forall (i, j) \in N^2) \quad (34)$$

$$C_{ij} = \frac{k_3 \gamma_{ij} + h \cdot \tanh(\gamma_{ij} e_3)}{h + k_3 \gamma_{ij} \tanh(\gamma_{ij} e_3)} \quad (35)$$

la condition de Fourier devient:

$$B_{ij}(3) = -C_{ij} A_{ij}(3) \quad (36)$$

En partant de l'équation (36) et en la substituant dans la deuxième équation du système (20), après des manipulations symboliques, on obtient:

$$B_{ij}(1) = -\frac{M_{11}(i, j)C_{i,j} + M_{21}(i, j)}{M_{12}(i, j)C_{i,j} + M_{22}(i, j)} A_{ij}(1) \quad (37)$$

où:

$$M_{11}(i, j) = \frac{k_1}{k_3} \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \frac{k_2}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \cdot \left[ \sinh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \cosh(\gamma_{ij} e_1) \right] \quad (38)$$

$$M_{12}(i, j) = \frac{k_1}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \frac{k_2}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \cdot \left[ \cosh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \right] \quad (39)$$

$$M_{21}(i, j) = \left( \frac{k_1}{k_2} + \gamma_{ij}^2 \frac{k_1 k_2}{g_1 g_2} \right) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} k_1 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \cosh(\gamma_{ij} e_2) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_2) \quad (40)$$

$$\begin{aligned}
M_{22}(i, j) = & \left( \frac{k_1}{k_2} + \gamma_{ij}^2 \frac{k_1 k_2}{g_1 g_2} \right) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} k_1 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \\
& + \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cdot \sinh(\gamma_{ij} e_2)
\end{aligned} \quad (41)$$

On peut maintenant obtenir l'expression complète de la relation (36):

$$\begin{aligned}
B_{ij}(1) = & \frac{\left\{ \frac{k_1}{k_3} \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \frac{k_2}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \left[ \sinh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \cosh(\gamma_{ij} e_1) \right] \right\} \frac{k_3 \gamma_{ij} + h * \tanh(\gamma_{ij} e_3)}{h + k_3 \gamma_{ij} \tanh(\gamma_{ij} e_3)} + \dots}{\left\{ \frac{k_1}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \frac{k_2}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \left[ \cosh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \right] \right\} \frac{k_3 \gamma_{ij} + h * \tanh(\gamma_{ij} e_3)}{h + k_3 \gamma_{ij} \tanh(\gamma_{ij} e_3)} + \dots} \\
& \dots + \frac{\left( \frac{k_1}{k_2} + \gamma_{ij}^2 \frac{k_1 k_2}{g_1 g_2} \right) \cosh(\gamma_{ij} e_1) \sinh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} k_1 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \cosh(\gamma_{ij} e_1) \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \dots}{\dots + \left( \frac{k_1}{k_2} + \gamma_{ij}^2 \frac{k_1 k_2}{g_1 g_2} \right) \sinh(\gamma_{ij} e_1) \sinh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} k_1 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \sinh(\gamma_{ij} e_1) \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \dots} \\
& \dots + \frac{\cosh(\gamma_{ij} e_2) \sinh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \sinh(\gamma_{ij} e_2)}{\dots + \cosh(\gamma_{ij} e_2) \cosh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \cosh(\gamma_{ij} e_1) \sinh(\gamma_{ij} e_2)} \left( -\frac{q_p}{k_1 \gamma_{ij}} s_{xi} s_{yj} \right)
\end{aligned} \quad (42)$$

◆ En fin, on obtient le système d'équations suivant  $\forall (i, j) \in N^2 \setminus (0, 0)$ :

$$\begin{cases}
 \gamma_{ij} A_{ij}(1) = -\frac{q_P}{k_1} s_{xi} s_{yj} \\
 B_{ij}(1) = -\frac{M_{11}(i,j)C_{ij} + M_{21}(i,j)}{M_{12}(i,j)C_{ij} + M_{22}(i,j)} A_{ij}(1) \\
 \begin{pmatrix} A_{ij}(2) \\ B_{ij}(2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_1}{k_2} \cosh(\gamma_{ij} e_1) & \frac{k_1}{k_2} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \\ \sinh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \cosh(\gamma_{ij} e_1) & \cosh(\gamma_{ij} e_1) + \gamma_{ij} \frac{k_1}{g_1} \sinh(\gamma_{ij} e_1) \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_{ij}(1) \\ B_{ij}(1) \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} A_{ij}(3) \\ B_{ij}(3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_2}{k_3} \cosh(\gamma_{ij} e_2) & \frac{k_2}{k_3} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \\ \sinh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \cosh(\gamma_{ij} e_2) & \cosh(\gamma_{ij} e_2) + \gamma_{ij} \frac{k_2}{g_2} \sinh(\gamma_{ij} e_2) \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_{ij}(2) \\ B_{ij}(2) \end{pmatrix}
 \end{cases} \quad (43)$$

□ Termes (0,0)

On va appliquer les différentes conditions aux limites:

- ◆ La condition de Neumann (6) donne la valeur symbolique du coefficient  $A_{00}(1)$ :

$$\gamma_{00} A_{00}(1) = -\frac{q_P}{k_1} s_{x0} s_{y0} \quad (44)$$

- ◆ Les conditions de continuité (7) donnent les relations entre les trois couches de cette façon:

– Couches 1 – 2

Dans ces cas là,  $n=2$  et  $m=1$  :

$$\begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(2) \\ B_{00}(2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_1}{k_2} & 0 \\ e_1 + \frac{k_1}{g_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(1) \\ B_{00}(1) \end{pmatrix} \quad (45)$$

➤ Couches 2 - 3

Dans ces cas là,  $n=3$  et  $m=2$  :

$$(62) \quad \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(3) \\ B_{00}(3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_2}{k_3} & 0 \\ e_2 + \frac{k_2}{g_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(2) \\ B_{00}(2) \end{pmatrix}$$

➤ Couches 2 - 3

Dans ces cas là,  $n=3$  et  $m=2$  :

$$\begin{pmatrix} \gamma_{00}A_{00}(3) \\ B_{00}(3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_2}{k_3} & 0 \\ e_2 + \frac{k_2}{g_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{00}A_{00}(2) \\ B_{00}(2) \end{pmatrix} \quad (46)$$

- ◆ Il reste à définir la relation entre les coefficients  $\gamma_{00}A_{00}(1)$  et  $B_{00}(1)$ . Pour cela on applique la condition de Fourier (34) sur la face inférieure de l'échangeur. Comme on a déjà fait dans le cas  $(i,j) \neq (0,0)$ , on va obtenir d'abord la relation entre les coefficients  $\gamma_{00}A_{00}(3)$  et  $B_{00}(3)$ . A partir du développement en série de Taylor autour de zéro de la troisième équation de (10), on obtient:

$$B_{00}(3) = -\left(e_3 + \frac{k_3}{h}\right)\gamma_{00}A_{00}(3) \quad (47)$$

relation qui devient, dans le cas d'une condition de Dirichlet:

$$B_{00}(3) = -e_3\gamma_{00}A_{00}(3) \quad (48)$$

Si maintenant on utilise la même procédure pour obtenir les termes  $A_{00}(1)$  et  $B_{00}(1)$ , c'est-à-dire en substituant l'équation (47) dans la deuxième équation du système (30), après des manipulations symboliques, on obtient:

$$B_{00}(1) = -\frac{M_{11}(0,0) \cdot \left(e_3 + \frac{k_3}{h}\right) + M_{21}(0,0)}{M_{12}(0,0) \cdot \left(e_3 + \frac{k_3}{h}\right) + M_{22}(0,0)} \gamma_{00}A_{00}(1) \quad (49)$$

où, par la relation (31):

$$M_{11}(0,0) = \frac{k_1}{k_3} \quad (50)$$

$$M_{12}(0,0) = 0 \quad (51)$$



$$M_{21}(0,0) = e_1 + \frac{k_1}{k_2} \left[ e_2 + k_2 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \right] \quad (52)$$

$$M_{22}(0,0) = 1 \quad (53)$$

En définitive, l'expression complète sera:

$$B_{00}(1) = - \left\{ \frac{k_1}{k_3} \left( e_3 + \frac{k_3}{h} \right) + e_1 + \frac{k_1}{k_2} \left[ e_2 + k_2 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \right] \right\} \gamma_{00} A_{00}(1) \quad (54)$$

◆ En fin, le système d'équations pour  $(i,j)=(0,0)$  est:

$$\begin{cases} \gamma_{00} A_{00}(1) = -\frac{q_p}{k_1} s_{x0} s_{y0} \\ B_{00}(1) = - \left\{ \frac{k_1}{k_3} \left( e_3 + \frac{k_3}{h} \right) + e_1 + \frac{k_1}{k_2} \left[ e_2 + k_2 \left( \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \right) \right] \right\} \gamma_{00} A_{00}(1) \\ \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(2) \\ B_{00}(2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_1}{k_2} & 0 \\ e_1 + \frac{k_1}{g_1} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(1) \\ B_{00}(1) \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(3) \\ B_{00}(3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_2}{k_3} & 0 \\ e_2 + \frac{k_2}{g_2} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \gamma_{00} A_{00}(2) \\ B_{00}(2) \end{pmatrix} \end{cases} \quad (55)$$

### 3) Conclusion

Les équations de la thermique ont donné pour chaque couche une formulation permettant de calculer la température en chaque point (10). Les coefficients  $A_{ij}$ ,  $B_{ij}$ ,  $\gamma_{ij}$ , intervenant dans ces formules, peuvent être déterminés à partir des systèmes d'équations (43) et (55). En appliquant toutes ces formules, nous pouvons donc calculer entre autre, la répartition de la température sur la surface supérieure de l'échangeur ( $z = 0$ ) et donc obtenir la température de composant (donc la température de jonction).